

Министерство образования Республики Беларусь
Учреждение образования
«Белорусский государственный университет
информатики и радиоэлектроники»

Факультет радиотехники и электроники

Кафедра информационных радиотехнологий

С. Ю. Михневич

ОПТИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ И УСТРОЙСТВА ОБРАБОТКИ ИНФОРМАЦИИ

*Допущено Министерством образования Республики Беларусь
в качестве учебного пособия для студентов учреждений высшего
образования по специальности «Радиоинформатика»*

Минск БГУИР 2017

УДК [621.391+535.8](076)
ББК 32.886я73+32.889я73
М69

Рецензенты:

кафедра лазерной физики и спектроскопии
Белорусского государственного университета
(протокол №9 от 11.03.2016);

профессор кафедры информационных систем и технологий
учреждения образования «Белорусский государственный
технологический университет»,
доктор технических наук, профессор П. П. Урбанович

Михневич, С. Ю.

М69 Оптические методы и устройства обработки информации : учеб.
пособие / С. Ю. Михневич. – Минск : БГУИР, 2017. – 140 с. : ил.
ISBN 978-985-543-286-0.

Предназначено для студентов технических специальностей. Изложены краткие теоретические сведения об оптических методах и устройствах обработки информации.

УДК [621.391+535.8](076)
ББК 32.886я73+32.889я73

ISBN 978-985-543-286-0

© Михневич С. Ю., 2017
© УО «Белорусский государственный
университет информатики
и радиоэлектроники», 2017

СОДЕРЖАНИЕ

ВВЕДЕНИЕ	5	
1 ОСНОВЫ ТЕОРИИ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ		
1.1 Оптическое излучение в классической физике	6	
1.2 Интерференция света. Понятие когерентности света	11	
1.3 Дифракция света	18	
1.4 Преобразование Фурье	23	
1.5 Пространственная фильтрация оптических сигналов	26	
Список использованных источников	29	
2 НЕЛИНЕЙНАЯ ОПТИКА		30
2.1 Оптическое излучение в квантовой теории	30	
2.2 Спектры. Уширение линий. Виды оптического спонтанного излучения	34	
2.3 Распространение света: рассеяние света, поляризуемость вещества	37	
2.4 Вынужденные процессы: поглощение и усиление	40	
2.5 Лазер. Оптический резонатор	41	
2.6 Методы внутррезонаторного управления параметрами излучения лазеров	49	
2.7 Виды лазеров	51	
2.8 Особенности оптического диапазона передачи информации	55	
2.9 Открытые оптические системы связи	56	
Список использованных источников	62	
3 ИНТЕГРАЛЬНАЯ И ВОЛОКОННАЯ ОПТИКА		63
3.1 Оптические свойства полупроводников	63	
3.2 Приемники и источники оптического излучения	66	
3.3 Интегральная и волоконная оптика: тенденции развития	72	
3.4 Оптические волноводы. Общие характеристики	74	
3.5 Волоконно-оптические линии связи	82	
3.6 Конструкции и типы оптических волокон	86	
3.7 Структуры с обратной связью	94	
3.8 Передатчики оптического излучения, источники излучения и усилители в ВОЛС	102	

3.9 Активные элементы ВОЛС	108
3.10 Пассивные элементы ВОЛС	113
Список использованных источников	116
4 ОПТИЧЕСКИЕ И КВАНТОВЫЕ ВЫЧИСЛЕНИЯ.....	118
4.1 Переход к оптическим вычислениям.....	118
4.2 Аналоговые оптические вычисления.....	120
4.3 Оптическая бистабильность. Оптический транзистор.....	123
4.4 История оптического компьютера	127
4.5 Нейрокомпьютеры	131
4.6 Принцип квантовых вычислений	135
Список использованных источников	138
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	139

Библиотека БГУИР

ВВЕДЕНИЕ

Одним из перспективных направлений в электронике является использование оптических и оптоэлектронных приборов для различных процессов детектирования, обработки, хранения и передачи информации. Оптические элементы работают и как отдельные компоненты, и благодаря миниатюризации встраиваются в оптоэлектронные компоненты вычислительных сетей.

Для специалистов, работающих в области использования, разработки и создания электронной вычислительной техники, важно знать принципы работы оптоэлектронных приборов, понимать физические основы оптоэлектроники.

Курс «Оптические методы и устройства обработки информации» предназначен для студентов, обучающихся по техническим специальностям, и включает основные разделы оптоэлектроники, некогерентной и когерентной оптики, а также описание оптических методов и устройств обработки информации. В учебном пособии отражены основы генерации, обработки, хранения, передачи, детектирования и преобразования оптических сигналов и полей.

В разделе 1 приведены основы теории оптического излучения как электромагнитного излучения. Представлены основные волновые явления, необходимые для понимания процессов оптической передачи и обработки информации.

В разделе 2 представлены основы нелинейной оптики, что является фундаментом для функционирования различных оптических приборов.

В разделе 3 рассмотрена элементная база интегральной и волоконной оптики.

Раздел 4 посвящен проблеме оптических и квантовых вычислений.

1 ОСНОВЫ ТЕОРИИ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

1.1 Оптическое излучение в классической физике

Оптическое излучение в классической физике – это электромагнитные волны оптического диапазона от 0,01 до 1000 мкм, от ультрафиолетового излучения (10–390 нм) до инфракрасного диапазона (0,78 мкм – 0,1 мм) и терагерцевого (0,1–1 мм). Со стороны длинных волн к диапазону оптических волн примыкают радиоволны, а со стороны коротких волн – рентгеновское излучение. Оптическая область спектра в свою очередь делится на три участка: инфракрасный, видимый и ультрафиолетовый. Диапазон электромагнитных волн от 380 нм (790 ТГц) до 780 нм (385 ТГц) действует на глаз человека, вызывая видимые ощущения, и называется видимым диапазоном. В большинстве практических применений используется видимый и ближний инфракрасный диапазон длин волн (0,4–1,6 мкм). Скорость распространения световой волны в вакууме постоянна и равна $c = 299\,792\,458$ м/с.

Электромагнитные волны оптического диапазона, создаваемые различными источниками излучения, описываются уравнениями Максвелла:

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

$$\operatorname{rot} \vec{H} = \vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}, \quad (1.2)$$

$$\operatorname{div} \vec{D} = \rho, \quad (1.3)$$

$$\operatorname{div} \vec{B} = 0, \quad (1.4)$$

где \vec{E} (В/м) и \vec{H} (А/м) – напряженности электрической и магнитной составляющих; \vec{D} (Кл/м²) и \vec{B} (Вб/м²) – их индукции; \vec{j} (А/м²) – плотность тока; ρ (Кл/м³) – плотность пространственного заряда.

В среде с относительной диэлектрической проницаемостью ϵ , относительной магнитной проницаемостью μ и электропроводностью σ (1/(Ом·м)) векторы \vec{E} , \vec{H} , \vec{D} , \vec{B} и \vec{j} связаны так называемыми материальными уравнениями:

$$\vec{D} = \epsilon \epsilon_0 \vec{E}, \quad (1.5)$$

$$\vec{B} = \mu \mu_0 \vec{H}, \quad (1.6)$$

$$\vec{j} = \sigma \vec{E}, \quad (1.7)$$

где ϵ_0 (Ф/м) и μ_0 (Гн/м) – электрическая и магнитная постоянные в вакууме.

Из уравнений Максвелла и материальных уравнений выводится волновое уравнение светового поля

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}\right)\vec{A} = \frac{1}{\vec{v}^2} \cdot \frac{\partial^2 \vec{A}}{\partial t^2}, \quad (1.8)$$

которое описывает распространение однородной плоской монохроматической волны:

$$\vec{A}(\vec{r}, t) = A_0 e^{i(\vec{k}\vec{r} - \omega t + \varphi)}, \quad (1.9)$$

где \vec{r} – радиус-вектор точки; A_0 , ω и φ – амплитуда, частота и начальная фаза колебаний; \vec{k} – волновой вектор.

Скорость световой волны в среде v :

$$\vec{v}^2 = \frac{c^2}{\epsilon\mu}, \quad |\vec{k}| = \frac{\omega}{|\vec{v}|} = \frac{2\pi}{\lambda}, \quad \frac{1}{c} = \sqrt{\epsilon_0\mu_0}, \quad (1.10)$$

где λ – длина волны.

Волновое уравнение (1.8) справедливо для электрической \vec{E} и магнитной \vec{H} составляющих электромагнитной волны (рисунок 1.1).

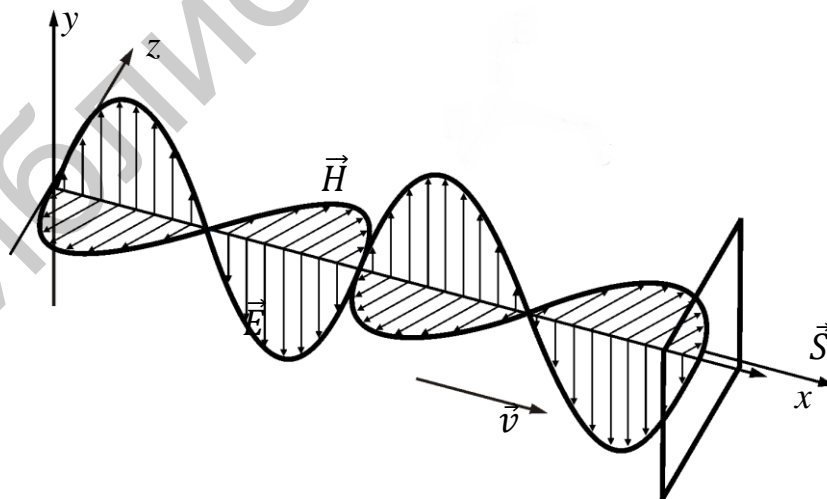


Рисунок 1.1 – Взаимное расположение векторов электрической \vec{E} и магнитной \vec{H} напряженности и направления распространения света

Вектор электрической напряженности перпендикулярен вектору магнитной напряженности, и оба они перпендикулярны направлению распространения света (см. рисунок 1.1), поэтому такое поле называется поперечным.

Монохроматической волной называется волна, которая характеризуется одной частотой.

Волновой фронт – поверхность, на которой значения фазы электромагнитной волны одинаковы. Различают два предельных случая формы волнового фронта световой волны. У плоской волны направление распространения одинаково во всех точках пространства или в любой момент времени волновой фронт плоский. У сферической волны волновой фронт имеет вид сферы, такая волна характерна для точечного источника света в однородном изотропном пространстве.

Однородной называется волна, у которой фазовый фронт совпадает с амплитудным, т. е. векторы \vec{E} и \vec{H} имеют одно и то же значение амплитуды и одно и то же направление в каждой точке волновой поверхности.

В общем случае при описании оптического излучения электрическая и магнитная составляющие раскладываются на компоненты вдоль осей x , y и z , при этом каждая из компонент поля также подчиняется волновому уравнению (1.8).

Оптическое излучение характеризуется:

а) спектральными величинами. Длина волны излучения измеряется приборами, называемыми спектрографами и спектрометрами. Ширину спектральной линии узкополосных источников измеряют интерферометрами;

б) энергетическими величинами. Действие света на глаз или фотоэмульсионный слой характеризуется соответствующими световыми величинами (световым потоком, освещенностью, яркостью источника, световой экспозицией), которые основаны на оценке светового потока по световому ощущению глаза или светочувствительности фотоэмульсионного слоя. У световых величин нет никакой спектральной плотности, т. к. глаз не может провести спектральный анализ.

Чаще всего в технике при анализе оптических сигналов используются энергетические характеристики. Электромагнитные волны переносят энергию электромагнитного поля, поток которой определяется величиной вектора Пойнтинга:

$$\vec{S}(t) = [\vec{E}(t) \times \vec{H}(t)]. \quad (1.11)$$

Интенсивность электромагнитного излучения равна усредненному за период значению модуля вектора Пойнтинга:

$$I = \frac{1}{T} \int_t^{t+T} |\vec{S}(t)| dt = v w, \quad (1.12)$$

где w – объемная плотность энергии электромагнитной волны.

Для монохроматической линейно поляризованной волны с амплитудой напряженности электрического поля E_0 интенсивность равна

$$\langle w \rangle = \frac{1}{2} \varepsilon_0 \varepsilon E_0^2. \quad (1.13)$$

В оптике амплитуда поля не может непосредственно наблюдаться или измеряться, т. к. поле меняется во времени с частотой $\sim 10^{15}$ Гц, а любые приемники излучения имеют значительно большее, чем такой период колебаний, время инерции $\Delta t \gg 10^{-15}$ с. Поэтому регистрируется лишь усредненная во времени величина – интенсивность поля I (Вт/м²).

Взаимодействие оптического излучения со средой в классической физике определяется относительными диэлектрической и магнитной проницаемостями, которые в случае неоднородной среды зависят от направления распространения волны и могут изменяться во времени и пространстве в результате различных воздействий (тепловое, оптическое, механическое, электрической и т. д.). В общем случае электрическая и магнитная проницаемости описываются в матричной форме.

Постоянными характеристиками, не зависящими от среды, для монохроматической волны являются частота $\nu = \omega/2\pi$ и период колебаний $T = 1/\nu$. Длина волны λ и модуль волнового вектора \vec{k} монохроматической волны при распространении в среде зависят от показателя преломления среды, т. к. скорость распространения света в среде $\vec{v} = \vec{c}/n = \vec{c}/\sqrt{\varepsilon\mu}$.

В общем случае показатель преломления среды может зависеть от частоты распространяющегося света $n(\omega)$. В этом случае монохроматические волны будут распространяться в среде с разной фазовой скоростью $\vec{v} = \omega/\vec{k}$. Такое явление называется дисперсией света. Если рассматривать

распространение волнового пакета (совокупность электромагнитных волн), то максимум интенсивности приходится на центр группы волн и скорость переноса энергии волновым пакетом равна групповой скорости:

$$\vec{v}_g = \vec{v} - \lambda \frac{d\vec{v}}{d\lambda}. \quad (1.14)$$

Связь световых и энергетических величин устанавливается через зрительное восприятие, которое хорошо изучено экспериментально. Функция видности глаза $V(\lambda)$ – это относительная спектральная кривая эффективности монохроматического излучения. Она показывает, как глаз воспринимает излучение различного спектрального состава. $V(\lambda)$ – величина, обратно пропорциональная монохроматическим мощностям, дающим одинаковое зрительное ощущение, причем воздействие потока излучения с длиной волны $\lambda = 555$ нм условно принимается за единицу. Функция видности глаза максимальна в области желто-зеленого цвета (550–570 нм) и спадает до нуля для красных и фиолетовых лучей (рисунок 1.2).

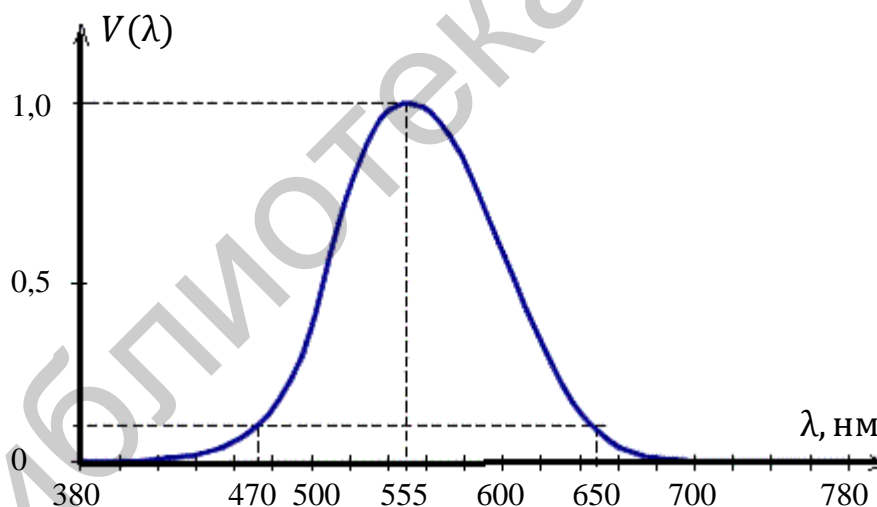


Рисунок 1.2 – Функция видности глаза

Определить некую световую величину Q (поток, сила света, яркость и т. д.) по спектральной плотности соответствующей ей энергетической величины $Q(\lambda)$ можно по общей формуле:

$$Q = 680 \int_{0,38}^{0,77} V(\lambda) Q(\lambda) d\lambda. \quad (1.15)$$

Плоская монохроматическая волна – идеализированное представление светового поля, в реальности мы имеем дело с волновым пучком – набором плоских монохроматических волн. Рассмотрим общие характеристики оптического излучения.

1.2 Интерференция света. Понятие когерентности света

Рассмотрим основные принципы распространения пакета волн на примере распространения двух накладывающихся друг на друга волн \vec{E}_1 и \vec{E}_2 , описываемых согласно (1.9):

$$\vec{E}_1 = E_{10} \cdot e^{i(\vec{k}_1 \vec{r}_1 - \omega_1 t + \varphi_1)}, \quad \vec{E}_2 = E_{20} \cdot e^{i(\vec{k}_2 \vec{r}_2 - \omega_2 t + \varphi_2)}. \quad (1.16)$$

Амплитуда результирующего колебания определяется из (1.12)–(1.13) выражением

$$I = c \varepsilon_0 \sqrt{\varepsilon/\mu} \cdot (\vec{E}_1 + \vec{E}_2) \cdot (\vec{E}_1 + \vec{E}_2)^*. \quad (1.17)$$

Интенсивности отдельных волн соответственно равны

$$I_1 = c \varepsilon_0 \sqrt{\varepsilon/\mu} \cdot E_{10}^2, \quad I_2 = c \varepsilon_0 \sqrt{\varepsilon/\mu} \cdot E_{20}^2. \quad (1.18)$$

Для простоты рассмотрим одномерный случай (x):

$$I = I_1 + I_2 + 2c \cdot E_{10} E_{20} \cdot \cos \delta, \quad (1.19)$$

$$\delta = (k_{1s} - k_{2s})x - (\omega_1 - \omega_2)t + (\varphi_1 - \varphi_2). \quad (1.20)$$

Если разность фаз δ (выражение (1.20)) возбуждаемых волнами колебаний остается постоянной, то волны называются когерентными.

В случае некогерентных волн I непрерывно изменяется, принимая с равной вероятностью любые значения. Вследствие чего среднее по времени значение третьего (интерференционного) слагаемого в (1.19) равно нулю и, соответственно, суммарная интенсивность двух волн равна сумме интенсивностей волн.

Рассмотрим случай распространения двух когерентных волн одинаковой интенсивности I_0 от двух точечных источников (S_1 и S_2), расстояние между которыми d (рисунок 1.3).

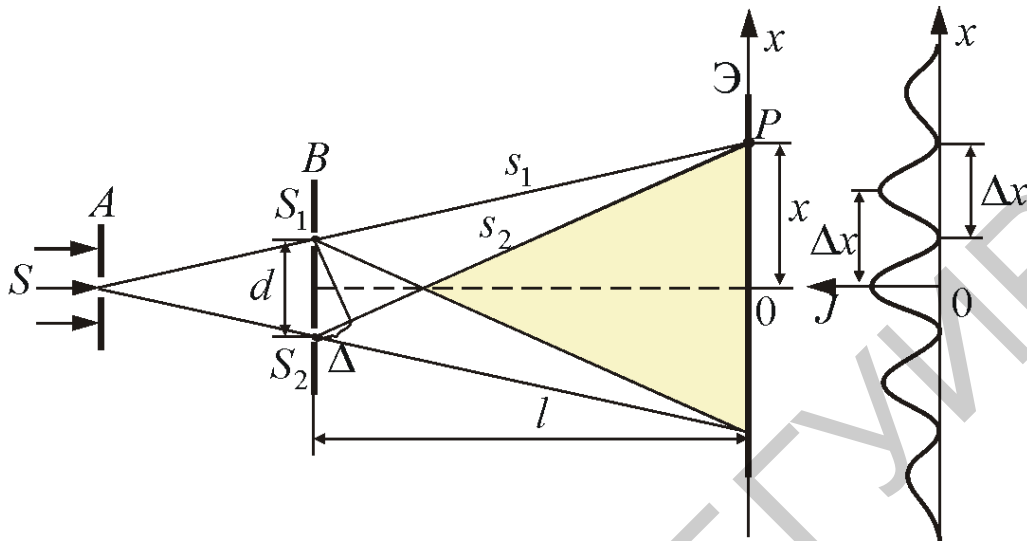


Рисунок 1.3 – Наложение двух когерентных волн

Пусть начальные фазы волн одинаковы. Тогда суммарная интенсивность будет описываться выражением

$$I = I_1 + I_2 + 2c\epsilon_0\sqrt{\epsilon/\mu} \cdot E_{10}E_{20} \cdot \cos(k(s_2 - s_1)). \quad (1.21)$$

Эти две волны пройдут до оси x , расположенной на расстоянии l от источников, разные расстояния (s_1 и s_2) соответственно равны:

$$s_1^2 = l^2 + (x - d/2)^2, \quad s_2^2 = l^2 + (x + d/2)^2,$$

разность расстояний Δ будет составлять $\Delta = s_2 - s_1 = 2xd/(s_2 + s_1)$.

При условии, что $d \ll l$, $s_2 + s_1 \approx 2l$, $\Delta = xd/l$. Интенсивность света по оси x будет описываться выражением

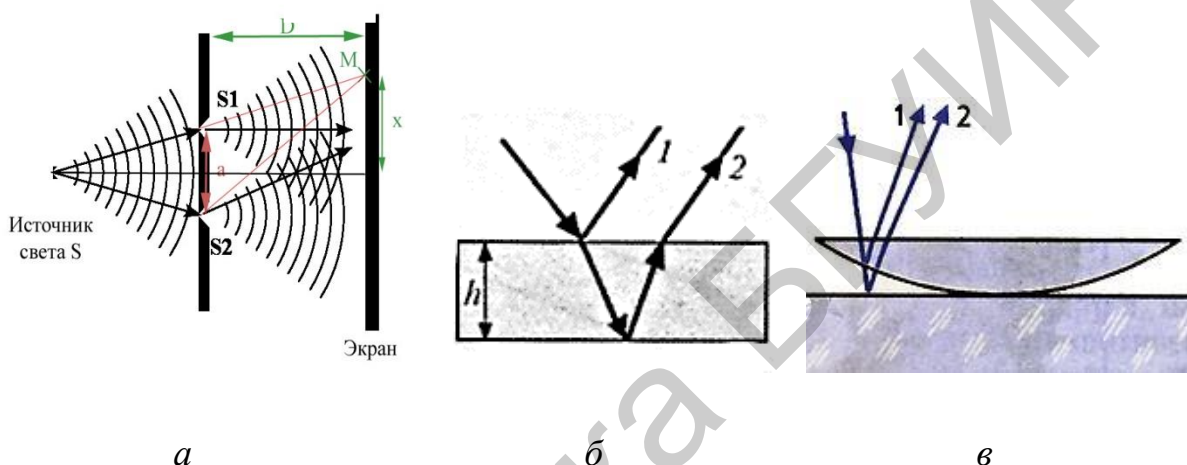
$$I = 2I_0 \left(1 + \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda}\right) \cdot \frac{xd}{l} \right). \quad (1.22)$$

Соответственно при условии $\Delta = \pm m\lambda$ на экране (\mathcal{E}) будут наблюдаться максимумы интенсивности, а при условии $\Delta = \pm(2m + 1)\lambda/2$ – минимумы интенсивности света. Таким образом, при наложении когерентных световых

волн происходит перераспределение светового потока в пространстве. Это явление называется интерференцией волн.

В выражении (1.22) λ – длина оптического излучения в среде, т. е. $\lambda = \lambda_0/n$, где λ_0 – длина оптического излучения в вакууме. Иногда в оптике используют для вычислений именно λ_0 , тогда при расчете длины пути света s необходимо использовать так называемый оптический путь, sn .

Существуют разные методы получения интерференции, наиболее распространенные показаны на рисунке 1.4.



a – опыт Юнга; *б* – интерференция в тонких пленках; *в* – кольца Ньютона

Рисунок 1.4 – Методы получения интерференции

Явление интерференции наблюдается в природе (переливание крыльев бабочки, мыльных пузырей, пленки бензина на поверхности воды, компакт-дисков и т. д.) и используется в технике в основном следующим образом:

1. Проверка качества обработки поверхности до 10^{-6} см. Несовершенство обработки определяют по искривлению интерференционных полос, образующихся при отражении света от проверяемой поверхности.

2. Объективы фотоаппаратов и кинопроекторов, перископы подводных лодок и другие оптические устройства состоят из большого числа оптических стекол, линз, призм. Каждая отполированная поверхность стекла отражает около 5 % падающего на нее света. Поэтому общие потери света в объективе фотоаппарата составляют около 25 %, в микроскопе – 50 % и т. д. В результате освещенность изображения получается малой, ухудшается качество изображения. Чтобы уменьшить долю отражаемой энергии, на поверхность оптического стекла наносят тонкую пленку, и возникающая интерференция света гасит отраженный свет.

3. Существуют специальные приборы – интерферометры, действие которых основано на явлении интерференции. Принцип действия интерферометра заключается в следующем: пучок электромагнитного излучения с помощью того или иного устройства пространственно разделяется на два или большее количество когерентных пучков. Каждый из пучков проходит различные оптические пути и, достигая экрана, создает интерференционную картину, по которой можно установить разность фаз интерферирующих пучков в данной точке картины. С помощью интерферометра измеряют длины волн, показатели преломления, коэффициенты линейного расширения и др.

В природе когерентного излучения не существует, т. к. монохроматическая волна должна быть бесконечна во времени, а любое излучение длится некоторое конечное время τ .

Пусть функция $F(t)$ описывает волновой пакет в некоторой точке в момент времени t :

$$F(t) = E_0 e^{i\omega_0 t} \text{ при } |t| \leq \tau/2, \\ F(t) = 0 \text{ при } |t| > \tau/2.$$

График вещественной части этой функции представлен на рисунке 1.5.

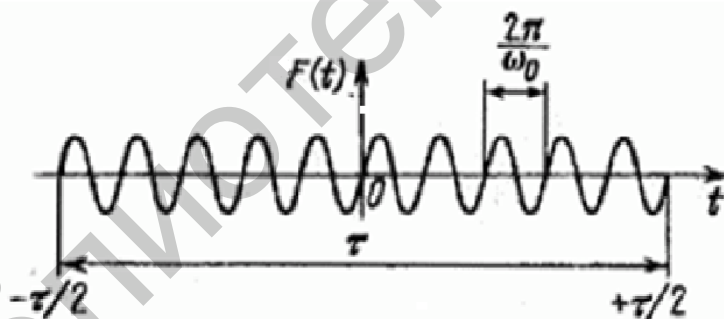


Рисунок 1.5 – Волновой пакет

Вне интервала от минус $\tau/2$ до $\tau/2$ функция $F(t)$ равна нулю. С помощью преобразования Фурье определяется спектр временного сигнала. Амплитуды гармонических составляющих волнового пакета имеют следующий вид:

$$E(\omega) = \int_{-\tau/2}^{\tau/2} [E_0 e^{i\omega_0 t}] e^{-i\omega t} dt = \\ = E_0 \int_{-\tau/2}^{\tau/2} e^{i(\omega_0 - \omega)t} dt = E_0 \frac{e^{i(\omega_0 - \omega)t}}{i(\omega_0 - \omega)} \Big|_{-\tau/2}^{\tau/2}. \quad (1.23)$$

После подстановки пределов интегрирования и несложных преобразований приходим к формуле

$$E(\omega) = E_0 \tau \frac{\sin[(\omega_0 - \omega) \tau/2]}{(\omega_0 - \omega) \tau/2}. \quad (1.24)$$

Интенсивность гармонической составляющей волнового пакета пропорциональна квадрату амплитуды, т. е. выражению

$$f(\omega) = \frac{\sin^2[(\omega_0 - \omega) \tau/2]}{[(\omega_0 - \omega) \tau/2]^2}. \quad (1.25)$$

График функции $f(\omega)$ показан на рисунке 1.6.

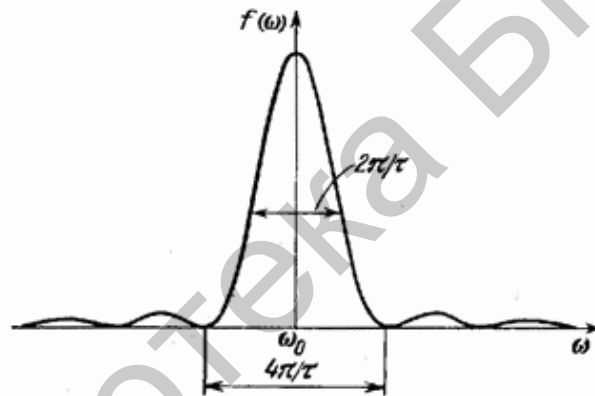


Рисунок 1.6 – Интенсивность гармонических составляющих волнового пакета

Из рисунка видно, что интенсивность гармонических составляющих, частоты которых заключены в интервале $2\pi/\tau$, значительно превосходит интенсивность остальных составляющих.

Это обстоятельство позволяет связать длительность волнового пакета τ с эффективным частотным диапазоном Фурье-спектра:

$$\tau = \frac{2\pi}{\Delta\omega} = \frac{1}{\Delta\nu}. \quad (1.26)$$

Отождествив τ со временем когерентности $t_{\text{ког}}$, придем к соотношению

$$t_{\text{ког}} = \frac{1}{\Delta\nu}. \quad (1.27)$$

Из (1.27) следует, что чем шире интервал частот, представленных в данной световой волне, тем меньше время когерентности этой волны.

Частота связана с длиной волны в вакууме соотношением $\nu = c/\lambda$. Продифференцировав это соотношение, найдем, что $\Delta\nu = c\Delta\lambda/\lambda^2$. Из формулы (1.27) получается выражение для времени когерентности:

$$t_{\text{ког}} = \frac{\lambda^2}{c\Delta\lambda}. \quad (1.28)$$

Любое излучение можно представить как ряд гармонических колебаний, длящихся некоторое время τ с примерно одинаковой частотой и амплитудой, но разными начальной фазой. Время τ – это время, характеризующее процесс излучения фотона. В пространстве такое излучение можно представить как последовательность синусоидальных отрезков длиной $l = c\tau$ (в воздухе коэффициент преломления n принимается равным единице). Длина l – это длина когерентности:

$$l_{\text{ког}} = \frac{c}{\Delta\nu} = \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda}. \quad (1.29)$$

Если разность хода лучей в интерференционных опытах $\Delta \ll l$, то колебания когерентны, если $\Delta \gg l$ – некогерентны. Только при наложении пространственно когерентных лучей получается интерференционная картина. Следовательно, условие исчезновения интерференционной картины $\Delta = l$. Для отдельного атома $\tau \approx 10^{-10}$ с, в реальных (тепловых) источниках излучает огромное количество атомов и, следовательно, длина когерентности составляет около 1 мкм. В лазерах длина когерентности может составлять сотни метров и даже километры.

Разность хода лучей из (1.22) определяет номер полосы интерференции $\Delta = m\lambda$. С учетом условия существования интерференционной картины $\Delta < l = c/\Delta\nu$. Таким образом, максимальное число видимых интерференционных полос определяется из соотношения

$$m\lambda < \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda} \quad \text{или} \quad \Delta\lambda < \frac{\lambda}{m}. \quad (1.30)$$

Чем выше порядок интерференции m , тем уже должен быть спектральный состав источника света. И наоборот – предельный порядок интерференции, который можно наблюдать от данного источника, $m < \lambda/\Delta\lambda$.

Когерентность излучения является ключевым фактором в большинстве волновых процессов, так временная когерентность источника света (или его спектральный состав) определяет видимость интерференционной картины. Большую роль в волновых процессах играет пространственная когерентность источника света – когерентность полей в направлении, перпендикулярном лучу (для плоской волны), или когерентность полей в разных точках волновой поверхности.

Рассмотрим, например, опыт Юнга (рисунок 1.7). Точки S_1 и S_2 лежат на одном волновом фронте и, казалось бы, когерентность должна быть полной, т. к. фазы фиксируются в один и тот же момент времени t , но это не совсем так. Дело в том, что реальный источник света не строго точечный, а имеет определенные размеры, поэтому поверхность разных фаз «дрожит», испытывает шум (если бы источник света был точечным, то, конечно, поля в точках S_1 и S_2 были бы полностью когерентны).

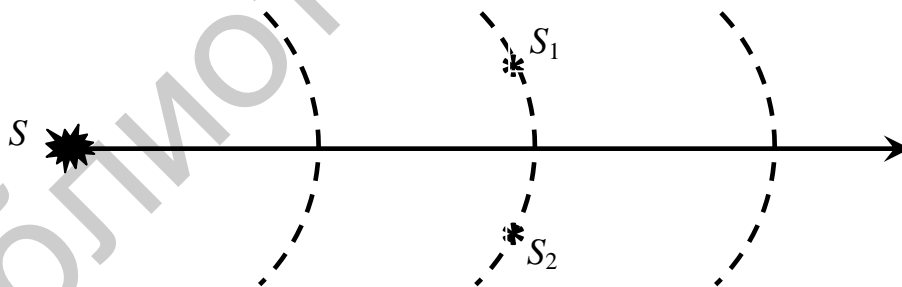


Рисунок 1.7 – Опыт Юнга

Отдельные бесконечно малые участки источника S дают четкую интерференционную картину, но эти картины от разных точек сдвинуты относительно друг друга. В результате интерференционная картина получается смазанной и будет наблюдаться только в центральной области. Условием существования интерференционной картины является пространственная когерентность поля в точках S_1 и S_2 , максимальное расстояние, на котором

возможно получить интерференционную картину, определяется как $d = \lambda/\alpha$, где α – угловой размер источника.

1.3 Дифракция света

Волновая природа света проявляется не только в интерференции, но и в дифракции света – явлении, которое проявляется как отклонение распространения света от законов геометрической оптики. Для описания дифракции необходимо использовать принцип Гюйгенса – Френеля, который является основным постулатом волновой теории и объясняет распространение волн. В соответствии с принципом Гюйгенса каждая точка волнового фронта рассматривается как источник вторичных волн. Френель уточнил принцип Гюйгенса, дополнив его принципом интерференции волн. Таким образом, в соответствии с принципом Гюйгенса – Френеля каждая точка волнового фронта рассматривается как источник вторичных волн, которые интерферируют между собой с учетом возникающих при этом фазовых соотношений. Этот принцип позволил успешно построить теории интерференции и дифракции электромагнитных волн в световом диапазоне, преломления и отражения света, он объясняет распространение волн, согласующееся с законами геометрической оптики.

Явление дифракции зачастую трактуют как случай интерференции ограниченных в пространстве волн (интерференция вторичных волн). Поскольку на практике в большинстве случаев происходит ограничение ширины волнового фронта, явление дифракции сопровождает любой процесс распространения волн.

Основная задача теории дифракции состоит в отыскании структуры светового поля при наличии препятствий. Рассмотрим случай дифракции на круглом отверстии диаметром h , которое освещается источником S (рисунок 1.8).

Поскольку в большинстве задач дифракции необходимо определить пространственную структуру поля без изменения во времени, то монохроматическое поле представляется в виде

$$E(\vec{r}, t) = \frac{1}{2} E(\vec{r}) e^{i\omega t}. \quad (1.31)$$

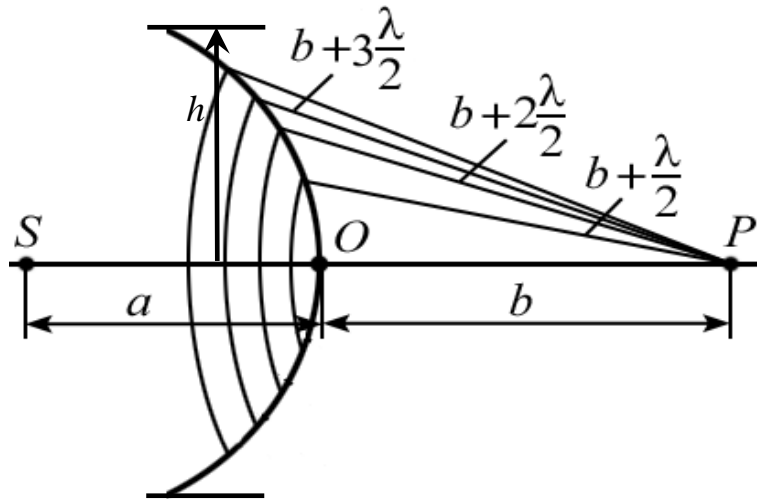


Рисунок 1.8 – Зоны Френеля при дифракции на отверстии

Подставив это выражение в волновое уравнение (1.8), получим, что часть поля, зависящая от координат, удовлетворяет волновому уравнению, не зависящему от времени:

$$\Delta E(\vec{r}) + k^2 E(\vec{r}) = 0, \quad \text{где} \quad \Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}. \quad (1.32)$$

Уравнение (1.32) называется уравнением Гельмгольца. Простейшие решения уравнения (1.32) представляют собой плоскую (выражение (1.9)) или сферическую волну («+» – расходящуюся, «-» – сходящуюся):

$$E(\vec{r}) = E_0 \frac{e^{\pm i\vec{k}\vec{r}}}{r}. \quad (1.33)$$

В силу линейности уравнения Гельмгольца ему удовлетворяет также произвольная совокупность плоских волн, распространяющихся во всевозможных направлениях, и произвольная совокупность сферических волн, возникающих в разных точках пространства. Поэтому в основу решения задачи дифракции можно положить идею спектрального разложения, согласно которой любое световое поле можно представить в виде набора плоских или сферических волн. В теории Кирхгофа реальное световое поле представляется в виде совокупности сферических волн. Согласно интегральной теореме Кирхгофа – Гельмгольца амплитуду поля в некоторой точке P можно вычислить с помощью интеграла по поверхности (M), если известна амплитуда

поля $E(\vec{r})$ и ее производная по нормали (n) к поверхности, освещенной источником S , от которой приходит излучение к точке P :

$$E(P) = \frac{1}{4\pi} \oint_M \left(G \frac{\partial E(\vec{r})}{\partial n} - E(\vec{r}) \frac{\partial G}{\partial n} \right) d\sigma, \quad \text{где} \quad G = \frac{e^{i\vec{k}\vec{r}}}{r}, \quad (1.34)$$

где G – функция точечного источника. Применительно к задаче дифракции Кирхгоф предложил использовать следующие приближенные граничные условия для светового поля: в пределах отверстия поле таково, как если бы препятствий нет, а на теневой стороне экранов поле равно нулю. Ввиду малости длины световой волны эти приближенные условия обеспечивают достаточную точность вычислений. Для задачи о дифракции сферической световой волны на щели теория Кирхгофа дает следующий результат:

$$E(P) = - \int E(M) \frac{e^{i\vec{k}\vec{r}}}{r} K(\theta) d\sigma, \quad \text{где} \quad K(\theta) = \frac{i}{\lambda} \left(\frac{1 + \cos(\theta)}{4} \right). \quad (1.35)$$

Френель решил задачу нахождения амплитуды в точке P , заменив интегрирование по поверхности суммированием по зонам. Он предложил разбить сферу на кольцевые зоны (секторы) так, что расстояние от краев каждой зоны до точки P отличается на $\lambda/2$. Построенные таким образом сектора сферы называются зонами Френеля (см. рисунок 1.8).

Волны, приходящие в точку P от аналогичных точек двух соседних зон, имеют противоположные фазы, т. к. разность хода между этими волнами равна $\lambda/2$. При не слишком больших m (m – номер зоны), площади зон Френеля примерно равны $S_1 = S_2 = S_m$. С ростом номера зоны m увеличивается расстояние b_m от зоны до точки P и угол φ между нормалью к элементам зоны и направлением на точку P . Тогда амплитуда A_m колебания, возбуждаемого m -й зоной в точке P , монотонно убывает. Полный вывод интеграла Гюйгенса – Френеля приводится в следующих источниках [1, 5, 6].

Интеграл (1.35) в точности совпадает с дифракционным интегралом Гюйгенса – Френеля. Однако вид функции $K(\theta)$, предлагаемый Френелем, оказывается не совсем точным. В предположении, что основной вклад в дифракционный интеграл вносят центральные (приосевые) зоны Френеля, т. е. $K(\theta) = 1$, получим

$$E(P) = -\frac{i}{\lambda} \int E(M) \frac{e^{i\vec{k}\vec{r}}}{\vec{r}} d\sigma. \quad (1.36)$$

В такой форме дифракционный интеграл совпадает с интегралом Гюйгенса – Френеля. Перейдем из сферической системы координат в декартову:

$$E(x, y, z) = -\frac{i}{\lambda} \iint_{-\infty}^{\infty} E(x_1, y_1, 0) \frac{e^{ikr}}{r} \cos(\theta) dx_1 dy_1, \quad (1.37)$$

где

$$r = \sqrt{(x - x_1)^2 + (y - y_1)^2 + z^2}, \quad \cos(\theta) = z/r.$$

В аналитическом виде этот интеграл представим только для простейших геометрий отверстий, обычно он вычисляется численными методами.

Проведем замену переменных $\rho^2 = (x - x_1)^2 + (y - y_1)^2$. Тогда r примет вид

$$r = \sqrt{\rho^2 + z^2} = z \sqrt{1 + \frac{\rho^2}{z^2}}. \quad (1.38)$$

Воспользуемся разложением r в ряд Тейлора по параметру ρ^2/z^2 :

$$r = z \left[1 + \frac{\rho^2}{2z^2} - \frac{1}{8} \left(\frac{\rho^2}{z^2} \right)^2 + \dots \right] \text{ и } kr = 2\pi \left[\frac{z}{\lambda} + \frac{\rho^2}{2z\lambda} - \frac{\rho^4}{8z^3\lambda} + \dots \right]. \quad (1.39)$$

Максимальное значение, которое принимает ρ , – это радиус отверстия h , на котором происходит дифракция, а z – это расстояние от отверстия до точки наблюдения. В приближении Френеля учитывается, что на отверстии расположено нескольких зон Френеля и дифракционную картину создают все зоны Френеля с разными вкладами. В этом случае для второго слагаемого в (1.39), так называемого волнового параметра (или число зон Френеля), выполняется условие

$$\frac{h^2}{z\lambda} \geq 1.$$

Ключевую роль в приближении Френеля играет пренебрежение третьим членом в разложении, который предполагается малым по сравнению со вторым

слагаемым. При дифракции Френеля нужно учитывать кривизну волнового фронта, чтобы правильно учесть относительные фазы интерферирующих волн. Изображение также меняет свою форму и существенно искажается.

Электрическое поле для дифракции Френеля в точке (x, y, z) представляется в следующем виде:

$$E(x, y, z) = -\frac{i}{\lambda} \frac{e^{ikz}}{z} \iint_{-\infty}^{\infty} E(x_1, y_1, 0) e^{\frac{ik}{2z}[(x-x_1)^2 + (y-y_1)^2]} dx_1 dy_1. \quad (1.40)$$

Дифракция Фраунгофера – случай дифракции, при котором дифракционная картина наблюдается на значительном расстоянии от отверстия или преграды. Расстояние должно быть таким, чтобы можно было пренебречь в выражении для разности фаз вторым членом. Иными словами, дифракция Фраунгофера наблюдается тогда, когда число зон Френеля много меньше единицы:

$$\frac{h^2}{z\lambda} \ll 1.$$

При этом приходящие в точку волны являются практически плоскими. При наблюдении данного вида дифракции изображение объекта не искажается и меняет только размер и положение в пространстве.

В скалярной теории дифракция Фраунгофера определяется следующим интегралом:

$$E(x, y) = \frac{e^{ikz} e^{\frac{ik}{2z}[x^2 + y^2]}}{i\lambda z} \iint_{-\infty}^{\infty} E(x_1, y_1, 0) e^{-i\frac{2\pi}{z\lambda}[xx_1 + yy_1]} dx_1 dy_1. \quad (1.41)$$

Дифракционные явления Фраунгофера лежат в основе принципа действия многих спектральных приборов, в частности, дифракционных решеток. В последнем случае для наблюдения светового поля «в бесконечности» используются линзы или вогнутые дифракционные решетки (соответственно, экран ставится в фокальной плоскости).

При значении волнового параметра $h^2/z\lambda \gg 1$ выполняется приближение геометрической оптики.

1.4 Преобразование Фурье

Рассмотрим простейшую оптическую систему (рисунок 1.9), состоящую из одной тонкой собирающей линзы с фокусным расстоянием f , помещенной в плоскости $z = 0$ (ось z совпадает с оптической осью линзы), и расположенного вплотную к ней транспаранта (оптическое устройство, устанавливаемое на пути пучка света и выполняющее заданное преобразование амплитуды и/или фазы световой волны) с комплексным амплитудным пропусканием $t(x_0, y_0)$.

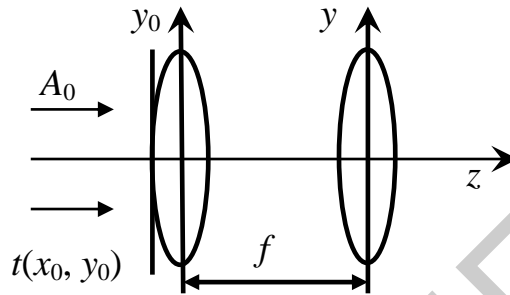


Рисунок 1.9 – Оптическая система

Линзу называют тонкой, если луч, входящий в точку с координатами (x_0, y_0) , выходит из нее на противоположной поверхности в точке примерно с теми же координатами. Это означает, что смещением луча внутри линзы можно пренебречь. Линза задерживает фронт падающей волны на значение, пропорциональное толщине линзы в каждой точке. Следовательно, такую линзу можно рассматривать как транспарант, осуществляющий фазовую модуляцию и имеющий функцию пропускания вида

$$T_L(x, y) = e^{-i\Delta\varphi(x, y)},$$

где функция $\Delta\varphi(x, y)$ пропорциональна толщине линзы в точке с координатами (x, y) . В этом случае, как показано в [6], фазовую модуляцию можно описать в следующем виде:

$$\Delta\varphi(x, y) = -\frac{\pi}{\lambda f} (x^2 + y^2). \quad (1.42)$$

Таким образом, комплексное пропускание, соответствующее тонкой сферической линзе, можно определить из выражения вида

$$T_L(x, y) = \exp\left[-\frac{ik}{2f} (x^2 + y^2)\right]. \quad (1.43)$$

Допустим, что на рассматриваемую оптическую систему падает плоская световая волна с амплитудой E_0 , распространяющаяся в положительном направлении оси z , тогда комплексная амплитуда света непосредственно вблизи линзы, справа, равна произведению функций пропускания транспаранта и линзы:

$$U_0(x_0, y_0) = E_0 t(x_0, y_0) T_L(x_0, y_0). \quad (1.44)$$

Далее волна распространяется в свободном пространстве, поэтому комплексная амплитуда света на любом расстоянии от линзы может быть рассчитана с помощью интеграла (1.35). Для расчета распределения комплексных амплитуд света в зоне дифракции Френеля на расстоянии $z = d$ от линзы воспользуемся приближением Френеля (1.40). Тогда

$$U(x, y, d) = -\frac{ike^{ikd}}{2\pi d} \iint_L U(x_0, y_0) \exp\left\{\frac{ik}{2d} [(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2]\right\} dx_0 dy_0. \quad (1.45)$$

Интегрирование необходимо производить по всей поверхности линзы. Если подставить в (1.45) выражение (1.44), опустив несущественный для дальнейшего анализа постоянный фазовый множитель $\exp(-ikd)$, то получим выражение следующего вида:

$$U(x, y, d) = -\frac{ikE_0}{2\pi d} \iint_L t(x_0, y_0) \exp\left[-\frac{ik}{2f} (x_0^2 + y_0^2)\right] \times \\ \times \exp\left\{\frac{ik}{2d} [(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2]\right\} dx_0 dy_0. \quad (1.46)$$

Если $d = f$, т. е. рассматривается распределение комплексных амплитуд света в задней фокальной плоскости линзы (плоскость, перпендикулярная оптической оси линзы и проходящая через передний фокус), то выражение (1.46) с учетом разложения квадратов $(x - x_0)^2$ и $(y - y_0)^2$ примет вид

$$U(\xi, \eta) = -\frac{ikE_0}{2\pi f} \exp[i\pi\lambda f(\xi^2 + \eta^2)] \iint_L t(x_0, y_0) \times \\ \times \exp\{-i2\pi(\xi x_0 + \eta y_0)\} dx_0 dy_0, \quad (1.47)$$

где $\xi = x/(\lambda f)$; $\eta = y/(\lambda f)$.

Выражение (1.47), описывающее распределение амплитуд в задней фокальной плоскости собирающей линзы, т. е. на бесконечности, если объект находится в передней фокальной плоскости (плоскость, перпендикулярная оптической оси линзы и проходящая через задний фокус), подобно выражению (1.41),

описывающему дифракцию Фраунгофера, т. е. дифракцию на значительном расстоянии от отверстия.

Интеграл в данном выражении представляет собой двумерное преобразование Фурье функции $t(x_0, y_0)$ при условии, что эта функция тождественно равна нулю за пределами поверхности линзы. Это условие позволяет расширить пределы интегрирования до бесконечности, что и требуется для преобразования Фурье.

Таким образом, если на тонкую сферическую линзу с примыкающим к ней транспарантом падает плоская световая волна, то в задней фокальной плоскости линзы образуется световое поле с распределением комплексных амплитуд, пропорциональным произведению квадратичного фазового множителя и Фурье-образа функции пропускания транспаранта.

В тех случаях, когда важна только интенсивность света, квадратичный фазовый множитель в выражении (1.47) не учитывают. Эффект, обусловленный этим множителем, эквивалентен действию тонкой рассеивающей (вогнутой) линзы с фокусным расстоянием f , помещенной в плоскости $z = f$. Если в плоскость $z = f$ поместить тонкую собирающую линзу с фокусным расстоянием f (рисунок 1.10), то этот фазовый множитель будет компенсирован.

В результате получаем разложение изображения, формируемого транспарантом, в спектр по пространственным частотам ξ и η , т. е. пространственное Фурье-преобразование:

$$U(\xi, \eta) = -\frac{ikE_0}{2\pi f} \iint_{-\infty}^{\infty} t(x_0, y_0) \times \exp\{-i2\pi(\xi x_0 + \eta y_0)\} dx_0 dy_0 . \quad (1.48)$$

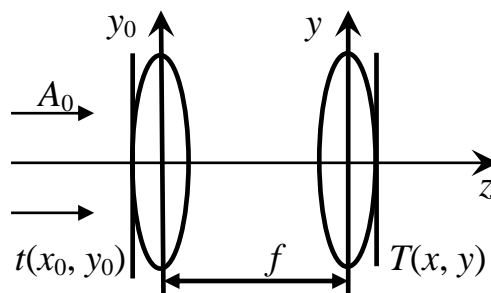


Рисунок 1.10 – Оптическая система, выполняющая пространственное преобразование Фурье

Таким образом, оптическая система, представленная на рисунке 1.10, выполняет точное преобразование Фурье-функции транспаранта $t(x_0, y_0)$:

$$U(\xi, \eta) = F[t(x_0, y_0)] . \quad (1.49)$$

Основными компонентами оптических систем обработки информации, как и систем, формирующих изображения, являются тонкие собирающие линзы, выполняющие двумерное преобразование Фурье. Если входная и выходная плоскость системы совпадают с передней и задней фокальными плоскостями линзы, то выходной сигнал такой системы с точностью до постоянного множителя совпадает с Фурье-образом входного сигнала. Поэтому выходную плоскость такой системы называют спектральной, или Фурье-плоскостью.

1.5 Пространственная фильтрация оптических сигналов

Основная идея оптической пространственной фильтрации состоит в использовании различных амплитудных, фазовых, амплитудно-фазовых фильтров (светофильтров, фазовых пластинок, диаграмм, голограмм и т. д.), размещаемых в области локализации Фурье-спектра передаваемого через оптическую систему изображения. В результате двумерный Фурье-спектр передаваемых сигналов изменяется заданным образом, что обуславливает требуемое изменение формы сигнала на выходе такой оптической системы.

Простейший пространственный фильтр для обработки изображения содержит две линзы с совмещенными задней (для первой линзы) и передней (для второй линзы) фокальными плоскостями, и фильтр – транспарант (Т), расположенный в плоскости совмещения (рисунок 1.11).

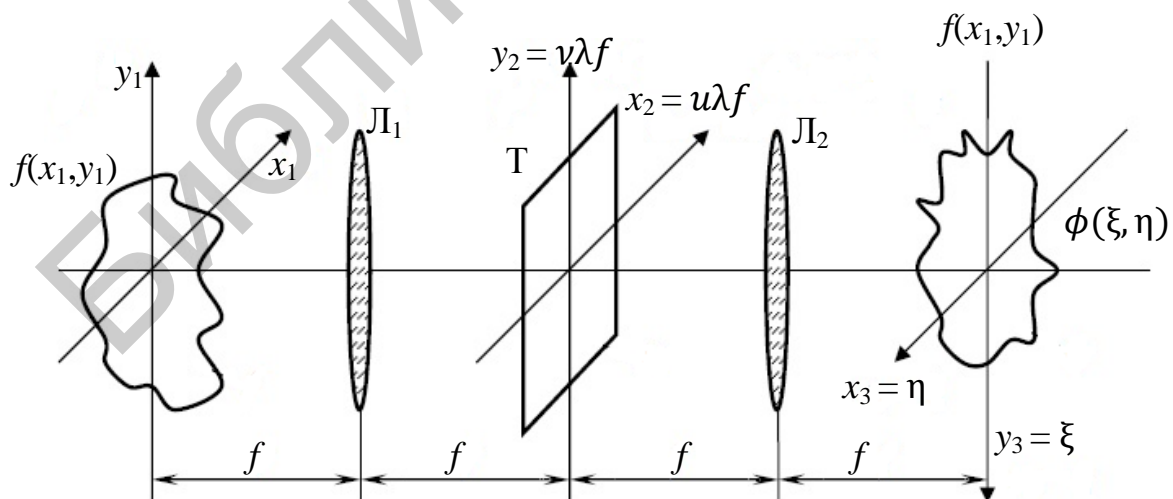


Рисунок 1.11 – Схема оптической пространственной фильтрации

В передней фокальной плоскости первой линзы посредством транспаранта, освещаемого пространственно-когерентной волной, создается исходное распределение светового поля $f(x_1, y_1)$ (входной сигнал). Первая линза (L_1) осуществляет первое (прямое) преобразование Фурье исходной функции, при этом в ее задней фокальной плоскости формируется распределение амплитуд излучения $F(u, v)$, соответствующее пространственному спектру входного сигнала:

$$F(u, v) = F[f(x_1, y_1)] . \quad (1.50)$$

В спектральной плоскости первой линзы установлен пространственный фильтр (Т) с комплексной амплитудной функцией пропускания $H(u, v)$. Действие такого фильтра сводится к умножению функции пропускания фильтра на распределение спектра входного сигнала.

Вторая линза (L_2) выполняет второе (условно обратное) преобразование Фурье, в результате чего распределение амплитуды светового поля $\phi(\xi, \eta)$ в ее задней фокальной плоскости имеет вид

$$\phi(\xi, \eta) = F^{-1}[H(u, v) \cdot F(u, v)] . \quad (1.51)$$

На основании теоремы свертки выполняется

$$\phi(\xi, \eta) = \iint_{-\infty}^{\infty} h(x, y) f(x - \xi, y - \eta) dx dy , \quad (1.52)$$

откуда следует, что распределение комплексной амплитуды излучения в выходной плоскости оптической системы, представленной на рисунке 1.11, представляет собой двумерную свертку исходной функции $f(x, y)$ и функции $h(x, y)$, равной обратному преобразованию Фурье от функции $H(x, y)$ пропускания пространственного фильтра:

$$h(x, y) = F^{-1}[H(x, y)] . \quad (1.53)$$

Задавая различные значения функции пропускания $H(x, y)$ транспаранта, можно практически мгновенно осуществлять вычисление двойного интеграла свертки (1.52).

Если пространственный фильтр отсутствует, то функции $\phi(\xi, \eta)$ и $f(x, y)$ идентичны. При этом в выходной плоскости будет сформировано перевернутое изображение распределения поля во входной плоскости.

Если в качестве частотного пространственного фильтра используется тонкая амплитудная голограмма, то такая система приобретает свойства комплексного согласованного фильтра и может использоваться для распознавания оптических изображений. Эта система называется коррелятором Ван дер Люгта.

Голография – это особый, специфический метод записи оптической волны и последующего ее восстановления. Для записи голограмм применяются фотопластинки, изготовленные по специальной технологии и имеющие очень высокую разрешающую способность записи, порядка нескольких тысяч линий на миллиметр. Специфика голографической записи состоит в том, что на фоточувствительную среду записывают не изображение, а интерференционную картину от двух волн. Таким образом, голограмма несет информацию не только об амплитуде, но и о фазе сигнальной волны. Одна из этих волн исходит от объекта и называется объектной (предметной), или сигнальной волной. Она содержит оптический сигнал и образуется в результате взаимодействия когерентной волны с объектом. Вторая волна – опорная. Она формируется из излучения того же когерентного источника, который освещает объект.

Записанную на голограмме сигнальную волну можно восстановить, если облучить голограмму опорной волной. В восстановленной оптической волне сохраняется форма амплитудного и фазового распределения светового поля сигнальной волны. Восстановленное с голограммы изображение предмета выглядит объемным.

Коррелятор Ван дер Люгта (голографический коррелятор) обеспечивает инвариантность к сдвигу – при смещении опознаваемого изображения во входной плоскости корреляционное поле синхронно смещается в выходной плоскости. К остальным факторам (масштаб, геометрические искажения, поворот) голографический коррелятор инвариантностью не обладает.

Вместе с тем есть ряд задач, которые голографический коррелятор решает очень эффективно. Например, задача автосопровождения цели. Опознавание и захват цели осуществляется оператором, по его команде записывается голограмма и цель сопровождается коррелятором. При деградации сигнала ниже определенного порога голограмма автоматически перезаписывается и автосопровождение продолжается.

Список использованных источников

1 Акаев, А. А. Оптические методы обработки информации / А. А. Акаев, С. А. Майоров. – М : Высш. шк., 1988. – 237 с.

2 Богатырева, В. В. Оптические методы обработки информации : учеб. пособие / В. В. Богатырева, А. Л. Дмитриев. – СПб. : СПбГУ ИТМО, 2009. – 74 с.

3 Васильев, В. Н. Оптические технологии искусственного интеллекта : учеб. пособие / В. Н. Васильев, А. В. Павлов – СПб. : СПбГУ ИТМО, 2009. – 99 с.

4 Голография: методы и аппаратура / под ред. В. М. Гинзбурга, Б. М. Степанова. – М. : Сов. радио, 1974. – 376 с.

5 Савельев, И. В. Курс общей физики : учеб. пособие. В 5 т. / И. В. Савельев. – М. : Наука. Физматлит, 1998. – Волны. Оптика. Т. 4. – 256 с.

6 Юу, Ф. Т. С. Введение в теорию дифракции, обработку информации и голографию / Ф. Т. С. Юу ; пер. с англ. ; под ред. В. К. Соколова. – М. : Сов. радио, 1979. – 304 с.

Библиотека БГУИР

2 НЕЛИНЕЙНАЯ ОПТИКА

2.1 Оптическое излучение в квантовой теории

В соответствии с законами квантовой механики внутренняя энергия изолированных атомов, молекул может принимать лишь дискретные значения, именуемые уровнями энергии. Основой системы уровней энергии являются электронные уровни, отстоящие друг от друга на 1–10 эВ. Между электронными уровнями располагаются колебательные уровни с расстоянием примерно 0,1 эВ, а между колебательными уровнями находятся вращательные уровни с интервалом 0,1 эВ и менее. Названия групп уровней связаны с их происхождением: электронные уровни соответствуют энергии взаимодействия электронов с ядром; колебательные и вращательные уровни – с движением отдельных частей молекулы внутри молекулы или вращением атома или молекулы в целом. Уровень, соответствующий наименьшей допустимой энергии атома или молекулы, называется основным, а остальные – возбужденными.

Для наглядности рассмотрим замкнутую систему, состоящую из атомов одного вида. В энергетическом спектре атомов выделим два уровня с энергиями ϵ_i и ϵ_j (рисунок 2.1). В данном приближении фотодеструктивные процессы не рассматриваются.

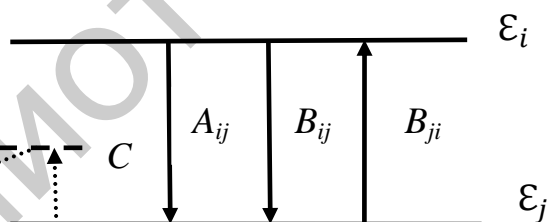


Рисунок 2.1 – Оптические переходы в двухуровневой системе

В отсутствие света каждый электрон и в меньшей степени каждое ядро из-за наличия электрических или магнитных полей будет вращаться внутри атома, иона, молекулы, частью которых он является. При облучении электроны начинают «раскачиваться», подталкиваемые в одну или другую сторону колеблющимися внешними электрическими и в меньшей степени магнитными полями. Эти процессы совместно с вызванными ими добавочными движениями сообщают атому дополнительную кинетическую и потенциальную энергию

сверх той, которую он имел в отсутствие света. Квантовая система может переизлучить эту избыточную энергию либо преобразовать ее в другие формы.

Если частота света ω_c не совпадает с частотой перехода между энергетическими уровнями ω_{ij} , то взаимодействие называется нерезонансным (на рисунке 2.1 – переход на виртуальный уровень C). Количество избыточной энергии, полученной атомами, ионами или молекулами при их нерезонансном взаимодействии с электромагнитной волной, обычно очень мало, и энергия весьма эффективно теряется путем переизлучения. Направление переизлучения отдельными атомами, молекулами необязательно совпадает с направлением падающего света. По этой причине нерезонансные взаимодействия чаще всего называют рассеянием света. При наличии большого числа рассеивающих центров в общем случае будет происходить интерференция (усиливающая или гасящая) между волнами, переизлученными парой центров. Чем более однородной является среда – тем более прямолинейно распространяется свет. Такой процесс рассеяния называется пропусканием.

Резонансные процессы – переходы между уровнями, в данном случае – между i и j , которые сопровождаются изменением внутренней энергии. При переходе с более высокого уровня на более низкий выделяется энергия, при переходе с нижнего уровня на верхний энергия поглощается. Переходы с излучением или поглощением квантов электромагнитного поля (фотонов) называются излучательными. Энергия безызлучательных переходов перераспределяется между колебательными или вращательными уровнями атомов или молекул.

Между выделенными уровнями возможны оптические переходы трех типов: спонтанные переходы с излучением (A_{ij}), вынужденные переходы с излучением (B_{ij}) и с поглощением (B_{ji}) света. Спонтанные переходы – самопроизвольные излучательные квантовые переходы, а вынужденные переходы – это квантовые переходы частиц под действием внешнего электромагнитного поля, частота которого совпадает или близка к частоте перехода. Вынужденное излучение имеет такие же частоту, фазу, направление распространения и поляризацию, как и вынуждающее излучение. Поэтому вынужденное излучение увеличивает энергию электромагнитного поля с частотой перехода. Это служит предпосылкой для создания квантовых усилителей и генераторов.

Вынужденное излучение, как и спонтанное, имеет статистический характер. Энергия испускаемого (поглощаемого) при этом кванта света определяется постулатом Бора:

$$\hbar\omega_{ij} = \varepsilon_i - \varepsilon_j, \quad (2.1)$$

вероятности соответствующих переходов равны:

$$\begin{aligned} p_{ij}^c &= A_{ij}, \\ p_{ij}^B &= B_{ij}u(\omega_{ij}), \\ p_{ji}^B &= B_{ji}u(\omega_{ij}), \end{aligned} \quad (2.2)$$

где A_{ij} – коэффициент Эйнштейна для спонтанных переходов; B_{ij} и B_{ji} – коэффициенты Эйнштейна для вынужденных переходов с испусканием и поглощением кванта электромагнитного излучения соответственно; $u(\omega_{ij})$ – плотность энергии излучения на частоте ω_{ij} в расчете на единицу объема. Коэффициенты A_{ij} , B_{ij} и B_{ji} связаны между собой соотношениями:

$$A_{ij} = \frac{\hbar\omega^3}{\pi^2\nu^2\nu_g} B_{ij}, \quad B_{ij} = \frac{g_j}{g_i} B_{ji}, \quad (2.3)$$

где ν и ν_g – фазовая и групповая скорости света в веществе; g_i и g_j – кратности вырождения или статистические веса уровней i и j .

Пусть в рассматриваемом объеме содержится N_2 частиц с энергией ε_2 и N_1 частиц с энергией ε_1 . Число частиц в объеме с данной энергией называется населенностью уровня. Если населенность уровня N_2 остается неизменной во времени (или меняется незначительно), то число переходов в единицу времени с уровня ε_2 на уровень ε_1 составит

$$dN_2 = N_2 A_{21}. \quad (2.4)$$

При каждом переходе выделяется энергия

$$P_{21} = N_2 A_{21} (\varepsilon_2 - \varepsilon_1) = N_2 A_{21} h\nu_{21}. \quad (2.5)$$

Изменение населенности уровня в результате спонтанных переходов описывается как

$$N_2(t) = N_2(0)\exp(-A_{21}t) . \quad (2.6)$$

Между коэффициентом Эйнштейна и средним временем жизни атома или молекулы (τ_2) на уровне \mathcal{E}_2 существует простая связь:

$$A_{21} = 1/\tau_2 . \quad (2.7)$$

Полная вероятность спонтанного перехода с уровня \mathcal{E}_i на все нижние уровни равна сумме вероятностей спонтанных переходов. Уровни, для которых вероятность спонтанных переходов мала, называются метастабильными. Время жизни возбужденных состояний атомов имеет порядок 10^{-8} – 10^{-9} с, время жизни метастабильных состояний может достигать десятых долей секунды. Аналогично описываются вынужденные переходы. Так поглощаемая энергия будет описываться как

$$P_{12} = N_1 B_{12} u(\omega_{12}) h\nu_{12} . \quad (2.8)$$

В общем случае населенности уровней N_i и N_j находятся из балансных уравнений заселенности, которые определяют число переходов с верхнего и нижнего уровней. Для двухуровневой системы (см. рисунок 2.1) без учета безызлучательных переходов балансные уравнения записываются в следующем виде:

$$\begin{aligned} dN_j &= B_{ji}u(\omega_{ij}) \cdot N_j dt , \\ dN_i &= (A_{ij} + B_{ij}u(\omega_{ij})) \cdot N_i dt . \end{aligned} \quad (2.9)$$

В состоянии термодинамического равновесия населенности уровней N_i и N_j распределены по закону Больцмана:

$$\frac{N_i}{g_i} = \frac{N_j}{g_j} e^{-\frac{\hbar\omega_{ij}}{kT}} . \quad (2.10)$$

Переход системы в состояние термодинамического равновесия называется процессом релаксации, а квантовые переходы, которые способствуют установлению и поддержанию термодинамического равновесия, называются релаксационными.

2.2 Спектры. Уширение линий. Виды оптического спонтанного излучения

В квантовой механике выполняется принцип неопределенностей Гейзенберга, который для энергии формулируется следующим образом:

$$\Delta E \cdot \Delta t \geq \hbar/2 . \quad (2.11)$$

Согласно этому принципу энергию возбужденного уровня нельзя точно определить в какой-то момент времени. Можно установить только разброс энергий за какой-то период, например, время жизни возбужденного состояния τ . Следовательно, излучение при переходе квантовой системы с одного уровня на другой не будет монохроматическим, а будет характеризоваться спектральной шириной, которую можно оценить из (2.11):

$$\Delta \nu \sim 1/\tau . \quad (2.12)$$

Ширина линии, определяемая выражением (2.12), имеет порядок 10^8 Гц и называется естественной шириной линии, т. е. связанной с квантовомеханической природой излучения света. Кроме этого, на ширину спектра влияют различные процессы взаимодействия атомов и молекул.

Рассмотрим три характерных типа спектров.

Первый – *спектр одиночных атомов* (пары, газы, плазма) (рисунок 2.2).

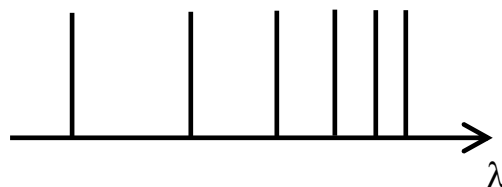


Рисунок 2.2 – Серия спектральных линий одиночных атомов

Электроны находятся в потенциальной яме под действием притяжения ядра, а также испытывают взаимодействия между собой (отталкивание). Спектр

(см. рисунок 2.2) характеризуется наличием системы дискретных уровней, некоторые из них расщепляются из-за наличия у электронов спина. Такой линейчатый спектр характерен для газов, паров, плазмы, находящихся под сравнительно низким давлением, когда вероятность столкновений атомов мала.

При повышении давления происходит увеличение вероятности столкновения взаимодействующих атомов между собой, что приводит к уширению спектральных линий (рисунок 2.3).

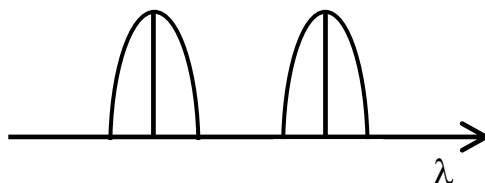


Рисунок 2.3 – Уширение спектральных линий

Этому спектру соответствует спектр излучения газоразрядных ламп. Например, ртутная лампа излучает максимум энергии в ультрафиолетовой области на длине волны $\lambda = 0,25$ мкм (линия ртути).

Второй – *спектр конденсированного вещества* (твердые тела, расплавы). В этом случае каждый атом и его электроны находятся под действием сил близкорасположенных соседних атомов. Энергетический спектр в этом случае формируется на основе спектров одиночных атомов, но с существенным уширением уровней, которые образуются за счет взаимодействия между атомами или молекулами, формируя тем самым непрерывный спектр. В случае твердых тел уровни энергии могут перекрываться, образуя при этом целые зоны.

Третий тип спектра – *спектр теплового излучения*, т. е. излучение тела, находящегося в термодинамическом равновесии с окружающей средой. Равновесная плотность энергии теплового излучения связана с излучательной способностью (r_λ) абсолютно черного тела. Спектр излучения абсолютно черного тела является сплошным, максимум которого смещается в коротковолновую область при увеличении температуры (рисунок 2.4).

Тепловое излучение является одним из наиболее распространенных видов оптического излучения. Такое излучение испускается всеми телами при любых температурах T , отличных от нуля.

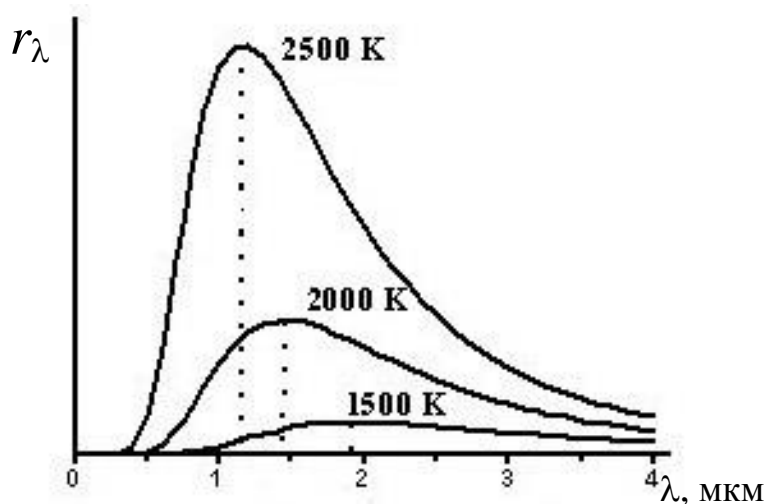


Рисунок 2.4 – Спектр абсолютно черного тела

В некогерентной оптике оптическое излучение характеризуется в основном интенсивностью и взаимодействие со средой основано на тепловых эффектах. Использование раскаленных тел в качестве источников света тем выгоднее, чем выше их температура. Интегральная излучательная способность тел растет пропорционально четвертой степени абсолютной температуры; однако интенсивность коротковолновых участков спектра растет с температурой гораздо сильнее. Допустимое нагревание тел ограничено температурой их плавления.

Наилучшим материалом для тепловых источников света является вольфрам, т. к. он обладает спектром излучения, наиболее близким к спектру абсолютно черного тела и достаточно высокой температурой плавления, что позволяет получать излучение в видимой области спектра.

Принцип действия тепловых приемников излучения основан на использовании термического эффекта. Падающее на чувствительный элемент оптическое излучение приводит к повышению его температуры и изменению зависящего от нее параметра (сопротивления, емкости и др.), что фиксируется измерительной схемой, в которую включается фоточувствительный элемент.

Например, болометр – фоточувствительный прибор, действие которого основано на изменении его комплексного сопротивления при повышении температуры чувствительного элемента, происходящего из-за поглощения им оптического излучения. Его быстродействие составляет порядка 10^{-4} с.

Еще одним видом оптического спонтанного излучения является *люминесценция*. По определению Вавилова – Видемана, люминесценция – это излучение, избыточное над тепловым излучением тела при данной температуре

и продолжающееся после прекращения возбуждения в течение времени, превышающего период световых колебаний. Для возбуждения люминесценции энергия должна подводиться к телу каким-либо нетепловым способом. По способу возбуждения выделяют несколько видов люминесценции:

1) фотолюминесценция – свечение вещества под действием оптического излучения (обычно видимого или ультрафиолетового);

2) электролюминесценция – это свечение под действием электрического поля (связана с протеканием через вещество электрического тока);

3) катодолюминесценция – свечение вещества при бомбардировке его пучком быстрых электронов;

4) радиолюминесценция – это свечение некоторых сред под действием продуктов радиоактивного распада (α -, β - и γ -лучей) и космического излучения.

В современной оптоэлектронике чаще всего используется электролюминесценция твердых тел.

2.3 Распространение света: рассеяние света, поляризуемость вещества

В процессе рассеяния происходит изменение пространственного распределения, частоты, поляризации оптического излучения, хотя часто под рассеянием понимается только преобразование углового распределения светового потока.

Пусть ν_0 и ν – частоты падающего и рассеянного света соответственно. Тогда, если $\nu_0 = \nu$, то рассеяние упругое; если $\nu_0 \neq \nu$ – неупругое. При $\nu_0 > \nu$ – стоксово рассеяние, при $\nu_0 < \nu$ – антистоксово рассеяние (рисунок 2.5).

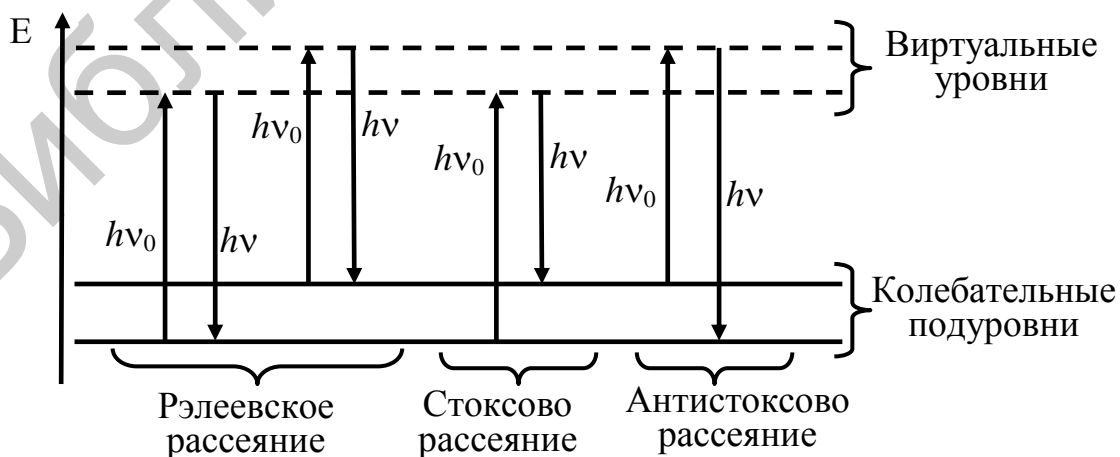


Рисунок 2.5 – Энергетические уровни и виды рассеяния

Рассеиваемый свет дает информацию о структуре и динамике характеристик материала.

Ниже приведены основные виды рассеяния, свойственные для оптического диапазона.

Рассеяние Рэля – упругое рассеяние на малых частицах, размером много меньше длины волны. Например, в результате рассеяния Рэля в видимом спектре солнечного излучения меньше всего в атмосфере рассеиваются коротковолновые компоненты, поэтому небо мы видим голубым.

Рассеяние Ми – упругое рассеяние на крупных частицах. Когда в размеры частицы укладывается несколько длин волны, чередование максимумов и минимумов в диаграмме направленности становится настолько частым, что при падении белого света на, например, коллоидный раствор, наблюдатель увидит белый рассеянный свет. В итоге вещество с большим количеством таких частиц становится непрозрачным. В этом причина белого цвета облаков на небе, белого цвета молока и т. д. Раствор коллоидных частиц может быть окрашен в том случае, когда вещество частиц избирательно поглощает свет в определенном спектральном диапазоне.

Рассеяние Мандельштама – Бриллюэна – неупругое рассеяние на колебаниях пространственных решеток атомов или молекул конденсированных сред.

Рассеяние Тиндаля – упругое рассеяние света неоднородными средами.

Комбинационное (рамановское) рассеяние – неупругое рассеяние на молекулах вещества.

Рассмотрим процессы распространения света в среде без учета поглощения и рассеяния, т. е. пропускание света средой. Взаимодействие излучения со средой в этом случае описывается материальными уравнениями, которые также можно записать в виде

$$\vec{D} = \epsilon \epsilon_0 \vec{E} = \vec{E} + 4\pi \vec{P}, \quad \text{где } \epsilon_0 = 1, \quad \epsilon = 1 + 4\pi\chi, \quad (2.13)$$

где χ – электрическая восприимчивость; \vec{P} – поляризация среды, которая отражает физическое свойство веществ приобретать электрический или магнитный дипольный момент во внешнем электрическом поле.

Зависимость поляризации среды от электрического поля можно представить в виде ряда

$$\vec{P} = \chi^{(1)}\vec{E} + \chi^{(2)}\vec{E}\vec{E} + \chi^{(3)}\vec{E}\vec{E}\vec{E} + \dots, \quad (2.14)$$

где $\chi^{(i)}$ – восприимчивости разных порядков.

Так восприимчивость первого порядка $\chi^{(1)}$ характеризует среды, в которых зависимость поляризации от электромагнитного поля линейна, следовательно, при распространении в такой среде изменится только скорость распространения волны. В общем случае χ – это трехмерная матрица, компоненты которой могут по разному взаимодействовать с падающим излучением и зависеть от напряженности электрического и (или) магнитного полей, поляризации излучения, температуры, давления и т. д.

Чаще всего используются следующие эффекты, связанные с нелинейной поляризацией среды.

Эффект Керра, или квадратичный электрооптический эффект – явление изменения значения показателя преломления оптического материала пропорционально квадрату напряженности приложенного электрического поля. Эффект Керра обусловлен, главным образом, гиперполяризуемостью среды, происходящей в результате деформации электронных орбиталей атомов или молекул или вследствие переориентации последних. В твердых телах происходит деформация электронного облака атома. Отклик среды при оптическом эффекте Керра формируется мгновенно – от сотен фемтосекунд до нескольких наносекунд (10^{-13} – 10^{-9} с).

В анизотропных средах наблюдается *двойное лучепреломление* – эффект расщепления в средах луча света на две составляющие. При перпендикулярном падении света на среду первый луч продолжает распространяться прямо и называется обыкновенным, второй же отклоняется в сторону и называется необыкновенным.

Искусственное двойное лучепреломление. Помимо кристаллов двойное лучепреломление наблюдается и в изотропных средах, помещенных в электрическое (эффект Керра) или магнитное поле (эффект Коттона – Мутона, эффект Фарадея), под действием механических напряжений (фотоупругость). Под действием этих факторов изначально изотропная среда меняет свои свойства и становится анизотропной.

Эффект Погкельса – линейный электрооптический эффект, состоящий в изменении показателей преломления света в кристаллах под действием внешнего электрического поля пропорционально напряженности электрического поля. Следствием этого эффекта в кристаллах является двойное

лучепреломление или изменение величины уже имеющегося двулучепреломления. Эффект Погкельса, как и эффект Керра, практически безынерционен (быстродействие порядка 10^{-10} с).

В результате нелинейных эффектов в средах при распространении света возможны такие явления, как самофокусировка, дефокусировка света.

Кроме этого, для обращения волнового фронта, изменения частоты (удвоения, сложения, разность и т. д.) используются многоволновые процессы. Восприимчивости высоких порядков, взаимодействуя с различными комбинациями распространяющихся в среде волн, создают в среде новые волны, для которых выполняется условия фазового синхронизма, т. к. векторная сумма волновых векторов равна нулю.

2.4 Вынужденные процессы: поглощение и усиление

Из балансных уравнений населенностей уровней для двухуровневой системы (2.9) с учетом (2.8) находится разница между вынужденным поглощением и излучением света. Эта разница и определяет коэффициент поглощения двухуровневой системы:

$$\alpha(\omega_{ij}) = \frac{\hbar\omega_{ij}}{v_g} g_i B_{ij} \left(\frac{N_j}{g_j} - \frac{N_i}{g_i} \right). \quad (2.15)$$

В среде, в которой большинство атомов (или молекул) находятся в основном состоянии, населенность i -го уровня равна нулю и коэффициент поглощения (2.15) положителен. Это соответствует приближению классической физики, в которой интенсивность света при прохождении через поглощающую среду уменьшается по экспоненциальному закону и описывается в общем виде законом Буггера:

$$I = I_0 \exp(-\kappa l), \quad (2.16)$$

где I_0 – интенсивность света на входе в поглощающий слой; l – толщина слоя; κ – коэффициент поглощения, который зависит от свойств поглощающего вещества.

Для стекла κ составляет 1 м^{-1} , т. е. при прохождении расстояния в стекле 1 м интенсивность излучения уменьшится 2,72 раза. В общем случае κ зависит от частоты падающего света.

Коэффициент поглощения становится отрицательным в случае, когда

$$\frac{N_i}{g_i} > \frac{N_j}{g_j}, \quad (2.17)$$

т. е. населенность верхнего уровня больше нижнего. Если к соотношению (2.17) применить формулу Больцмана (2.10), то получается, что температура системы отрицательна ($T < 0$).

Состояние вещества, при котором выполняется условие (2.17), называется состоянием с инверсной населенностью уровней или состоянием с отрицательной температурой. Такое состояние может возникнуть, если вещество подвергается достаточно мощному внешнему возбуждению нетепловой природы. Такого рода внешнее воздействие называется накачкой, а вещество с инверсной населенностью уровней – активным веществом.

Отрицательность коэффициента поглощения означает, что вещество в инверсном состоянии способно усиливать распространяющееся в нем излучение, т. е. может служить оптическим квантовым усилителем. Кроме того, в инверсной среде неизбежно возникает собственная люминесценция – результат спонтанных переходов, стремящихся вернуть систему в равновесное состояние. Испускаемые при этом кванты будут вызывать вынужденные переходы. Собственную люминесценцию, усиленную за счет вынужденного излучения, называют усиленной люминесценцией, или суперлюминесценцией.

2.5 Лазер. Оптический резонатор

Лазер (оптический квантовый генератор, англ. *Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation* – усиление света вынужденным излучением) – устройство, преобразующее различные виды энергии (электрическую, световую, химическую, тепловую и т. д.) в энергию когерентного электромагнитного излучения оптического диапазона.

Любой лазер, работающий как генератор когерентного излучения, должен состоять из трех элементов (рисунок 2.6):

- 1) источника накачки – устройства, поставляющего энергию для преобразования ее в когерентное излучение;
- 2) активной среды, в которой за счет поглощения энергии накачки формируется инверсная населенность уровней, что приводит к усилению излучения;

3) резонатора – устройства, осуществляющего обратную связь.

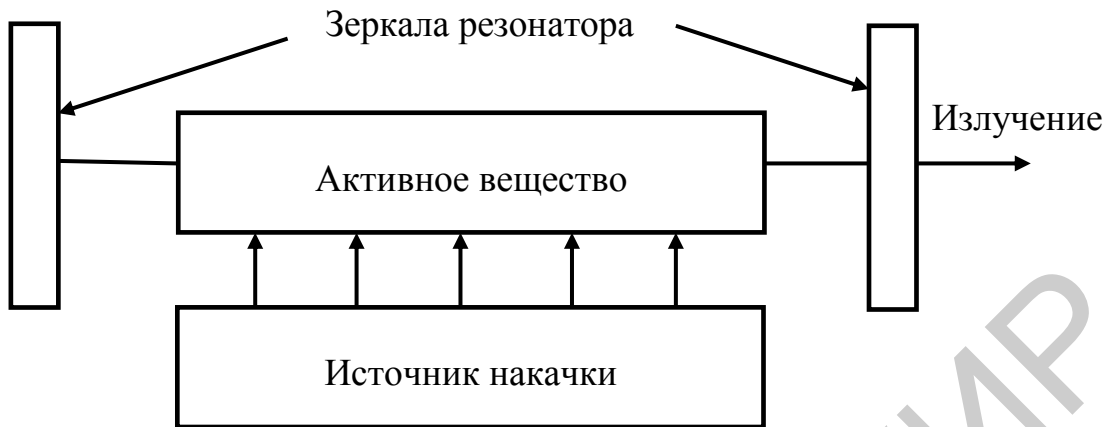


Рисунок 2.6 – Принципиальная схема лазера

Для излучения лазера характерны:

- а) монохроматичность (когерентность во времени);
- б) пространственная когерентность;
- в) малая расходимость.

Устройство лазера зависит от его назначения, режима работы, активной среды, диапазона генерируемых длин волн, уровня генерируемой мощности и от того, какой вид энергии преобразуется лазером в когерентное излучение. Рассмотрим структурные элементы лазера.

В результате накачки в активной среде создается инверсная населенность, которая приводит к усилению любого спонтанного излучения. В общем случае взаимодействие излучения с активной средой описывается балансными уравнениями населенности и уравнениями электромагнитного излучения Максвелла. Эта система уравнений называется уравнениями Максвелла – Блоха и записывается в следующем виде:

$$2i \left(\frac{\partial \vec{E}}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \right) + \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) \vec{E} = \alpha \vec{P} ,$$

$$\frac{\partial^2 \vec{P}}{\partial t^2} + \frac{2}{T_2} \frac{\partial \vec{P}}{\partial t} + \omega_0^2 \vec{P} = - \frac{2\omega_0}{\hbar} N \vec{E} |d|^2 , \quad (2.18)$$

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \frac{1}{T_1} (N - N_0) = \frac{2}{\hbar \omega_0} \vec{E} \frac{\partial \vec{P}}{\partial t}$$

с начальными условиями $\vec{P}(z, -\infty) = 0$, $N(x, -\infty) = N_0$, где α – линейное поглощение на единичной длине волны; T_1 – время продольной релаксации, определяющей дезактивацию инверсной населенности, т. е. время жизни возбужденного состояния; T_2 – время поперечной релаксации, т. е. время дефазировки излучения; N – разность населенностей уровней; d – дипольный момент перехода, который характеризует изменение поляризуемости вещества при поглощении света или смещение зарядов при переходе атома (или молекулы) в возбужденное состояние.

В зависимости от соотношения времен продольной и поперечной релаксации и времени затухания поля в резонаторе τ_r различают три класса лазеров (таблица 2.1).

Таблица 2.1 – Классы лазеров

Класс лазера	Соотношение времен	Количество уравнений Максвелла – Блоха, которые необходимо решить для описания работы лазера
Класс А	$T_1, T_2 \ll \tau_r$	Достаточно решить одно уравнение для E
Класс В	$T_2 \ll \tau_r, T_1$	Необходимо решить уравнения для E и N
Класс С	$T_1 \approx T_2 \approx \tau_r$	Необходимо решить все три уравнения

В основном используются лазеры класса В.

Рассмотрим зависимости населенностей основного (N_1) и возбужденных (N_2, N_3, N_4) уровней от мощности накачки (P).

Двухуровневая модель активной среды применяется к системам, в которых в лазерной генерации участвуют те же два уровня, между которыми производится накачка. При небольших мощностях излучения зависимости населенностей верхнего (N_2) и нижнего (N_1) уровней двухуровневой системы практически линейны (рисунок 2.7, а). При увеличении плотности излучения, происходит насыщение уровней и разность населенностей стремится к нулю. Инверсия населенностей в двухуровневой модели при оптической накачке не реализуется.

Чтобы избежать насыщения уровней, используют различные модели активных сред, например трех- и четырехуровневые (см. рисунок 2.7, б, в).

В трехуровневой модели активной среды каналы накачки и вынужденного излучения частично разделены. Начиная с некоторого порогового значения плотности накачки, между уровнями 1 и 2 возникает генерация.

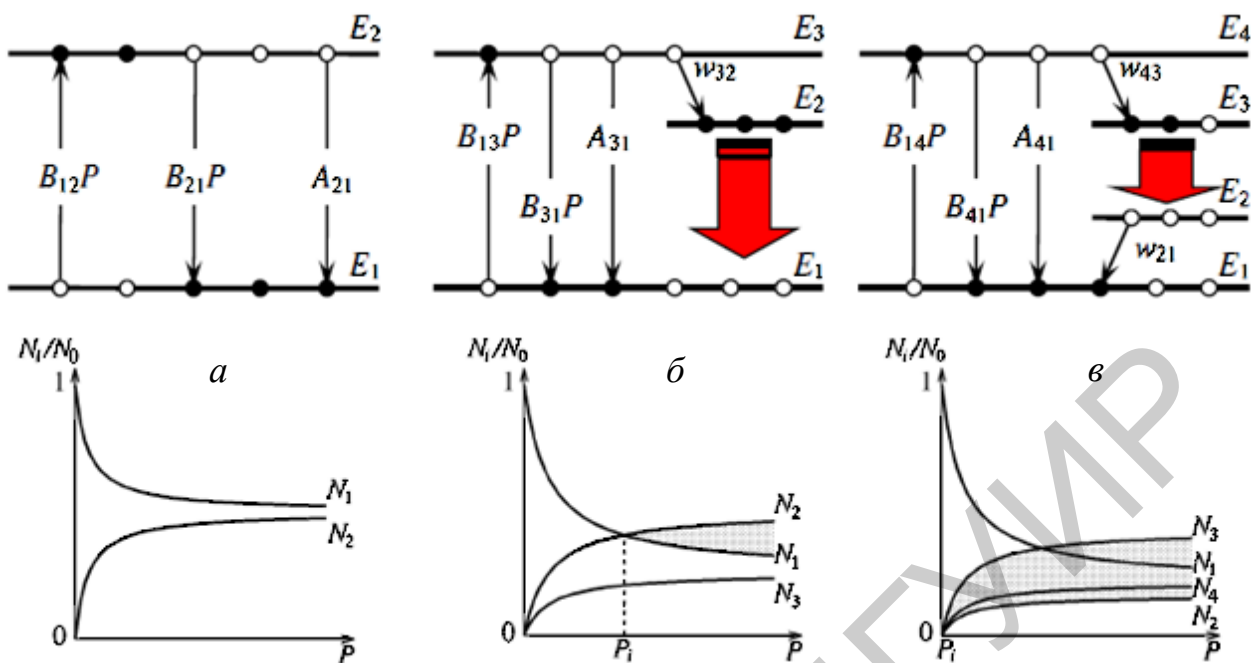


Рисунок 2.7 – Двух- (а), трех- (б) и четырехуровневые (в) модели активных сред; зависимости отношений населенностей уровней к начальной суммарной населенности (N_0) в различных моделях активных сред от мощности накачки

В четырехуровневой модели активной среды каналы накачки и лазерной генерации полностью разделены. Любое увеличение населенности лазерного уровня E_3 приводит к появлению инверсии между уровнями E_3 и E_2 , т. е. пороговая плотность накачки по инверсии близка к нулю.

Основные функции резонатора:

- создает положительную обратную связь, что приводит к многократному прохождению излучения через усиливающую (активную) среду и соответственно увеличивает интенсивность излучения;
- обеспечивает монохроматичность и узкую направленность излучения.

В основном в качестве резонаторов используются зеркала, при этом одно из них должно быть полупрозрачное. Коэффициент отражения зеркал \mathcal{R} выбирается в зависимости от необходимого усиления активной среды и может лежать в пределах 0,2–0,98. Чаще всего стремятся к увеличению параметра $\mathcal{R} \cdot T$, где T – коэффициент пропускания диэлектрика (активной среды), помещенного между зеркалами.

Для возникновения генерации в резонаторе должны выполняться два условия: пороговое и фазовое.

Фазовое условие генерации заключается в изменении фазы при обходе излучением резонатора, кратном 2π :

$$\frac{2Ln}{\lambda} + \frac{\varphi_1 + \varphi_2}{2\pi} = m, \quad (2.19)$$

где φ_1, φ_2 – изменение фазы волны при отражении от зеркал резонатора; L – длина резонатора.

Изменение мощности излучения при обходе резонатора с учетом усиления и потерь выражается как

$$\exp((\alpha - \rho)L)\mathcal{R}_1 \exp((\alpha - \rho)L)\mathcal{R}_2 = 1, \quad (2.20)$$

где α, ρ – коэффициенты усиления активной среды и вредных потерь лазера; $\mathcal{R}_1, \mathcal{R}_2$ – коэффициенты отражения зеркал.

Отсюда следует, что для непрерывной генерации должно выполняться пороговое условие генерации:

$$\alpha = \rho + \frac{1}{2L} \ln \left(\frac{1}{\mathcal{R}_1 \mathcal{R}_2} \right). \quad (2.21)$$

Оптический резонатор характеризуется добротностью, которая определяется потерями в резонаторе. Чем больше потери, тем меньше живет фотон внутри резонатора. В общем потери связаны с поглощением и рассеянием излучения в активной среде, с дифракцией излучения на ограничивающих апертурах, возможной разъюстировкой зеркал (вредные потери), а также частичной прозрачностью зеркал резонатора (полезные потери). Разъюстировка зеркал означает отклонение от параллельности зеркал, что ухудшает обратную связь в резонаторе.

Добротность резонатора определяется отношением мощности P_r , запасенной в резонаторе, к мощности потерь P_a с точностью до множителя 2π , т. е.

$$Q = 2\pi P_r / P_a. \quad (2.22)$$

Лазерные резонаторы характеризуются следующими двумя главными особенностями: во-первых, они, как правило, являются открытыми, т. е. не

имеют боковой поверхности, а во-вторых, их размеры намного превышают длину волны генерируемого излучения.

В зависимости от радиусов зеркал и их взаимного расположения выделяют следующие типы двухзеркальных резонаторов:

1 *Плоскопараллельный* – так называемый резонатор Фабри – Перо. Однако для лазеров случай двух плоских зеркал используется не очень часто, ввиду сложности юстировки. Небольшая разъюстировка зеркал приводит к выходу излучения из резонатора. Широко используемой в лазерной технике разновидностью резонатора с плоскопараллельными зеркалами является резонатор с брэгговскими отражателями, представляющими собой многослойные диэлектрические или полупроводниковые структуры.

2 *Конфокальный* резонатор образован двумя одинаковыми сферическими зеркалами, оси и фокусные расстояния которых совпадают. Поле в таком резонаторе концентрируется около оси, что снижает дифракционные потери. Данный тип резонатора малочувствителен к разъюстировке, однако объем активной области используется неэффективно.

3 *Полуконфокальный* резонатор образован одним плоским и одним сферическим зеркалом, радиус кривизны которого равен удвоенной длине резонатора. По своим свойствам он аналогичен конфокальному резонатору с удвоенной длиной.

4 *Концентрический* резонатор образован двумя сферическими зеркалами, оси и центры кривизны которых совпадают. В таких резонаторах дифракционные потери для неаксиальных мод быстро возрастают, что используется для селекции мод.

5 *Полуконцентрический* резонатор образован одним плоским и одним концентрическим зеркалом.

На рисунке 2.8 приведена диаграмма устойчивости резонаторов, образованных зеркалами с радиусами кривизны R_1, R_2 . Расстояние между зеркалами (L) обычно составляет от нескольких сантиметров до нескольких десятков сантиметров, а размеры зеркал – от долей сантиметра до нескольких сантиметров.

Геометрические параметры резонатора выбираются исходя из требований устойчивости, а также других факторов, таких, как, например, формирование наименьшей перетяжки оптического луча или отсутствие фокальной точки внутри резонатора.

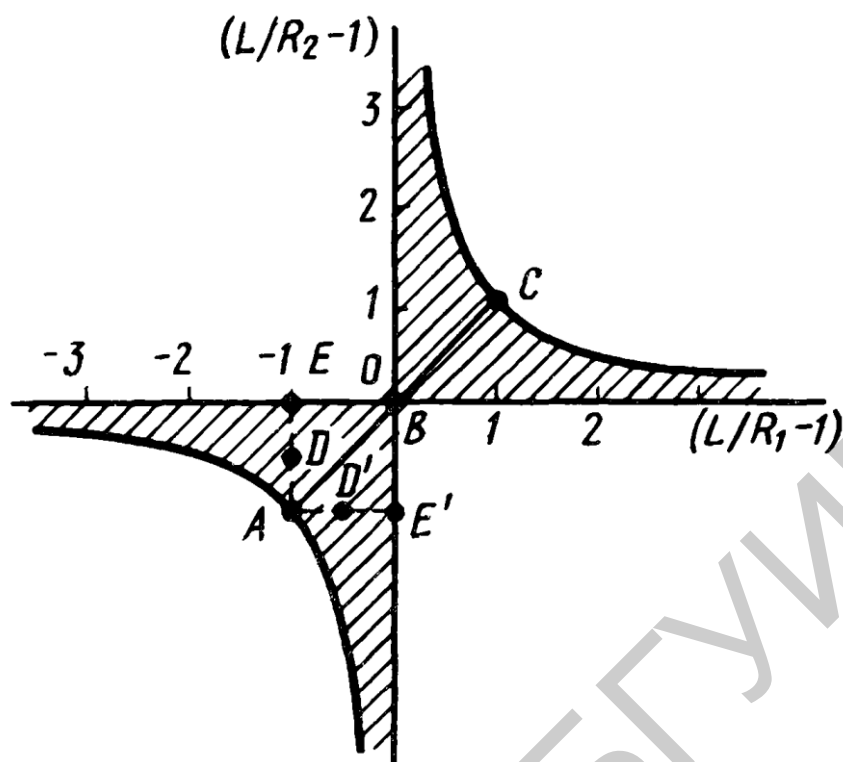


Рисунок 2.8 – Диаграмма устойчивости резонаторов (заштрихованная область): плоскопараллельный (A), конфокальный (B), concentрический (C), полуконфокальный (D), полуконцентрический (E)

При многократном отражении от зеркал и распространении лазерного излучения в резонаторе формируется стационарное распределение электромагнитного поля, называемое модой резонатора. Для расчета этого распределения необходимо решать уравнения Максвелла с учетом граничных условий на зеркалах.

Каждая мода объемного резонатора характеризуется тремя положительными числами p , q , n , определяющими число узлов электромагнитного поля в направлениях x , y , z соответственно.

Оптические резонаторы обычно конструируются таким образом, чтобы иметь наиболее высокую добротность (порядка 10^3-10^9): свет должен отражаться максимальное количество раз, не затухая, поэтому ширина резонансных пиков очень мала по сравнению с частотой излучения лазера (рисунок 2.9).

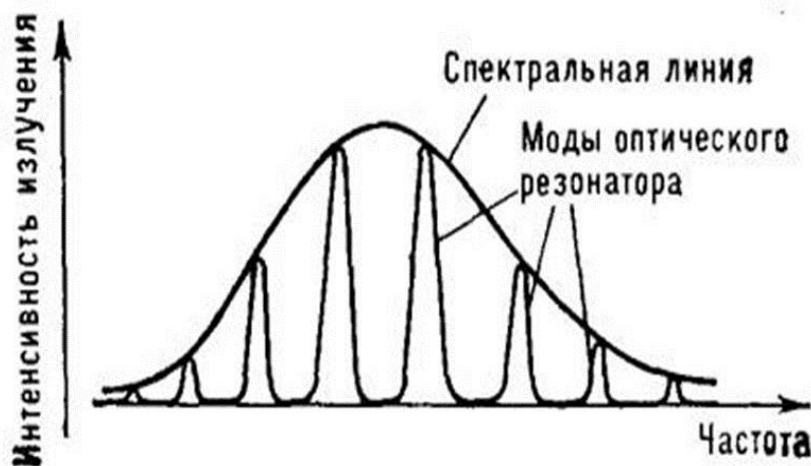


Рисунок 2.9 – Спектр активной среды и моды резонатора

Моды оптического резонатора подразделяют на две группы: продольные (рисунок 2.10), отличающиеся частотой, и поперечные, которые отличаются как частотой, так и распределением поля в сечении пучка. Продольные моды характеризуются числом узлов n электромагнитного поля по длине резонатора.

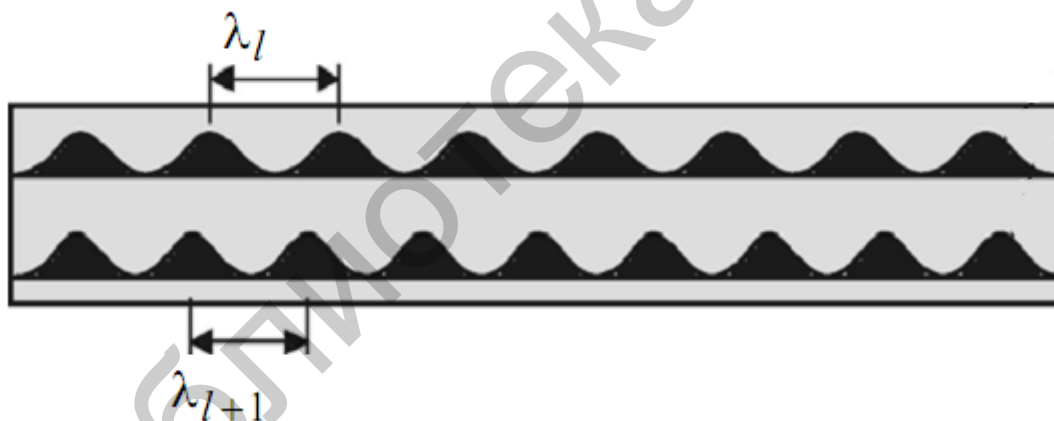


Рисунок 2.10 – Продольные моды резонатора ($n = l$ и $n = l + 1$)

Электромагнитные волны, соответствующие собственным модам резонатора, почти всегда поперечны. Поэтому моды обозначаются символом *TEM* (*transverse electromagnetic mode*). Обычно основная поперечная мода представляет собой гауссовский пучок. В зависимости от числа узлов p , q электромагнитного поля в направлениях x , y , перпендикулярных резонатору, формируются моды *TEM_{pq}* (рисунок 2.11).

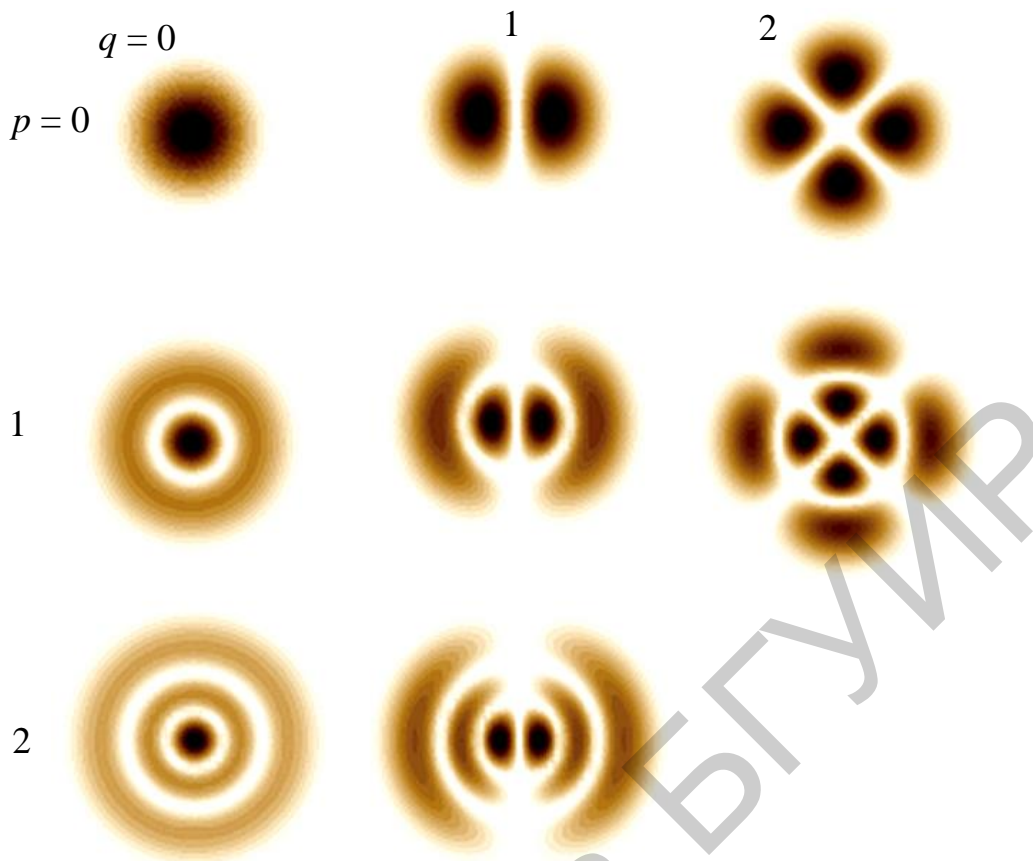


Рисунок 2.11 – Поперечные моды лазера

В соответствии с генерируемыми модами лазеры могут быть одномодовыми и многомодовыми. Иногда одномодовым лазером называют одночастотный лазер, генерирующий на одной продольной электромагнитной моде резонатора. Одночастотный лазер всегда является одномодовым, а одномодовый лазер, генерирующий на одной поперечной моде резонатора, может при этом генерировать на нескольких продольных модах резонатора и являться, соответственно, неоднородным лазером.

2.6 Методы внутррезонаторного управления параметрами излучения лазеров

Если в резонаторе лазера находится только активный элемент, и нет каких-либо нелинейных элементов или элементов, свойства которых изменяются под воздействием управляющих сигналов, то в этом случае говорят о режиме свободной генерации. В этом режиме излучение лазера либо непрерывное с определенной флуктуацией амплитуды (как правило, у газовых лазеров), или представляет собой последовательность относительно коротких

импульсов (импульсный), параметры которых беспорядочно флуктуируют. Для управления режимами генерации возникла необходимость создания резонаторов с управляемой добротностью.

Режим модуляции добротности называют режимом генерации гигантских импульсов. Мощность получаемых на практике гигантских импульсов достигает сотен мегаватт. Длительность гигантского импульса имеет порядок 10–100 нс, но в отдельных случаях он может быть получен длительностью до 1–3 нс.

Принцип действия лазеров с управляемой добротностью основан на сокращении времени генерации посредством накопления активных центров на метастабильном уровне. Этого можно достичь, помещая в резонатор лазера так называемый пассивный или активный затвор.

Затвор в выключенном состоянии обеспечивает высокий уровень потерь (низкую добротность резонатора). Это приводит к увеличению порога генерации и позволяет создать большую инверсную населенность в активной среде. Значительное возрастание инверсии возможно только при большом времени жизни верхнего уровня. После включения затвора добротность резонатора увеличивается, усиление начинает преобладать над потерями и в резонаторе с большой инверсной населенностью вследствие того, что вероятность спонтанного излучения намного меньше (порядка 10^{-6}) вероятности вынужденного излучения, формируется единичный, короткий световой импульс большой мощности.

Для увеличения энергии гигантского импульса необходимо обеспечивать глубокую модуляцию добротности, высокую интенсивность накачки и согласовывать момент включения добротности с моментом, когда плотность инверсной заселенности приблизится к своему предельному значению.

Под синхронизацией мод понимают процесс, в результате которого разности фаз между соседними продольными модами остаются постоянными. В результате интерференции продольных мод появляются биения интенсивности, и происходит генерация весьма коротких световых импульсов очень большой мощности. Синхронизация фаз продольных мод лазера позволяет получать импульсы лазерного излучения длительностью 10^{-10} – 10^{-12} с и пиковой мощностью до 10^{11} Вт. Такие световые импульсы называют сверхкороткими или ультракороткими. Длительность импульсов излучения примерно равна обратной ширине линии генерации.

В качестве примера активной синхронизации мод рассмотрим случай, когда в резонатор помещен управляемый внешним сигналом модулятор,

который создает синусоидальные во времени потери на частоте $\Delta\nu = c/2L$ (L – длина резонатора). Если $\Delta\nu \neq c/2L$, то эти потери приведут просто к амплитудной модуляции электрического поля каждой моды резонатора. Если $\Delta\nu = c/2L$, то возникает синхронизация мод. Импульс света, который проходит через модулятор в момент времени, соответствующий минимальным потерям, будет снова возвращаться в модулятор в следующий момент времени, когда потери снова минимальны.

Все известные методы модуляции добротности резонаторов подразделяются на активные и пассивные. К активным относятся методы, в которых модулирующие устройства меняют значение потерь по заданному закону или в соответствии с внешним управляющим сигналом. В пассивных методах используются модулирующие элементы, которые управляются непосредственно полем излучения, имеющимся в резонаторе лазера.

Комбинированные методы сочетают применение активных и пассивных затворов.

Модулирующие устройства активного типа можно разделить по характеру физических эффектов, на которых основано их действие: оптико-механические, электрооптические, акустооптические и т. д.

При оптико-механической модуляции добротности модулирующее устройство, как правило, представляет собой вращающуюся призму, выполняющую функции одного из зеркал резонатора. Время включения добротности в этом случае зависит от частоты вращения призмы. При частотах вращения призмы $2 \cdot 10^4$ – $3 \cdot 10^4$ об/мин время переключения добротности имеет порядок 10^{-7} с.

Электрооптическое управление добротностью резонатора лазера основано на электрооптическом эффекте Поккельса, который изменяет под воздействием электрического поля двулучепреломление кристаллов, что позволяет осуществлять поляризационную модуляцию проходящего излучения.

Достоинством лазерных электрооптических затворов является их малая инерционность порядка 10^{-9} с. К недостаткам можно отнести высокое управляющее напряжение.

2.7 Виды лазеров

Основными характеристиками лазеров являются:

- а) длина волны излучения;
- б) расходимость лазерного пучка;
- в) КПД лазерной генерации.

Вместе с тем для различных применений могут иметь значение и другие характеристики, например, размер лазера, стоимость, безопасность и т. д.

Существует множество классификаций лазеров, которое зависит от следующих характеристик:

- а) агрегатного состояния активной среды (газовые, жидкостные, твердотельные, полупроводниковые);
- б) временного режима генерации (непрерывные, импульсные);
- в) состава излучения (одномодовые, многомодовые, одночастотные, многочастотные);
- г) метода накачки;
- д) мощности излучения и опасности для человек (4 класса лазеров) и т. д.

Приведем некоторые примеры лазеров в зависимости от агрегатного состояния активной среды.

Газовые лазеры

В газовых лазерах основные процессы, приводящие к осуществлению инверсии, происходят в газовом разряде, при котором может образовываться плазма.

Основные типы газовых лазеров:

- а) лазеры на нейтральных атомах;
- б) ионные лазеры;
- в) молекулярные лазеры;
- г) лазеры на парах металлов;
- д) эксимерные лазеры.

На сегодня получена генерация на нейтральных атомах более чем 30 химических элементов. Типичным представителем лазеров на нейтральных атомах является He-Ne-лазер. Гелий является буферным газом и служит для селективного заселения верхних рабочих уровней Ne за счет столкновений. Сами атомы гелия возбуждаются электронным ударом. He-Ne-лазер способен генерировать излучение с длинами волн 0,63; 1,15; 3,39 мкм.

Ионные лазеры являются источником непрерывного излучения в видимой и ультрафиолетовой областях спектра. Наиболее распространены лазеры на аргоне (Ar^{2+}). Аргоновый лазер возбуждается дуговым разрядом. Он генерирует одновременно несколько длин волн в диапазоне 454,5–514,5 нм. Причем наибольшая интенсивность генерируемого излучения соответствует спектральным линиям $\lambda = 488,8$ нм и $\lambda = 514,5$ нм. Для таких лазеров с мощностью излучения больше 100 мВт необходимо водяное охлаждение. Мощность излучения таких лазеров может достигать десятков ватт.

Наиболее типичным представителем молекулярных лазеров является лазер на CO_2 . Для генерации излучения в них используются колебательно-вращательные переходы молекул. Мощность генерации может достигать свыше 10 кВт.

Достаточно широкое применение из лазеров на парах металлов получил He-Cd-лазер. Он генерирует излучение с длиной волны 441 нм и мощностью порядка 50 мВт.

Генерация излучения эксимерных лазеров реализуется на эксимерных молекулах, существующих только в электронно-возбужденном состоянии.

Газы очень однородны оптически, рассеяние света в них мало, поэтому размер газового лазера может быть весьма внушительным: длина 10 м при диаметре 10–20 см. Это необходимо для того, чтобы компенсировать малое количество активных атомов газа, находящегося в трубке лазера.

Твердотельные лазеры

Твердотельными называются лазеры, активной средой которых является либо диэлектрический кристалл, либо стекло. Полупроводниковые лазеры рассматриваются отдельно, поскольку они имеют совсем другие механизмы накачки и генерации. В твердотельных лазерах активными центрами являются, как правило, примесные ионы, внедренные в кристалл. Обычно такой ион принадлежит к одной из групп переходных элементов таблицы Менделеева (например, ионы переходных металлов, особенно Cr^{3+} , Ti , или ионы редкоземельных элементов, главным образом Nd^{3+} , замещающий ионы кристаллической решетки). Ионы примеси являются инородными элементами в кристаллической или аморфной матрице, поэтому они слабо взаимодействуют с ионами матрицы и их энергетический спектр похож на спектр изолированных ионов (примесные уровни).

Рубиновый лазер

Этот лазер был первым, на котором была осуществлена генерация и который все еще находит применение. Рубин представляет собой кристалл Al_2O_3 , в котором 0,05 % Al^{3+} заменены ионами Cr^{3+} . Кристаллы рубина обычно получают путем выращивания из расплава смеси Al_2O_3 и небольшой части Cr_2O_3 . Без добавления Cr_2O_3 кристалл совсем бесцветный. При добавлении Cr_2O_3 кристалл приобретает розовый оттенок. Рубиновые лазеры работают с оптической накачкой. Для накачки используется импульсная ксеноновая лампа среднего давления (500 мм рт. ст.). Диаметр стержня обычно составляет 5–10 мм, а длина 5–20 см. Рубиновый лазер генерирует импульсное излучение с длинами волн $\lambda_1 = 0,6928$ мкм и $\lambda_2 = 0,6943$ мкм.

Неодимовые лазеры

Они являются самыми популярными из твердотельных лазеров. В этих лазерах активной средой обычно является кристалл $Y_3Al_5O_{12}$ (YAG – иттрий-алюминиевый гранат), в котором часть ионов Y^{3+} заменена ионами Nd^{3+} . Иногда используется также фосфатное или силикатное стекло, легированное ионами Nd^{3+} . Неодимовые лазеры могут работать как в непрерывном, так и импульсном режиме. Для работы в импульсном и непрерывном режимах применяются соответственно ксеноновые лампы среднего давления (500–1500 мм рт. ст.) и криптоновые лампы высокого давления (4–6 атм.). Размеры стержня обычно такие же, как и у рубинового лазера.

В твердых веществах можно создать большую концентрацию излучающих атомов и, значит, получить большую энергию с одного кубического сантиметра стержня. Параметры излучения твердотельного лазера в значительной степени зависят от оптических качеств используемого кристалла. Концентрация активирующих ионов задается в процессе изготовления лазера и является определенной величиной для данного кристалла. Неоднородности кристаллической структуры могут серьезно ограничивать когерентность лазера. Однородные кристаллы трудно сделать, они дороги и могут разрушаться, в том числе из-за перегрева.

Жидкостные лазеры

Преимущества жидкостных лазеров заключаются в том, что они имеют значительно более высокую концентрацию активных атомов, которую легко можно изменять; кроме того, активная среда является дешевой и относительно мало подверженной повреждениям.

Жидкостные лазеры, работающие на растворах органических красителей, имеют свои особенности. Органические красители имеют широкие линии люминесценции, с помощью которых можно обеспечить непрерывную перестройку длины волны в диапазоне нескольких сотен нанометров. Перекрытие некоторых участков спектра обеспечивается с помощью замены красителя. Вместе с тем лазеры на красителях вследствие широкого спектра характеризуются относительно малой направленностью излучения (большой расходимостью), что можно компенсировать специальными методами.

В настоящее время появилось множество других типов лазеров: волоконные лазеры, лазеры на свободных электронах, лазеры на квантоворазмерных объектах (точках, ямах и т. д.).

2.8 Особенности оптического диапазона передачи информации

При передаче информации с использованием сигналов электромагнитных волн нередко требуется выполнение условия квазимонохроматичности, согласно которому ширина $\Delta\nu$ спектра передаваемого сигнала должна быть по крайней мере на 1–2 порядка меньше, чем значение средней частоты ν_0 этого сигнала:

$$\Delta\nu \ll \nu_0. \quad (2.23)$$

Так как ширина полосы частот передачи приблизительно равна $\Delta\nu$, очевидно, для достижения высоких, например, диапазона десятков гигабит в секунду, скоростей передачи информации, для выполнения условия (2.23) необходимо использование сигналов с частотой несущей в 10–100 или более раз выше, чем $\Delta\nu$. Оптический диапазон характеризуется частотами несущих величиной порядка 10^{14} Гц, следовательно, ширина полосы частот передачи сигналов здесь может достигать 10^{12} – 10^{13} Гц, что недостижимо даже средствами техники СВЧ. Итак, первое достоинство оптического диапазона передачи информации – его высокая широкополосность, или возможность передачи информации с чрезвычайно большой скоростью.

Высокая частота оптических колебаний ($\sim 3 \times 10^{14}$ Гц при длине световой волны 1 мкм) обеспечивает возможность одновременной передачи информации по значительно большему числу каналов, чем в диапазоне радиоволн (в 10^3 – 10^4 раз). Малая длина волны позволяет достигать более высокой плотности записи информации, т. к. минимальная площадь элементарной ячейки в оптических системах памяти имеет величину порядка λ^2 .

В световом пучке при $\lambda = 10^{-3}$ мм (один микрометр) с поперечным сечением, равным 10×10 мм², можно разместить 10^8 информационных каналов. Если пространственно-временной модулятор имеет быстроедействие хотя бы 10^4 кадров в секунду, тогда емкость потока информации получается равной 10^{12} бит/с.

Физическим ограничением, присущим электронным методам, является одномерность электрических сигналов. Качественно новые возможности дает использование двухмерных некогерентных и трехмерных когерентных оптических сигналов. В частности, может быть осуществлена двойная (временная и пространственная) модуляция потока, причем элементарная площадка, которая выделяется для независимой модуляции, приблизительно равна λ^2 . Это обеспечивает высокую информационную емкость оптических сигналов и возможность параллельной обработки больших массивов информации без поэлементного разложения во времени.

Различают два вида оптических систем связи: когерентные и некогерентные (таблица 2.2).

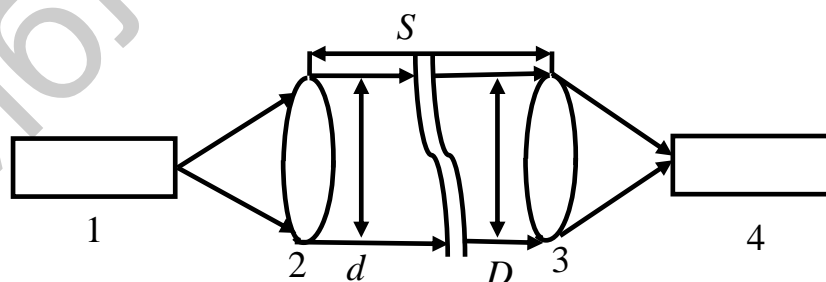
Таблица 2.2 – Параметры когерентных и некогерентных оптических систем связи

Параметры оптических систем связи	Когерентные системы	Некогерентные системы
Параметры модуляции	Амплитуда E и фаза φ световой волны и/или их комбинации $I = E \cos(\varphi)$	Число фотонов
Методы детектирования	Гетеродинное и гомодинное	Прямое
Адаптивная подстройка	Необходима подстройка фазы и поляризации	Необязательна

Как уже отмечалось, некогерентные системы в основном основаны на тепловых эффектах и позволяют детектировать значительно меньшее число параметров. Наибольший интерес представляет рассмотрение принципов работы когерентных оптических систем связи, чему посвящен подраздел 2.9. Оптические системы связи бывают открытыми и волноводными (подразделы 3.4–3.6).

2.9 Открытые оптические системы связи

В открытых оптических системах связи свет распространяется в свободной среде – в атмосфере либо в космическом пространстве. Принципиальная схема таких систем передачи сигналов приведена на рисунке 2.12.



1 – источник света; 2 и 3 – объективы; 4 – фотоприемник

Рисунок 2.12 – Открытая оптическая система связи

При учете только дифракционных эффектов расходимости света мощность излучения R_p , падающего на фотоприемник, описывается уравнением дальности:

$$R_p \approx 0,45 \frac{P_A \tau d^2 D^2}{S^2 \lambda^2}, \quad (2.24)$$

где P_A – мощность излучателя; τ – коэффициент пропускания среды распространения; d и D – линейная апертура (диаметр зеркал) соответственно передающей и принимающей оптических систем; S – расстояние; λ – длина волны излучения; численный коэффициент отвечает размерностям указанных величин в системе СИ.

Коэффициент пропускания атмосферы равен

$$\tau = e^{-\alpha S}, \quad (2.25)$$

где коэффициент α равен сумме коэффициента поглощения Бугера α_B и коэффициента рассеяния α_S ($\alpha = \alpha_B + \alpha_S$).

Коэффициент поглощения α_B для атмосферы сильно зависит от длины волны излучения и достигает минимума лишь в нескольких «окнах прозрачности» в окрестностях длин волн 0,4–0,8; 1,5; 2; 3,5; 10,5 мкм (рисунок 2.13).

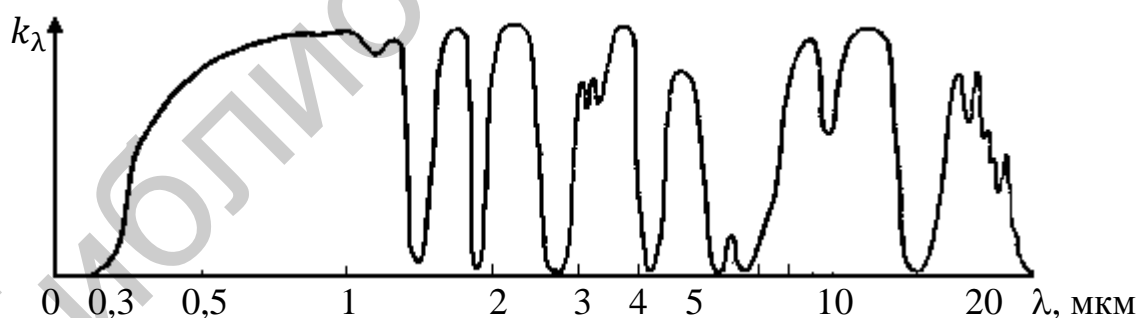


Рисунок 2.13 – Зависимость коэффициента пропускания ($k_\lambda \sim 1/\alpha_B$) от длины волны проходящего света

В открытых оптических системах связи в основном используется оптическое излучение видимого и ближнего инфракрасного ($\lambda < 1,5$ мкм) диапазона. Оптическое излучение с длиной волны короче 0,20 мкм поглощается атмосферой. Излучение с длиной волны менее 0,35 мкм вызывает люминесценцию большинства материалов, в том числе оптических стекол,

которая создает сильные оптические помехи. В диапазоне длин волн более 1,5 мкм затруднительно создание эффективных приемников (детекторов) оптического излучения.

Таким образом, в устройствах оптической обработки сигналов, как правило, используется излучение с длиной волны от 0,38 до 1,5 мкм. Конкретные длины волн определяются параметрами используемого источника света.

Коэффициент рассеяния равен сумме коэффициентов рассеяния Рэля α_{SR} и рассеяния Ми α_{SM} :

$$\alpha_S = \alpha_{SR} + \alpha_{SM}. \quad (2.26)$$

Поскольку рассеяние Рэля – это рассеяние света на частицах, размеры которых намного меньше длины световой волны, то его влияние наиболее заметно в области коротких длин волн:

$$\alpha_{SR} = 0,83 \frac{NA^3}{\lambda^4}, \quad (2.27)$$

где A – площадь поперечного сечения частиц-рассеивателей; N – плотность рассеивателей.

Эмпирическая формула для коэффициента рассеяния Ми (рассеяния на частицах размерами намного большими, чем λ) имеет вид

$$\alpha_{SM} = \frac{3,9}{\gamma} \left(\frac{\lambda}{0,55} \right) - 0,58\gamma^{1/3}, \quad (2.28)$$

где γ – метеорологическая дальность видения (км). Например, при $\gamma = 5$ км, $\lambda = 1$ мкм, $\alpha_{SM} = 0,43$ км, $\tau = 0,65$.

Очевидно, что на дальность (и надежность) открытых систем связи в атмосфере заметно влияют метеорологические условия: туман, дождь, снег, дым, турбулентность атмосферы и др. Для больших расстояний S (километры и более), вследствие явлений преломления и рассеяния, осложняется проблема точного наведения светового луча на фотоприемную систему, а также увеличивается влияния фона (рассеянное излучения, небесные светила).

Применение оптических систем связи в наземных системах.

Современные наземные открытые системы связи большой (свыше 10 км), протяженности действуют в основном в диапазоне длин волн около 10,6 мкм в режиме когерентного фотодетектирования сигнала. Более перспективно с точки зрения дальности связи применение таких систем в космосе. В городских условиях (при дальности связи около 1 км) удобный диапазон длин волн передачи сигналов находится в области 0,8–0,9 мкм.

Вместе с тем технология атмосферных оптических линий связи (АОЛС или *FSO – Free Space Optics*,) имеет свои преимущества:

- нелицензируемый диапазон длин волн (инфракрасный или видимый), т. е. отсутствие необходимости платить за использование частотного диапазона;
- импульс светового излучения при прохождении в атмосфере практически не испытывает дисперсионных искажений фронтов, характерных для любых оптических волокон. Это принципиально позволяет передавать поток данных со скоростями до нескольких терабит в секунду;
- высокие скорости передачи (которые невозможно достичь при использовании любых других беспроводных технологий);
- простота и быстрота инсталляции (мобильные системы с автонаведением обеспечивают установку связи за 10–15 мин при значительно меньших затратах, чем волоконные системы связи).

В настоящее время технология обеспечивает передачу цифровых потоков до 10 Гбит/с, что позволяет:

- решать проблемы «последней мили» при высокой защищенности канала связи;
- развивать городские сети передачи данных и голоса (*MAN*);
- развивать решения *WDM* (волновое мультиплексирование) для сетей *SONET/SDH*.

Беспроводная оптика рассматривается в качестве решения:

- когда прокладка кабеля невозможна (промзоны, горная местность, железная дорога) или стоимость этой прокладки велика;
- когда необходимо срочно организовать канал связи;
- когда требуется закрытый канал связи, не восприимчивый к радиопомехам и не создающий их (аэропорты, близость радиолокаторов, линий электропередач).

Открытая оптическая линия связи состоит из передатчика, формирующего когерентные опорный и модулированный лучи, и приемника, в

котором фазовые фронты этих лучей совмещаются, с выделением выходного информационного сигнала. Существуют несколько методов передачи информации с помощью фазовой, амплитудной и поляризационной модуляции. Но во всех методах передатчик формирует два когерентных пространственно совмещенных луча одинаковой амплитуды. Один из них является опорным, а второй модулируется по закону передаваемой информации. В приемнике происходит процесс демодуляции сигнала.

Применение оптических систем связи в космической технике.

В некоторых областях применения космической техники требуется передача больших объемов данных. Примером передачи информации между различными спутниками околоземной орбиты является впервые продемонстрированная в Европейском космическом агентстве в 2001 г. возможность передачи десятка мегабит в секунду или более на расстояния десятков тысяч километров, для чего использовались лазеры средней мощности (порядка нескольких ватт).

Существует также возможность обмена данными между более удаленными космическими станциями и аппаратами, которые находятся на территории или вблизи Земли. Например, планетарные зонды могут собирать большой объем информации, содержащий изображения, но существует серьезная проблема при отправке больших объемов данных на Землю. До недавнего времени, например, радиосвязь, применяемая в X-диапазоне (диапазон частот сантиметровых длин волн, от 8 до 12 ГГц), была единственной доступной технологией. В настоящее время оптические линии передачи данных считаются специализированными для нисходящего канала, где желаемый объем данных гораздо больше, чем для восходящего канала, и оптическая связь может значительно расширить пропускную способность до сотен килобит или даже несколько мегабит в секунду.

Основным преимуществом оптической технологии перед радиосвязью является то, что при работе на значительно меньшей длине волны существует возможность более точной передачи и приема данных, в результате чего сокращается энергопотребление и возрастает скорость передачи данных. С технической точки зрения коэффициент усиления антенны может быть значительно выше. Это особенно важно для преодоления межпланетных расстояний. С другой стороны, оптические линии связи более чувствительны к погодным условиям.

В 2006 г., по информации журнала *New Scientist*, осуществлена успешная передача оптического (лазерного) сигнала на расстояние нескольких сотен тысяч километров. В частности, рекордным достижением в этом смысле является прием лазерного сигнала с автоматической станции *MESSENGER*. Сигнал бортового лазерного излучателя (инфракрасный диодный неодимовый лазер) был успешно принят земным приемником на расстоянии 24 млн км.

Открытые оптические системы передачи информации небольшого радиуса действия.

Оптическая беспроводная связь в инфракрасной (ИК) части спектра нашла свое применение в помещениях, где имеются многочисленные удаленные устройства. Все большее внимание уделяется использованию ИК-технологий для создания локальных сетей. Несмотря на низкую скорость передачи данных, необходимость нахождения приемника и передатчика в прямой видимости и использования передатчиков большой мощности (что небезопасно для глаз и увеличивает энергопотребление), т. к. оборудование, используемое в помещениях, фонит в ИК-диапазоне, *оптическая беспроводная связь* имеет ряд преимуществ:

- спектр не ограничен;
- не существует регулирующих правил или стандартов;
- ИК-излучение диффузно отражается от светлоокрашенных объектов, таким образом, отражение от потолка можно использовать для покрытия всей комнаты;
- ИК-излучение не проникает сквозь стены и другие непрозрачные объекты, поэтому для каждой комнаты можно использовать свою ИК-конфигурацию. Конфигурации разных комнат не будут интерферировать между собой и можно защитить их от прослушивания;
- дешевизна и простота оборудования, используется только модуляция интенсивности;
- не требует проводов;
- нечувствительна к электромагнитным помехам.

ИК-каналы используются для беспроводной связи между мобильными телефонами, ноутбуками, планшетами, организации компьютеров в ИК-сеть. Существуют также приложения, предназначенные для пересылки файлов принтерам и факсимильным аппаратам.

Список использованных источников

- 1 Афоненко, А. А. Теория полупроводниковых лазеров : учеб. пособие / А. А. Афоненко, В. К. Кононенко, И. С. Манак. – Минск : БГУ, 1995. – 106 с.
- 2 Гауэр, Дж. Оптические системы связи / Дж. Гауэр ; пер. с англ. А. И. Ларкин. – М. : Радио и связь, 1989. – 500 с.
- 3 Гибридное оборудование на базе радио- и лазерной технологий / В. Вишневский [и др.] // Первая миля. – 2007. – №1. – С. 26–30.
- 4 Дмитриев, А. Л. Оптические системы передачи информации : учеб. пособие / А. Л. Дмитриев. – СПб. : СПбГУ ИТМО, 2007. – 96 с.
- 5 Звелто, О. Принципы лазеров / О. Звелто ; пер. с англ. Е. В. Сорокина [и др.] ; под ред. Т. А. Шмаонова. – 3-е изд., перераб. и доп. – М. : Мир, 1990. – 558 с.
- 6 Игнатов, А. И. Оптоэлектронные приборы и устройства : учеб. пособие / А. И. Игнатов. – М. : Экотрендз, 2006. – 272 с.
- 7 Карлов, Н. В. Лекции по квантовой электронике / Н. В. Карлов. – 2-е изд., испр. и доп. – М. : Наука, 1988. – 334 с.
- 8 Макомбер, Дж. Д. Динамика спектроскопических переходов / Дж. Д. Макомбер ; пер. с англ. ; под ред. М. А. Ельяшевича. – М. : Мир, 1979. – 347 с.
- 9 Наний, О. Е. Когерентные системы связи / О. Е. Наний // Lightwave Russian Edition. – 2008. – №4. – С. 23–27.
- 10 Савельев, И. В. Курс общей физики : учеб. пособие. В 5 т. / И. В. Савельев. – М. : Наука. Физматлит, 1998. – Атомная физика. Физика твердого тела. Физика атомного ядра и элементарных частиц. Т. 5. – 256 с.
- 11 Тарасов, Л. В. Физика лазеров / Л. В. Тарасов. – М. : URSS: Либроком, 2011. – 439 с.

3 ИНТЕГРАЛЬНАЯ И ВОЛОКОННАЯ ОПТИКА

3.1 Оптические свойства полупроводников

Оптические свойства полупроводников определяются прежде всего структурой их энергетических уровней. В кристалле плотность атомов велика ($\sim 10^{28} \text{ м}^{-3}$), а расстояния между атомами столь малы, что в результате их взаимодействия друг с другом из дискретных энергетических уровней отдельных атомов образуются зоны разрешенных энергий, разделенные запрещенными зонами.

Важными с точки зрения электронных и оптических свойств полупроводника является валентная зона, образованная уровнями энергии валентных электронов невозбужденных атомов, и ближайшая к ней зона более высоких разрешенных состояний, называемая зоной проводимости. Они разделены запрещенной зоной шириной ΔE . Ширина запрещенной зоны у различных полупроводников колеблется от 0,1 до ~ 3 эВ. У диэлектриков $\Delta E \sim 3 - 10$ эВ. На рисунке 3.1 приведены основные энергетические зоны диэлектриков, металлов и полупроводников.

В чистом, или собственном (не содержащем примесей), полупроводнике концентрации электронов и дырок равны. В примесных полупроводниках часть атомов исходного вещества заменена атомами примеси (донорные и акцепторные проводники). Атомы донорной примеси, внедряясь в кристаллическую решетку, отдают электроны в зону проводимости, акцепторы наоборот могут захватывать электрон из ближайшей (валентной) зоны, при этом в валентной зоне появляется дырка. Энергия, необходимая для переброса электрона с донорного примесного уровня в зону проводимости, называется энергией активации. Уровни акцепторной примеси лежат в запрещенной зоне вблизи потолка валентной зоны.

Кристалл полупроводника всегда в том или ином количестве содержит примесные атомы. Различие между примесными и собственными полупроводниками определяется степенью влияния примеси на электропроводность кристалла. Если концентрация доноров n_d превышает концентрацию собственных электронов проводимости n_i , а следовательно, и дырок p_i , то основной вклад в электропроводность дают электроны проводимости. Такой полупроводник называется электронным, или полупроводником n -типа, в отличие от полупроводников p -типа (дырочного), у которых $p > n$.

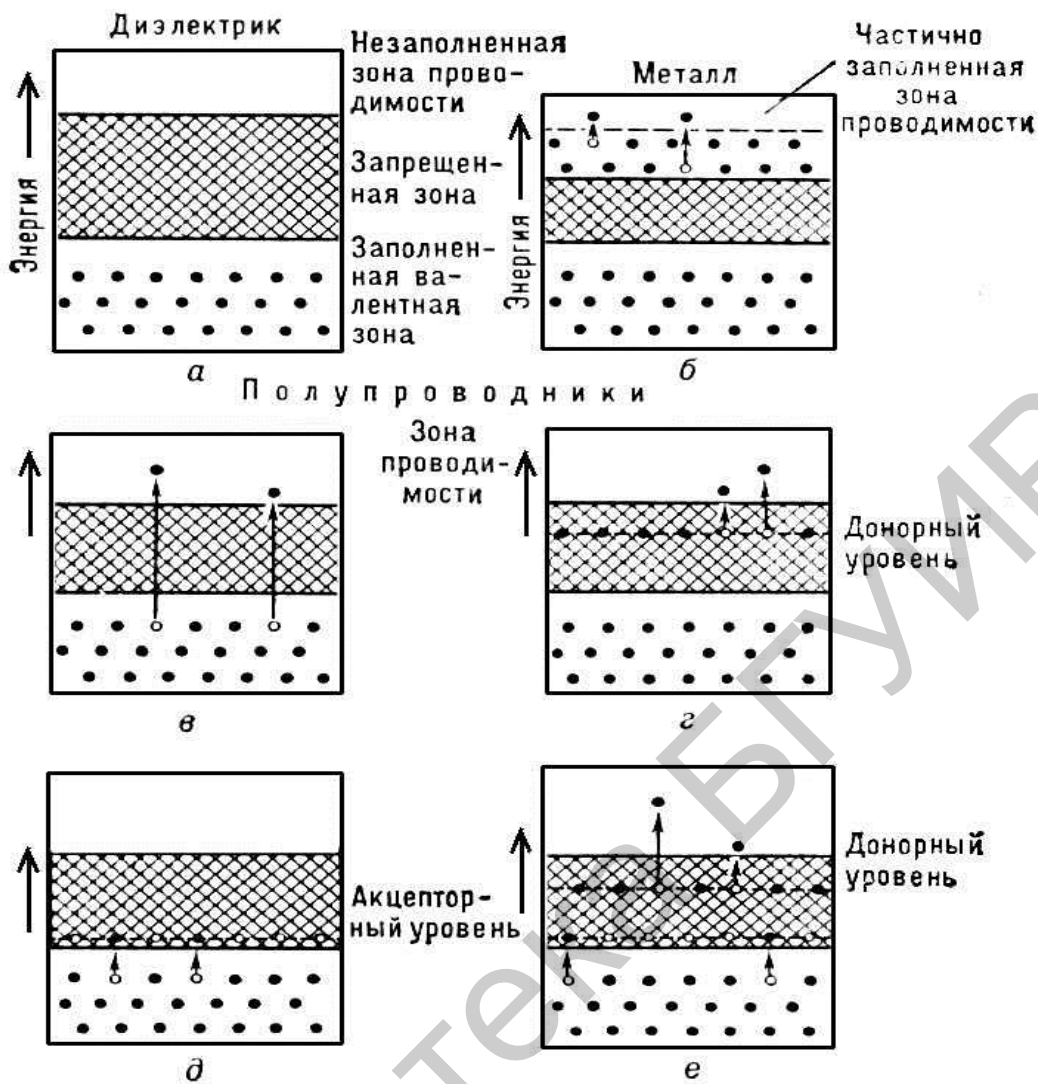


Рисунок 3.1 – Валентная, запрещенная и зона проводимости в диэлектрике (а), металле (б) и полупроводнике (в–е)

При воздействии света на полупроводники наблюдается целый ряд оптических явлений (поглощение, пропускание и отражение), вызывающих разнообразные электронные процессы в этих материалах. Естественно, что исследование различных оптических спектров стало важным инструментом для изучения свойств полупроводников и происходящих в них явлений.

Чистые полупроводники всегда прозрачны для оптического излучения с частотой $\nu < \Delta E/h$, где ΔE – ширина запрещенной зоны. Спектр поглощения типичного полупроводника формируют в основном только те фотоны, энергия которых равна или больше ширины запрещенной зоны, вследствие чего преобладающим процессом становится переход электронов из заполненной валентной зоны в пустую зону проводимости, или генерации в полупроводнике электронно-дырочной пары. При поглощении кванта излучения выполняются

законы сохранения энергии, импульса. В случае если при рождении пары импульсы образовавшихся электрона и дырки равны, то говорят о прямом межзонном переходе. В прямозонных полупроводниках, к которым относятся GaAs, InSb и др., наиболее вероятны прямые оптические переходы, когда волновой вектор \vec{k} сохраняется. Если волновые векторы электрона в валентной зоне и зоне проводимости не совпадают, то говорят о непрямом межзонном переходе. Такие переходы играют существенную роль в поглощении (испускании) оптического излучения в непрямозонных полупроводниках Ge, GaP и др. (рисунок 3.2).



Рисунок 3.2 – Прямой (а) и непрямой (б) межзонные переходы

При не прямых переходах поглощение излучения сопровождается возбуждением или поглощением кванта колебаний решетки, называемым фононом. Прямые и не прямые переходы имеют место не только при рождении пары электрон–дырка, но и при рекомбинации этих пар.

При температуре абсолютного нуля электроны занимают состояния с наименьшей энергией, и в кристалле образуется четкая граница между заполненными и пустыми уровнями, называемая уровнем Ферми (F). В равновесном состоянии вероятность заполнения электроном любого из разрешенных энергетических состояний с энергией E при температуре T как в валентной зоне, так и в зоне проводимости определяется функцией распределения Ферми – Дирака:

$$f(E) = \left(\exp\left(\frac{E - F}{kT}\right) + 1 \right)^{-1}, \quad (3.1)$$

где k – постоянная Больцмана.

3.2 Приемники и источники оптического излучения

По принципу регистрации и первичной обработки информации, содержащейся в оптическом сигнале, различают два метода приема оптического излучения: метод прямого фотодетектирования и метод фотосмещения (когерентный прием излучения).

Метод прямого фотодетектирования состоит в регистрации фототока или в подсчете числа одноэлектронных импульсов на выходе фотодетектора, вызываемых попаданием на чувствительную площадку фотодетектора регистрируемого потока фотонов.

В *методе когерентного приема* регистрируемое оптическое излучение с помощью светоделительного элемента смешивается на фотодетекторе с монохроматичным излучением от дополнительного опорного источника (лазера).

Если поляризация и волновые фронты полей совпадают, то происходит интерференция сигналов и суммарная интенсивность представляется суммой интенсивностей и третьим интерференционным слагаемым на разностной частоте. Таким образом, при приеме излучения методом фотосмещения в выходном токе содержится информация о частоте и фазе принимаемой волны, тогда как в методе прямого фотодетектирования такая информация отсутствует.

Среди источников оптического излучения наибольший интерес для оптоэлектроники представляют твердотельные источники излучения, допускающие эффективную интеграцию с другими оптоэлектронными элементами (оптическими волноводами, фотодетекторами, элементами управления и т. д.). С этой точки зрения особое внимание привлекает явление электролюминесценции, позволяющее создать источники различного назначения на основе излучательных процессов в твердых телах. Различают два вида электролюминесценции твердых тел: инжекционную и предпробойную.

Инжекционная люминесценция возникает в полупроводниковых *p-n*-переходах при подаче на них напряжения в прямом направлении. В этом случае в зоне *p-n*-перехода создается инверсная заселенность и электроны совершают переход из зоны проводимости в валентную зону (рекомбинируют с дырками). При этом испускаются фотоны с энергией $\hbar\omega$. По такому принципу работает светодиод.

Предпробойная люминесценция наблюдается в электрическом поле с напряженностью, близкой к напряженности пробоя для данного полупроводника ($10^7 - 10^8$ В/м). Электролюминесцентные излучатели на

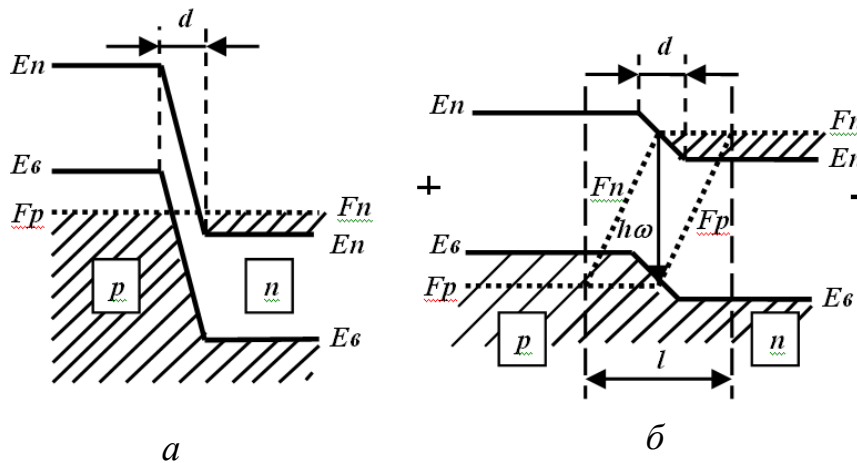
основе предпробойной люминесценции позволяют получать светящиеся поверхности с площадью до одного квадратного метра, тогда как светодиоды, источники на основе инжекционной люминесценции, имеют малую площадь излучения.

Достоинствами светодиодов являются простота модуляции, высокое быстродействие, малые питающие напряжения, надежность и миниатюрность. Даже по сравнению с инжекционными лазерами светодиоды обладают массой преимуществ: возможностью использования как прямозонных, так и непрямозонных материалов, более высокой линейностью характеристик, меньшей температурной зависимостью излучаемой мощности и т. д. По назначению различают светодиоды для оптических систем передачи информации, индикаторные светодиоды, светодиоды высокой мощности и т. д. Длина волны излучения светодиода определяется шириной запрещенной зоны полупроводника и легирующими примесями. В настоящее время полупроводниковые соединения A^3B^5 , A^2B^6 и их твердые растворы позволяют изготавливать светодиоды, излучающие в диапазоне от инфракрасной до синеволновой областей спектра.

Для систем передачи информации на большие расстояния по оптическому волокну наиболее интересны светодиоды на основе $InGaAsP$, способные перекрывать спектральный диапазон от 0,1 до 1,6 мкм. Инфракрасные светодиоды $GaAs$ и $AlGaAs$ могут использоваться в волоконно-оптических системах передачи информации на небольшие расстояния (в пределах одного здания, корабля, самолета и т. д.).

Полупроводниковый лазер – лазер, активной средой которого является полупроводниковый кристалл, а точнее, зона $p-n$ -перехода. Как и в светодиоде, при подаче на $p-n$ -переход напряжения в прямом направлении создается инверсная населенность электронов, при рекомбинации которых излучаются фотоны (рисунок 3.3).

Только в лазере для этих фотонов создается обратная положительная связь в виде оптического резонатора. При малых значениях внешнего приложенного напряжения процесс образования и рекомбинации неравновесных носителей происходит хаотично и излучение обладает малой мощностью и является некогерентным и немонахроматическим. Это соответствует светодиодному режиму работы полупроводникового излучателя (рисунок 3.4, а).



a – *p-n*-переход без приложенного внешнего напряжения; *б* – *p-n*-переход при приложении внешнего напряжения в прямом направлении; *d* – ширина *p-n*-перехода; *l* – реальная ширина области, обеспечивающая работу лазера

Рисунок 3.3 – Энергетическая диаграмма инжекционного полупроводникового лазера

При увеличении тока выше порогового значения излучение становится когерентным, его спектральная ширина сильно сужается, а интенсивность резко возрастает – начинается лазерный режим работы полупроводникового излучателя (см. рисунок 3.4, б). При этом также увеличивается степень линейной поляризации генерируемого излучения.

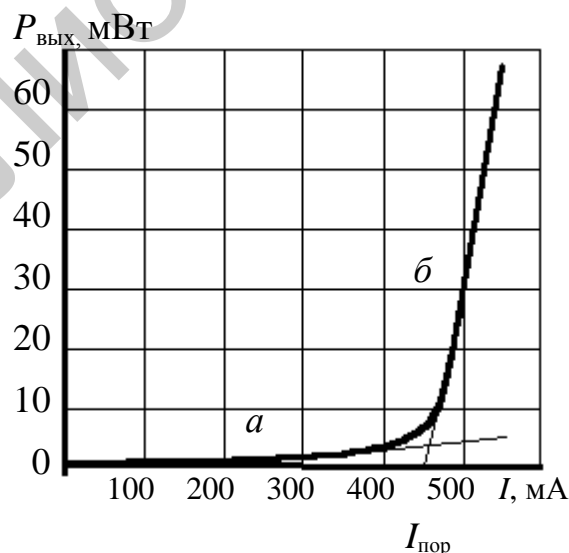


Рисунок 3.4 – Типовая экспериментальная зависимость выходной мощности полупроводникового лазера от тока

В полупроводниковой активной среде можно достигнуть большого оптического усиления, что обуславливает возможность использования активных элементов малых размеров (длина резонатора 50 мкм – 1 мм) и обеспечивает компактность таких лазеров. Схематично конструкция полупроводникового лазера представлена на рисунке 3.5. Помимо компактности, полупроводниковые лазеры обладают высоким КПД (до 50 %). А большой выбор современных полупроводниковых материалов обеспечивает генерацию в широком спектральном диапазоне (от 0,3 до 30 мкм). Эти качества обеспечили полупроводниковым лазерам разнообразное применение в различных областях современной деятельности человека.

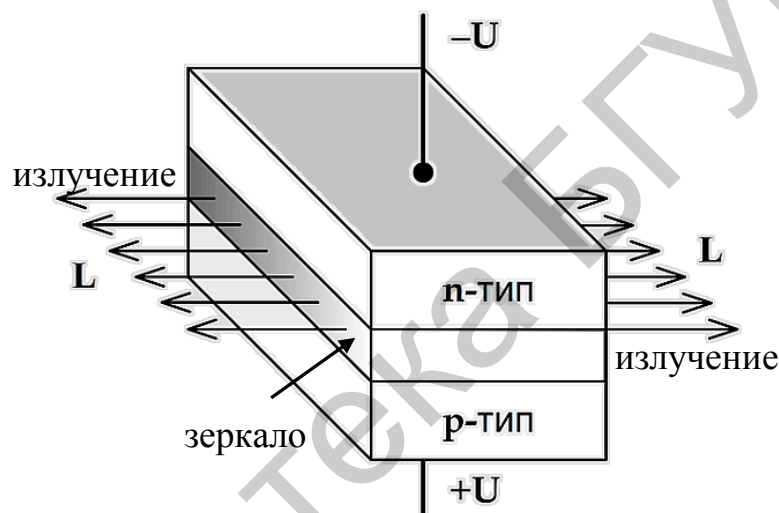


Рисунок 3.5 – Конструкция полупроводникового лазера

Основной недостаток полупроводниковых лазеров заключается в том, что размер лазерного пучка (~ 5 мкм) значительно превышает активную область в поперечном направлении ($d = 1$ мкм). В результате чего лазерный пучок проникает далеко в p - и n -области, где испытывает сильное поглощение. Поэтому пороговая плотность тока достигает большой величины ($\sim 10^5$ А/см² для GaAs) и лазер быстро выходит из строя из-за перегрева. Работоспособен такой лазер только в импульсном режиме, а для непрерывного режима излучения необходимо глубокое охлаждение.

Это ограничение удалось избежать в конструкции инжекционных полупроводниковых лазеров на двойном гетеропереходе (например, на основе GaAlAs), в которых активная область толщиной порядка 0,3 мкм образуется p - и n -областями из $Al_xGa_{1-x}As$, разделенными областью из GaAs (рисунок 3.6).

Область GaAs обладает меньшей шириной запрещенной зоны, чем $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, что препятствует диффузии электронов из области p - n -перехода, а т. к. показатель преломления GaAs больше чем у $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, в области p - n -перехода образуется диэлектрический волновод, обеспечивающий сильную локализацию поля. В этом случае пороговая плотность тока уменьшается до 1 кА/см^2 .

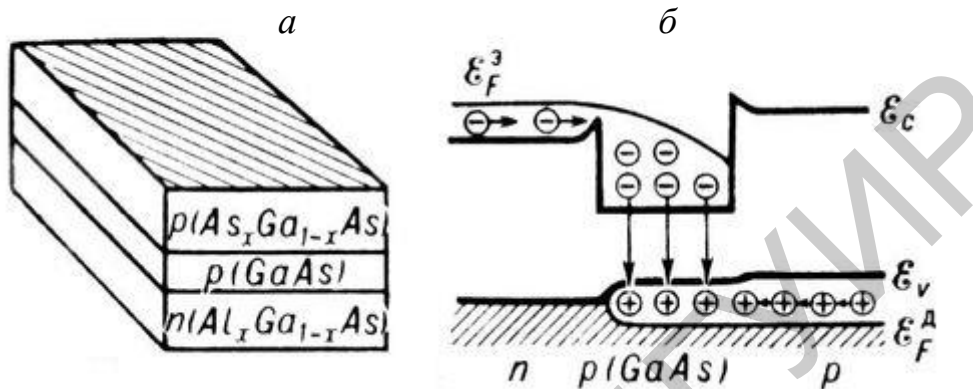
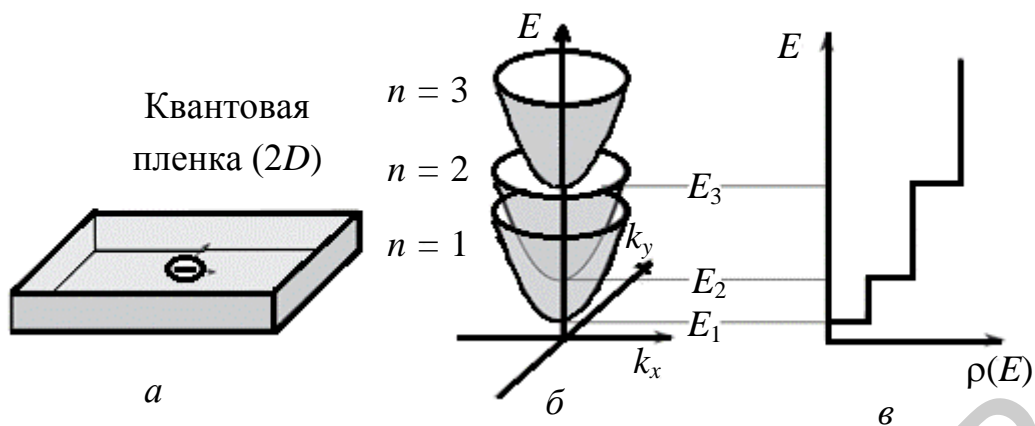


Рисунок 3.6 – Лазер на гетеропереходе (а) и его энергетическая схема (б)

Следующим шагом в создании мощных излучателей с минимальными, в несколько единиц миллиампер, токами управления явилось применение в них квантоворазмерных полупроводниковых структур.

Квантоворазмерные структуры (КРС) – это одиночные либо множественные ультратонкие полупроводниковые слои, нити либо другие компактные группы атомов с типичными размерами, близкими к величине длины волны де Бройля свободных носителей заряда (обычно единицы – десятки нанометров). В КРС свободные носители заряда локализованы в одном, двух либо в трех координатных направлениях в области с размерами порядка дебройлевской длины волны носителей. В результате вследствие волновых свойств частиц в КРС происходят существенные изменения энергетического спектра всей электронной системы. Движение заряженных частиц вдоль координаты с ограничением размеров сопровождается дополнительным квантованием разрешенных значений энергии и импульса таких частиц, и энергетический спектр таких частиц становится дискретным.

Пример простой квантоворазмерной структуры («квантовой ямы», двухмерной КРС) в виде тонкой ($d \approx 15 \text{ нм}$) пленки полупроводника (InGaAsP) показан на рисунке 3.7.



a – двумерная КРС; b – энергетическая диаграмма КРС;
 v – функции плотности состояний электронов в КРС

Рисунок 3.7 – Пример простой квантоворазмерной структуры

Движение электронов и дырок в плоскости (x, y) пленки характеризуется, как и в объемном кристалле, непрерывной зависимостью функции плотности состояний $\rho(E)$ от энергии E , движение заряженных частиц поперек ультратонкой пленки пространственно ограничено, волновая функция электрона имеет периодический характер.

Уменьшение размерности КРС до одномерных («квантовых нитей») и нульмерных КРС («квантовых точек») приводит к выраженной дискретной зависимости функции плотности состояний $\rho(E)$ и энергии – рисунок 3.8. В результате в КРС создаются возможности достижения весьма высоких по сравнению с объемными кристаллами концентраций носителей с заданными значениями энергии. Энергозатраты для достижения больших концентраций электронно-дырочных пар в КРС оказываются меньшими, чем в обычных гетероструктурах.

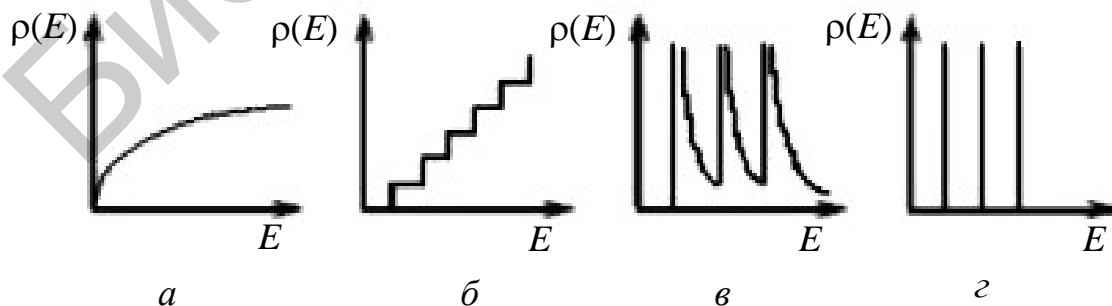


Рисунок 3.8 – Зависимость плотности энергетических состояний от энергии в объемном полупроводнике (a), в квантовой яме (b), в квантовых нитях (v) и в квантовых точках (z)

3.3 Интегральная и волоконная оптика: тенденции развития

Бурное развитие волоконной и интегральной оптики вызвано высокой практической эффективностью волоконно-оптических и интегрально-оптических устройств. Потребности современной техники передачи и обработки информации оптическими методами привели к разработке и созданию быстродействующих интегрально-оптических устройств различного назначения. Постоянно создаются все новые типы оптических волноводов и волноводных устройств, позволяющих повысить информационную емкость волоконных линий связи и быстродействие обработки информации в различных системах. Для изготовления интегрально-оптических устройств используются стекла, полупроводниковые и диэлектрические монокристаллические материалы, а также оптические композиты. Промышленное производство таких устройств основано на традиционных технологиях микроэлектроники. В то же время оптический характер сигналов, используемый в интегрально-оптических устройствах, потребовал разработки новых материалов и создания новых технологических методов и приемов, которые уже успешно применяются в промышленности.

Интерес к оптическим волноводам возник в начале 60-х годов XX века после создания первых полупроводниковых лазеров. Оказалось, что излучение в области $p-n$ -перехода лазера распространяется подобно тому, как СВЧ-электромагнитная волна распространяется в СВЧ-волноводе. Это послужило толчком к развитию теории планарных оптических волноводов и интегральной оптики. Дальнейшее развитие позволило создать оптические устройства для обработки информации, которые способны конкурировать с аналогичными устройствами интегральной электроники.

Оптические волноводы представляют собой протяженные структуры, внутри которых могут распространяться электромагнитные волны видимой и инфракрасной областей спектра. Оптический волновод представляет собой в простейшем случае диэлектрический стержень круглого сечения (волокно) или прямоугольного сечения с поперечным размером, сравнимым с длиной волны. Несмотря на такую простоту, распространение электромагнитной волны в подобной структуре существенно отличается от распространения в свободном пространстве или в диэлектрическом стержне с поперечным размером, много большим длины волны.

Основным достоинством интегрально-оптических переключателей является их высокое быстродействие. Уже созданы интегрально-оптические

переключатели со временем переключения менее 100 фс. Такое быстродействие недостижимо для устройств обычной полупроводниковой электроники.

Достоинства оптических методов обработки информации иллюстрирует рисунок 3.9. На нем показаны сравнительные характеристики полупроводниковых электронных переключателей (ПЭП), электронных переключателей на основе джозефсоновских переходов (ДП), оптоэлектронных переключателей (ОЭП) и полностью оптических переключателей (ПОП). Сопоставление производится по мощности (энергии) переключения и времени переключения (быстродействию).

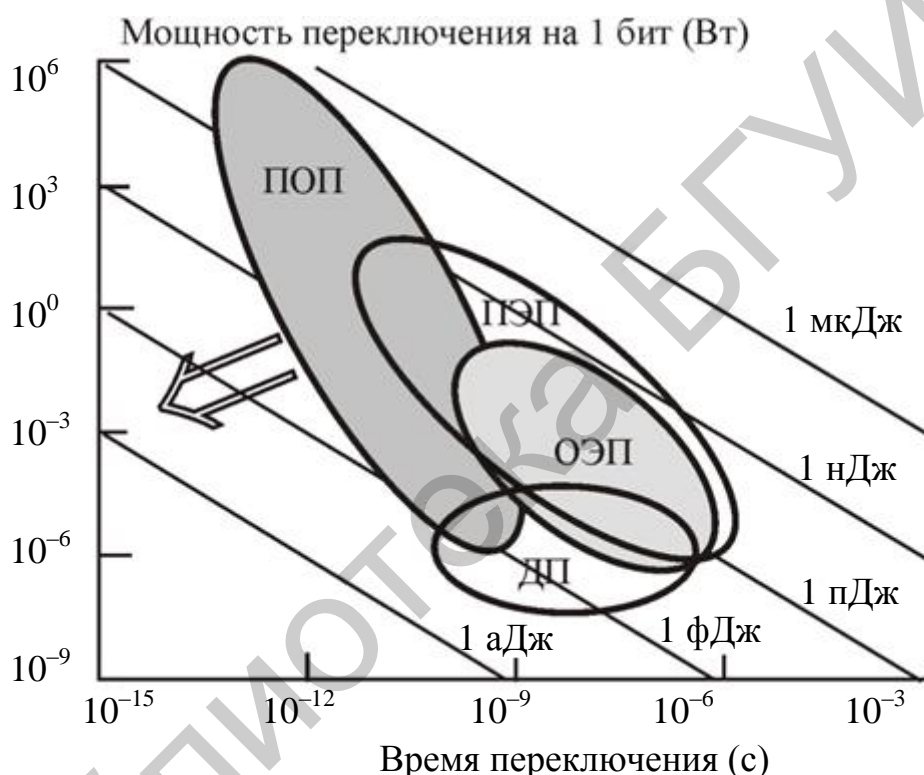


Рисунок 3.9 – Сравнительные характеристики полупроводниковых электронных переключателей (ПЭП), электронных переключателей на основе джозефсоновских переходов (ДП), оптоэлектронных переключателей (ОЭП) и полностью оптических переключателей (ПОП) (прямыми линиями показаны энергии переключения)

Из рисунка видно, что характеристики оптоэлектронных переключателей сравнимы с характеристиками полупроводниковых электронных переключателей, однако проигрывают джозефсоновским переключателям по уровню мощности управления. В то же время быстродействие полностью оптических переключателей в 10^2 – 10^3 раз выше, чем быстродействие

переключателей других типов. Благодаря высокому быстродействию полностью оптические переключатели являются наиболее перспективными устройствами для волоконно-оптических линий связи будущего, оптических компьютеров и систем обработки информации. Однако быстродействие полностью оптических переключателей обеспечивается за счет относительно высокой мощности управления. Поэтому в настоящее время основная тенденция научных исследований и разработок (стрелка на рисунке 3.9) – уменьшение мощности управления таких устройств.

Так как в устройствах интегральной оптики носителями сигналов являются электромагнитные волны оптического диапазона, то при разработке интегрально-оптических устройств используются оптические материалы, обеспечивающие распространение оптических сигналов без потерь, а также материалы, позволяющие управлять оптическими сигналами.

3.4 Оптические волноводы. Общие характеристики

Оптические волноводы можно классифицировать по двум основным параметрам: по геометрии волновода и по профилю показателя преломления в поперечном и продольном направлениях (рисунок 3.10).

По геометрическим характеристикам волноводы делятся на две группы: регулярные и нерегулярные.

К *регулярным* относятся волноводы, имеющие равномерную и гладкую границу между сердцевиной волновода и окружающей средой и в которых отсутствует модуляция показателя преломления в продольном направлении. Нерегулярные волноводы имеют пространственно-периодическую модуляцию геометрических параметров либо показателя преломления.

Основными типами *регулярных оптических волноводов* являются планарные и полосковые волноводы. Регулярные оптические волноводы используются в интегральной оптике для передачи оптических сигналов и для построения устройств управления оптическими сигналами: оптических переключателей, модуляторов, коммутаторов и т. д.

К *нерегулярным волноводам* относятся гофрированные, брэгговские и фотонно-кристаллические. Гофрированные волноводы характеризуются периодической модуляцией показателя преломления в продольном направлении на границе волновода. В брэгговских волноводах показатель преломления сердцевины волновода промодулирован в продольном направлении. Волноводы данной группы используются в качестве волноводных

фильтров и оптических переключателей, а также в волноводных лазерах для создания положительной обратной связи.



Рисунок 3.10 – Классификация волноводов для интегральной оптики

По профилю пространственного распределения показателя преломления в поперечном сечении планарные волноводы делятся на две группы: со ступенчатым профилем показателя преломления и с градиентным профилем. Во второй группе волноводов показатель преломления плавно изменяется от центра волновода к его границе по определенному закону. Наиболее часто используются волноводы с параболическим профилем показателя преломления. В некоторых случаях используются волноводы с многослойным тонкопленочным покрытием. Такие волноводы представляют собой промежуточную группу между волноводами со ступенчатым профилем и волноводами с градиентным профилем. Для модовой селекции используются

волноводы с анизотропным показателем преломления, которые изготавливаются из оптически анизотропных материалов. Для изготовления устройств управления оптическими сигналами в интегральной оптике используются материалы с управляемым показателем преломления. Для модуляции показателя преломления под действием внешнего управляющего сигнала используют электрооптический, акустооптический, термооптический, магнитооптический и нелинейно-оптические эффекты.

Материал оптического волновода может обладать свойством усиления оптического сигнала. Волноводы с усиливающей средой используются в волноводных и волоконных лазерах и усилителях.

Плазмонный волновод представляет собой протяженную полоску металла с поперечным размером и толщиной много меньшими длины волны излучения. Особенностью плазмонных волноводов является то, что оптический сигнал распространяется не внутри такого волновода, а по его поверхности в виде поверхностной электромагнитной волны. Это свойство плазмонных волноводов связано с возбуждением в металле плазмонов – резонансных колебаний плазмы свободных электронов. Применение плазмонных волноводов в устройствах интегральной оптики позволяет значительно уменьшить габариты этих устройств.

Основным свойством оптического волновода является способность проводить электромагнитную энергию оптического диапазона. В лучевом приближении это свойство волновода иллюстрирует рисунок 3.11.

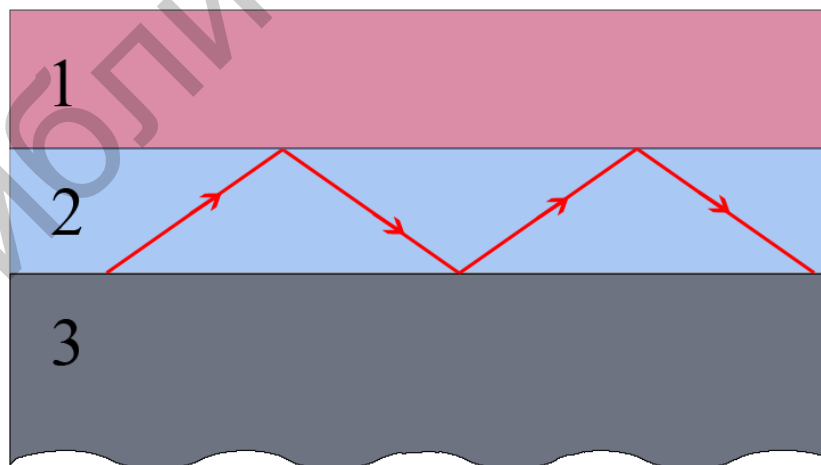


Рисунок 3.11 – Распространение луча в оптическом волноводе

Волновод на рисунке 3.11 представляет собой трехслойную структуру из материалов 1, 2, 3 с разными оптическими свойствами для случая распространения луча по центральному слою 2. Очевидно, что такое распространение луча возможно при условии его отражения от границ между средами. Законы оптики, описывающие отражение и преломление света на границе между двумя средами с показателями преломления n_1 и n_2 (рисунок 3.12):

- а) $\theta_3 = \theta_1$ (угол падения равен углу отражения);
- б) $\sin(\theta_2)/\sin(\theta_1) = n_1/n_2$ (закон Снеллиуса);
- в) законы Френеля:

- для случая, когда вектор электрического поля (\vec{E}) перпендикулярен плоскости падения излучения (*TE*-поляризация, при которой отличны от нуля E_y, H_x, H_z):

$$E_2 = E_1 \frac{2n_1 \cos\theta_1}{n_1 \cos\theta_1 + n_2 \cos\theta_2}, \quad E_3 = E_1 \frac{n_1 \cos\theta_1 - n_2 \cos\theta_2}{n_1 \cos\theta_1 + n_2 \cos\theta_2}; \quad (3.2)$$

- для случая, когда вектор электрического поля (\vec{E}) параллелен плоскости падения излучения (*TM*-поляризация, при которой отличны от нуля E_x, E_z, H_y):

$$E_3 = E_1 \frac{n_2 \cos\theta_1 - n_1 \cos\theta_2}{n_2 \cos\theta_1 + n_1 \cos\theta_2}, \quad E_2 = E_1 \frac{2n_1 \cos\theta_1}{n_2 \cos\theta_1 + n_1 \cos\theta_2}. \quad (3.3)$$

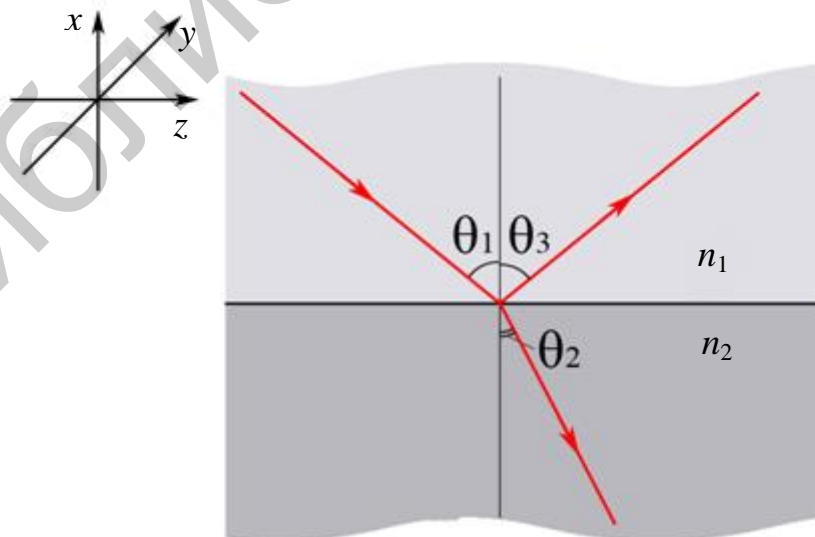


Рисунок 3.12 – Отражение и преломление света на границе двух сред

Коэффициенты отражения (\mathcal{R}) и пропускания (T) могут быть определены следующими соотношениями:

$$\mathcal{R} = \left| \frac{E_3}{E_1} \right|^2, \quad T = \left| \frac{E_2}{E_1} \right|^2. \quad (3.4)$$

Излучение полностью отражается от границы двух сред ($\mathcal{R} = 100\%$) при угле падения излучения больше критического угла θ_k ($\sin\theta_k = n_2/n_1$). Отсюда следует, что эффект полного внутреннего отражения может возникнуть лишь при выполнении условия $n_1 > n_2$, т. е. когда показатель преломления материала сердцевины волновода больше, чем показатель преломления окружающей среды. Это условие является общей характеристикой оптических волноводов.

Планарный волновод представляет собой тонкий слой диэлектрика с высоким показателем преломления, расположенный на подложке с низким показателем преломления (рисунок 3.13).

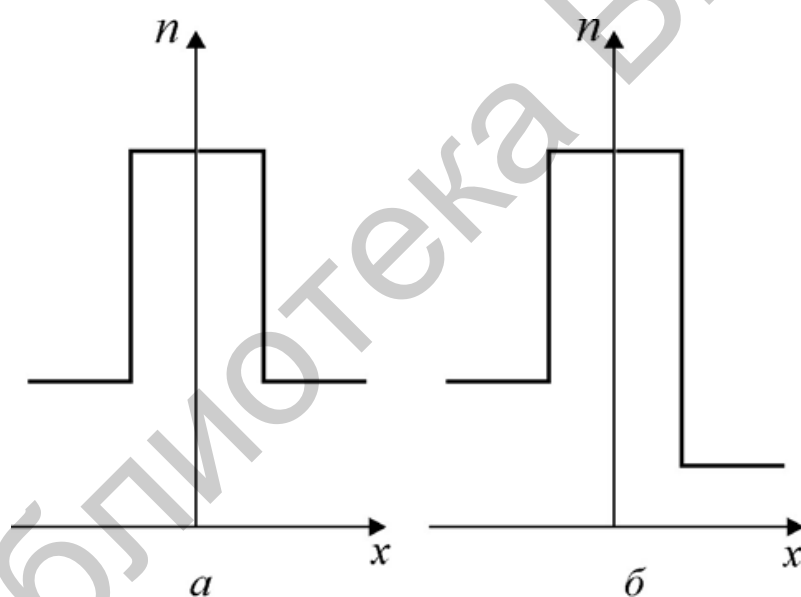


Рисунок 3.13 – Симметричный (а) и несимметричный (б) ступенчатые профили показателя преломления

Среда над волноводом (например воздух) также имеет низкий показатель преломления. Поперечное сечение планарного волновода ограничено только по вертикали, а в горизонтальном направлении – не ограничено. Волноводы со ступенчатым профилем показателя преломления бывают симметричные и асимметричные. В реальных интегрально-оптических устройствах наиболее часто используются асимметричные волноводы, т. к. они более технологичны.

Распространение лучей в планарном волноводе показано на рисунке 3.14. Лучи, соответствующие моде низшего порядка ($N = 0$), падают на границы раздела сред с максимальным углом падения.

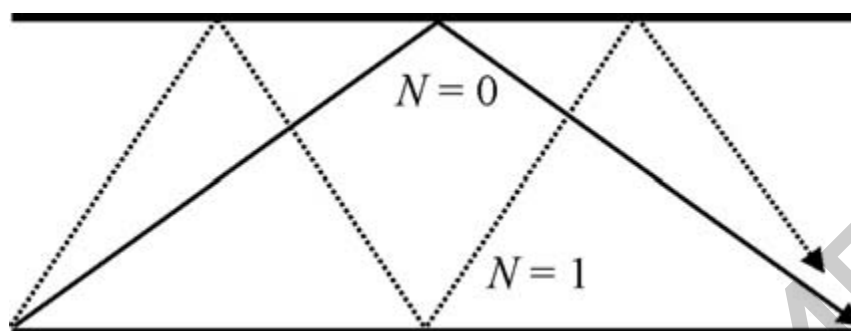


Рисунок 3.14 – Распространение лучей в планарном волноводе

Решения уравнений Максвелла с соответствующими граничными условиями для планарного волновода со ступенчатым профилем в виде зависимостей константы распространения β от волнового числа k показаны на рисунке 3.15.

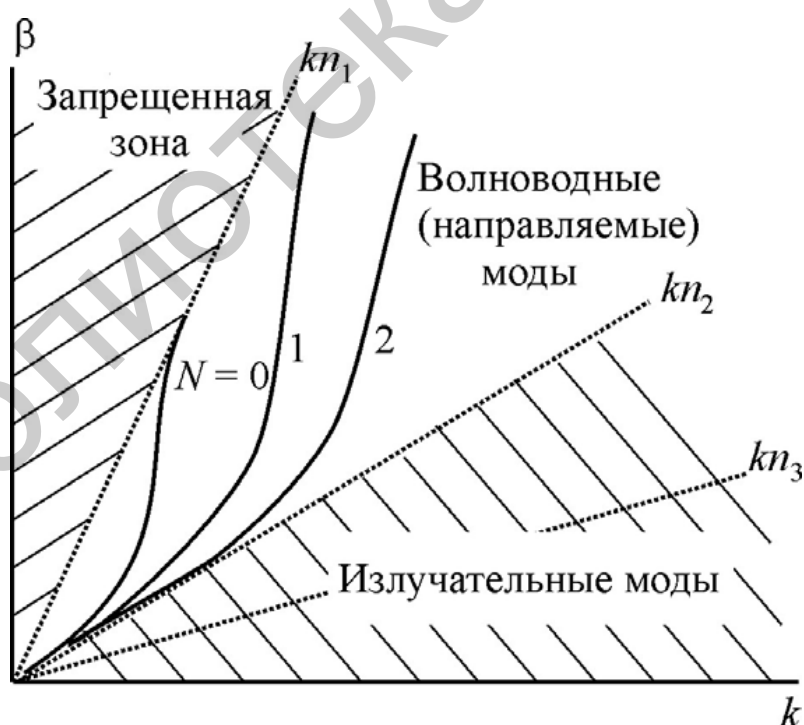


Рисунок 3.15 – Зависимость константы распространения от волнового числа

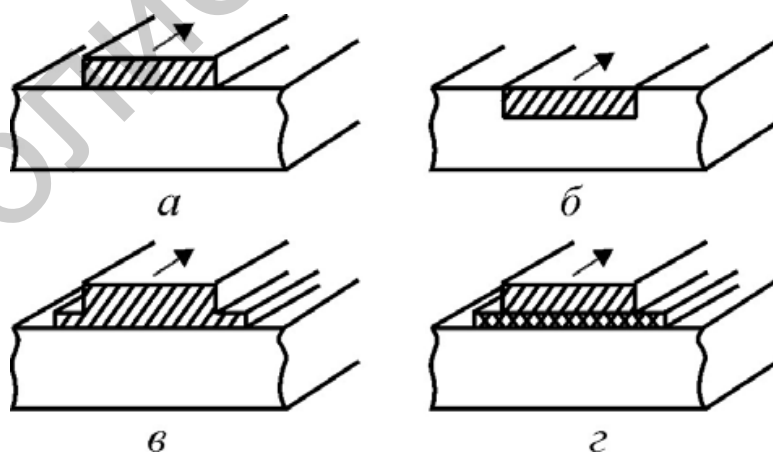
Из рисунка видно, что область допустимых значений для β , соответствующих направляемым модам, ограничена прямыми $\beta = kn_1$ и $\beta = kn_2$:

$$kn_3 \leq kn_2 \leq \beta \leq kn_1. \quad (3.5)$$

Предельное условие (условие отсечки) для планарного волновода задается выражением $\beta = kn_2$. В случае лучевого описания условие отсечки соответствует нарушению условия полного внутреннего отражения и выходу излучения из волновода.

Волновод с прямоугольным поперечным сечением называется полосковым волноводом (рисунок 3.16). В этом волноводе область распространения моды в поперечном направлении ограничена по двум координатам. Если волновод расположен поверх подложки, он называется приподнятым (см. рисунок 3.16, *а*). Данный тип волновода наиболее широко используется в интегральной оптике.

В некоторых случаях используется полосковый волновод, погруженный в материал подложки (см. рисунок 3.16, *б*). Такой волновод называется внедренным. На рисунке 3.16, *в* показан гребенчатый волновод. В отличие от обычного полоскового волновода он имеет широкий пьедестал из того же материала, что и сам волновод. В некоторых случаях используются полосковые нагруженные волноводы (см. рисунок 3.16, *г*). В таком волноводе пьедестал изготовлен из материала, показатель преломления которого отличается от показателей преломления собственно волновода и подложки.



а – приподнятый полосковый волновод; *б* – внедренный полосковый волновод; *в* – гребенчатый полосковый волновод; *г* – нагруженный полосковый волновод

Рисунок 3.16 – Разновидности полосковых волноводов

Распространение лучей в полосковом волноводе показано на рисунке 3.17. В отличие от планарного волновода полосковый волновод имеет не две, а четыре границы раздела сред, на которых может происходить полное внутреннее отражения. Поэтому количество типов траекторий лучей в полосковом волноводе увеличивается по сравнению с планарным волноводом.

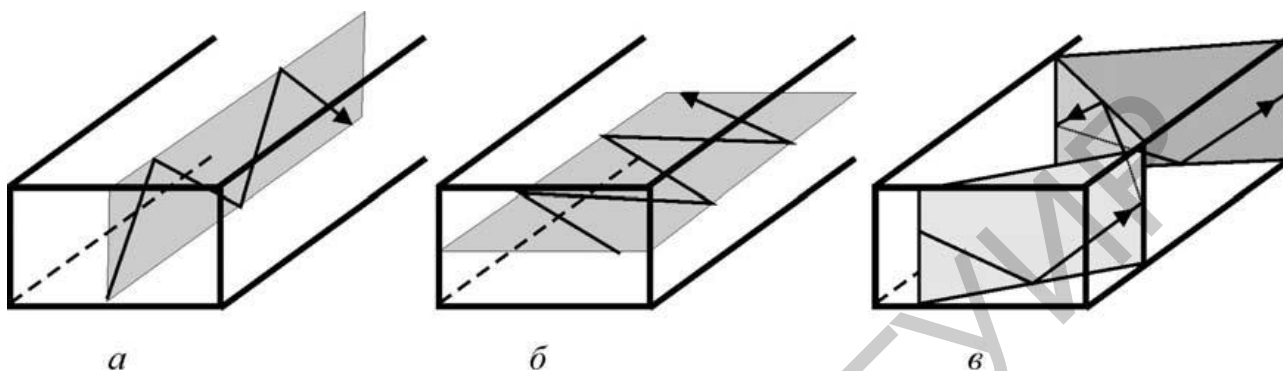


Рисунок 3.17 – Распространение лучей в полосковом волноводе

В полосковом волноводе лучи могут распространяться в вертикальной плоскости (см. рисунок 3.17, *а*), в горизонтальной плоскости (см. рисунок 3.17, *б*), а также по траекториям, представляющим собой спираль, составленную из отрезков прямых линий (см. рисунок 3.17, *в*). В последнем случае луч последовательно отражается от всех границ раздела сред.

Характеристики лучей, распространяющихся по разным траекториям, зависят как от геометрических размеров волновода по каждой из координат, так и от показателей преломления сред, окружающих сердцевину волновода.

Особенностью полосковых и планарных волноводов является возможность введения излучения в волновод не только с торца волновода (В), а также с помощью призмы (Пр) через боковую поверхность (рисунок 3.18).

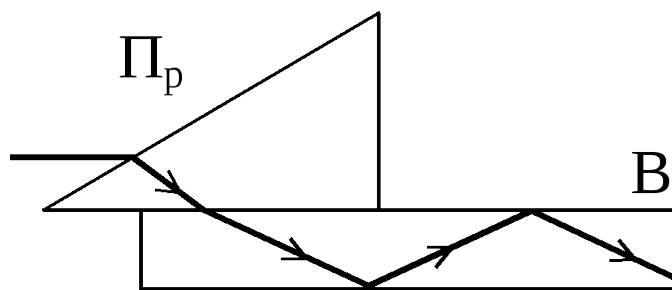


Рисунок 3.18 – Введение излучения в волновод через боковую поверхность

3.5 Волоконно-оптические линии связи

Волоконная оптика рассматривается как метод передачи информации из одной точки пространства в другую. При этом переносящей информацию средой является оптическое волокно (тонкая стеклянная или пластиковая нить). Оптическое волокно играет ту же роль, что и медный провод, используемый для передачи телефонных разговоров или компьютерных данных. Но в отличие от медного провода информацию по волокну переносит свет, а не электрический сигнал. В связи с этим появляется множество преимуществ, что позволяет использовать оптическое волокно как несущую среду в различных областях техники – от телефонии до компьютеров и систем автоматизации. Оптические волокна используют для транспортировки излучения на сравнительно большие расстояния (от нескольких метров во внутриобъектных волоконно-оптических линиях связи (ВОЛС) до сотен километров в городских ВОЛС и тысяч километров в магистральных и межконтинентальных ВОЛС).

Волоконно-оптическая система представляет собой линию, связывающую две электрические цепи. На рисунке 3.19 представлены основные компоненты такой системы:

- источник, который преобразует электрический сигнал в световой, представляющий собой либо светоизлучающий, либо лазерный диод. Управляющее устройство преобразует входной сигнал в сигнал определенной формы, необходимой для управления источником;
- волоконно-оптический кабель, т. е. среда, по которой распространяется световой сигнал, состоит из волокна и защитных оболочек;
- фотодетектор предназначен для приема светового сигнала и его обратного преобразования в электрический сигнал;
- соединители (коннекторы) предназначены для подключения волокон к источнику, детектору и для соединения волокон между собой.

Источник (лазер, фотодиод)	Соединитель (источник – волокно)	Волокно	Соединители различного типа, разветвители	Волокно	Соедини- тель (волокно – детектор)	Фото- детектор
----------------------------------	----------------------------------------	---------	-------------------------------------------------	---------	---------------------------------------------	-------------------

Рисунок 3.19 – Основные элементы оптоволоконной линии связи

Кроме основных элементов ВОЛС могут включать другие элементы, входящие в состав более сложных линий и коммуникационных сетей, такие как

разветвители, мультиплексоры и распределительные устройства. Но в любой волоконно-оптической линии обязательно используются передатчик, волокно, приемник и соединители.

В самом простом случае волоконная оптика является коммуникационной средой, соединяющей два электронных устройства, т. е. электрические сигналы преобразовываются в оптические и обратно. Несмотря на необходимость таких преобразований, волоконные линии связи обладают рядом преимуществ:

1 Широкая полоса пропускания.

Изобретение лазера, в котором свет используется в качестве несущей, за один шаг увеличило потенциальный диапазон на четыре порядка – до 100 000 ГГц (или 100 ТГц). Волоконная оптика теоретически может работать в диапазоне до 1 ТГц, однако используемый в настоящее время диапазон еще далек от этого предела. Тем не менее применяемая полоса пропускания волоконной оптики превосходит аналогичный параметр медного кабеля. Можно добавить, что коммуникационные возможности волоконной оптики только начинают развиваться, в то время как возможности медного кабеля достигли своего предела.

К достоинствам волоконной оптики относится широкая полоса пропускания, значительно перекрывающая полосу пропускания, необходимую для передачи звуковых сигналов, что обеспечивает передачу телевизионного сигнала или организацию телеконференций, для которых требуется информационная емкость в 14, а иногда и в 100 раз большая, чем для цифрового кодирования звуковых сигналов. Полоса пропускания волоконной оптики допускает мультиплексирование различных сигналов, например, звуковых, видеосигналов или передачу данных. Поэтому волоконно-оптические линии связи начинают применяться не только для передачи на большие расстояния, но и в коммерческих и бытовых системах.

Как пример перспективного использования уникальных возможностей оптического волокна приведем возможности передачи информации со скоростью 10 Гбит/с:

- 1000 книг;
- 130 000 звуковых каналов;
- 16 телевизионных каналов высокого разрешения (*HDTV*) или 100 каналов *HDTV* при использовании сжатия информации (канал *HDTV* использует существенно более широкую частотную полосу, чем обычные телевизионные каналы).

Для систем на коаксиальном кабеле подобные перспективы отсутствуют, поэтому оптические системы становятся незаменимыми для передачи сигналов на большие расстояния и с большой скоростью.

2 Низкие потери.

Ширина полосы пропускания связана со скоростью передачи информации. Потери (затухание) определяют расстояние, на которое может передаваться сигнал. По мере того как сигнал перемещается по передающей линии, будь это медный кабель или оптическое волокно, его амплитуда уменьшается. Это уменьшение амплитуды называется затуханием. В медном кабеле затухание увеличивается с ростом частоты модуляции. Чем больше частота сигнала, тем больше потери. Напротив, в оптическом кабеле затухание не зависит от частоты и остается постоянным в определенном диапазоне частот, вплоть до очень высоких и, как правило, неиспользуемых частот. Таким образом, проблема затухания более характерна для медного кабеля, особенно при увеличении объема передаваемой информации.

Первая трансатлантическая волоконно-оптическая телефонная линия, установленная компанией *AT&T* в 1988 г., одновременно поддерживала 37 800 одновременных звуковых каналов в обоих направлениях на основе одной пары волокон. Расстояние между повторителями составляло 35 км. Тогда как лучшая трансатлантическая линия на коаксиальном кабеле поддерживала 4200 каналов и требовала установки повторителей через каждые 9,4 км. Существует теоретическая возможность создания волоконно-оптической системы, передающей 200 Мбит/с на расстояние от 80 до 100 км без повторителей.

Сочетание в волоконно-оптических системах широкой полосы пропускания с низкими потерями приводит к их широкому использованию. Такие системы позволяют не только передавать большой объем информации, но и требуют меньшего количества повторителей – дорогостоящих электронных устройств, требующих существенных затрат на установку и обслуживание. Уменьшение количества повторителей приводит к снижению стоимости системы.

3 Нечувствительность к электромагнитным помехам.

В отличие от медных кабелей оптоволокно не излучает и не воспринимает электромагнитные волны. Любой медный проводник действует подобно антенне, которая излучает и принимает электромагнитную энергию. Каждая часть электронного устройства может создавать электромагнитные наводки, влияющие на работу других частей устройства.

Поскольку оптические волокна не излучают и не воспринимают электромагнитные волны, они являются идеальной средой с точки зрения электромагнитных наводок. Некоторые производства используют волоконную оптику именно по этой причине. Таким образом, оптические волокна открывают новые возможности для передачи сигнала без искажений.

4 Малый вес.

Оптическое волокно весит значительно меньше медного проводника. Например, обычный одножильный волоконно-оптический кабель имеет вес 9 фунтов/1000 футов. Для сравнения: коаксиальный кабель весит в девять раз больше – 80 фунтов/1000 футов. Оптимальный вес крайне важен в самолетостроении и автомобилестроении.

Оптический кабель меньше по размеру, чем его медный аналог. Кроме того, достаточно часто одно оптическое волокно может заменить несколько медных проводников.

Малый размер оптоволоконного кабеля делает его использование привлекательным в следующих областях:

- самолеты и подводные лодки, где использование каждого квадратного дюйма является критическим;
- подземные телефонные кабельные каналы, особенно городские. В этом случае не только экономится место в кабельных каналах, но и учитывается высокая стоимость строительства новых каналов;
- компьютерные помещения.

5 Безопасность.

Волокно является диэлектриком, не проводит ток и не притягивает молнии. Его использование безопасно с точки зрения искро- и пожаробезопасности.

6 Секретность.

Один из путей подслушивания заключается в подсоединении к проводу. Другой путь – перехват радиоволн, излучаемых работающим оборудованием или кабелем. Оптическое волокно является сверхбезопасной средой для передачи информации. Оно не излучает волны, которые могут быть получены близкорасположенной антенной. Кроме того, подсоединиться к оптоволокну крайне тяжело.

Важность каждого из этих преимуществ зависит от конкретного применения. В некоторых случаях широкая полоса пропускания и низкие потери являются определяющими факторами. В других случаях важнее

безопасность и секретность, достигаемые при использовании волоконной оптики.

Помимо систем связи волоконная оптика находит широкое применение в измерительных приборах и системах. Очень перспективны в настоящее время волоконно-оптические датчики, которые, не уступая традиционным датчикам в чувствительности, имеют ряд существенных преимуществ, таких, как высокая устойчивость к воздействию внешних факторов, помехозащищенность, малый вес и габариты, экономичность.

К недостаткам волоконных линий связи следует отнести следующие:

1 При создании линии связи требуются высоконадежные активные элементы, преобразующие электрические сигналы в свет и свет в электрические сигналы. Необходимы также оптические коннекторы (соединители) с малыми оптическими потерями и большим ресурсом на подключение – отключение. Точность изготовления таких элементов линии связи должна соответствовать длине волны излучения, т. е. погрешности должны быть порядка доли микрона. Поэтому производство таких компонентов оптических линий связи очень дорогостоящее.

2 Другой недостаток заключается в том, что для монтажа оптических волокон требуется прецизионное, а потому дорогое технологическое оборудование.

3 Как следствие, при аварии (обрыве) оптического кабеля затраты на восстановление выше, чем при работе с медными кабелями.

Вместе с тем преимущества от применения волоконно-оптических линий связи настолько значительны, что, несмотря на перечисленные недостатки оптического волокна, эти линии связи все шире используются для передачи информации.

3.6 Конструкции и типы оптических волокон

Оптическое волокно (световод) имеет два концентрических слоя – ядро (сердцевина) и оптическую оболочку (рисунок 3.20). Внутреннее ядро предназначено для переноса света. Окружающая его оболочка имеет отличный от ядра показатель преломления и обеспечивает полное внутреннее отражение света в ядро.

Показатель преломления оптической оболочки менее чем на 1 % меньше показателя преломления ядра. Характерные величины показателей преломления: 1,47 для ядра и 1,46 для оптической оболочки.

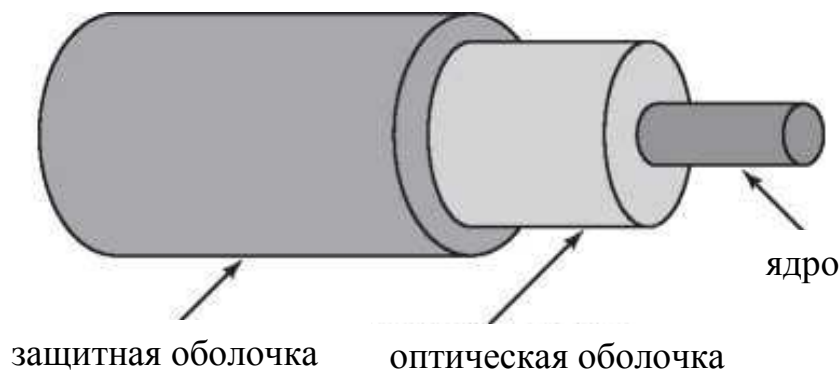


Рисунок 3.20 – Структура световода

Производители волокна строго контролируют разность показателей для получения нужных характеристик волокна, а также минимизируют количество вредных примесей.

Для передачи используются три полосы с длинами волн 0,85, 1,30 и 1,55 мкм. Затухание сигнала в двух последних составляет менее 5 % на километр (рисунок 3.21). Длина волны в 0,85 мкм имеет большее затухание, но лучше соответствует возможностям лазерных источников света. У всех трех полос ширина полосы пропускания составляет от 25 000 до 30 000 ГГц.

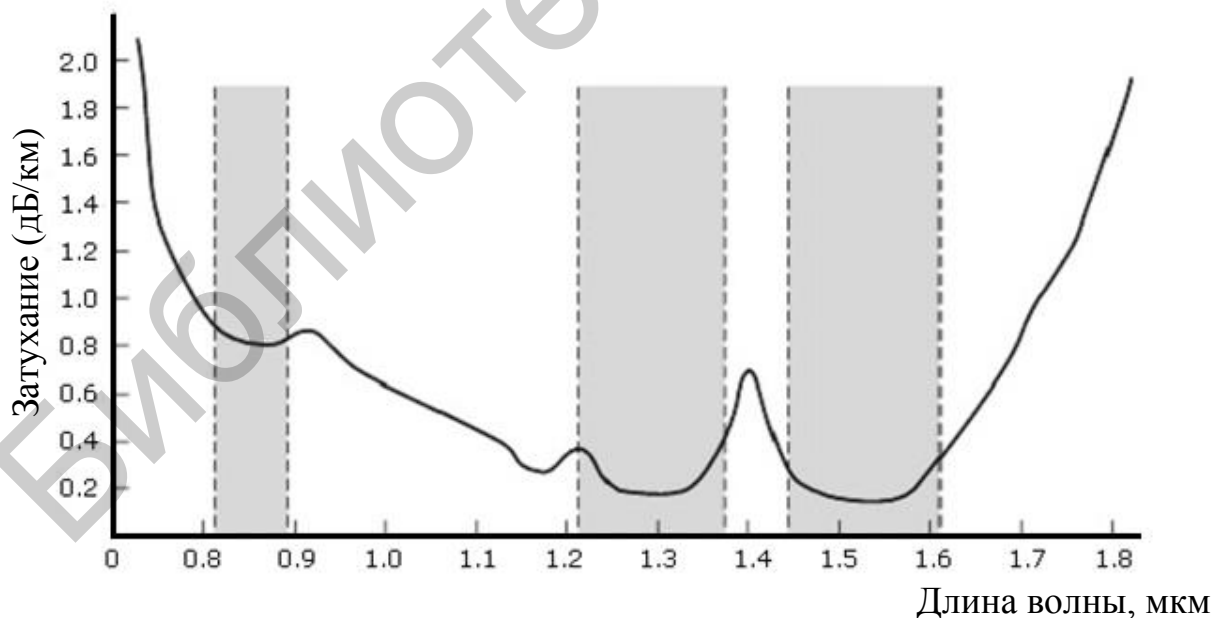


Рисунок 3.21 – Зависимость затухания оптического сигнала от длины волны

Волокна имеют дополнительную защитную оболочку вокруг оптической оболочки. Защитная оболочка, представляющая собой один или несколько

слоев полимера, предохраняет ядро и оптическую оболочку от воздействий, которые могут повлиять на их оптические свойства. Защитная оболочка не влияет на процесс распространения света по волокну, а всего лишь предохраняет от ударов.

Волокна сами по себе имеют чрезвычайно малый диаметр. Поперечные сечения и диаметры для ядра и оптической оболочки четырех наиболее распространенных видов волокон представлены на рисунке 3.22.

Ядро, мкм	Оптическая оболочка, мкм
8	125
50	125
62,5	125
100	140

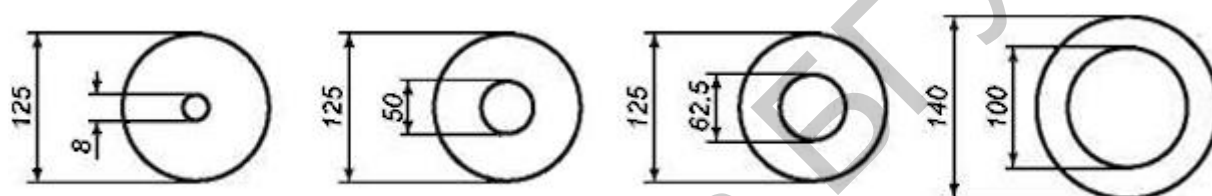


Рисунок 3.22 – Типичные размеры ядра и оптической оболочки оптических волокон

Для наглядного представления мизерности этих размеров укажем, что человеческий волос имеет диаметр около 100 мкм. При указании размеров волокна вначале приводится значение диаметра ядра, а затем оптической оболочки. Например, 50/125 означает диаметр ядра 50 мкм и диаметр оптической оболочки 125 мкм.

Оптические волокна могут быть классифицированы двумя способами по следующим параметрам:

- материал, из которого сделано волокно;
- индекс преломления в ядре и модовая структура света.

Стеклянные волокна имеют как стеклянное ядро, так и стеклянную оптическую оболочку. Стекло, используемое в данном типе волокон, состоит из сверхчистого сверхпрозрачного диоксида кремния или плавленого кварца. Если морская вода была бы столь прозрачной, как волокно, то можно было бы увидеть дно самой глубокой океанской впадины – Марианской (11 022 м), расположенной в Тихом океане. В стекло добавляют примеси, чтобы получить требуемый показатель преломления. Германий и фосфор, например,

увеличивают показатель преломления, а бор и фтор, напротив, уменьшают его. Кроме того, в стекле присутствуют другие примеси, не извлеченные в процессе очистки. Они также влияют на свойства волокна, увеличивая затухание, обусловленное рассеянием и поглощением света.

Стекланные волокна с пластиковой оптической оболочкой (*PCS*) имеют стеклянное ядро и пластиковую оптическую оболочку. Их характеристики, хотя и не столь хорошие, как у полностью стеклянного волокна, являются вполне приемлемыми.

Пластиковые волокна имеют пластиковое ядро и пластиковую оптическую оболочку. По сравнению с другими видами волокон пластиковые имеют ограниченные возможности с точки зрения затухания и полосы пропускания. Однако низкая себестоимость и простота использования делают их привлекательными там, где требования к величинам затухания и полосе пропускания не столь высоки. Пластиковые волокна являются достаточно прочными, с малым радиусом изгиба и способностью восстанавливать первоначальную форму после снятия нагрузки. Этот тип волокон находит применение в автомобилестроении, музыкальных системах, различной бытовой технике.

Оптические волокна классифицируются по характеру изменения показателя преломления и модовой структуре распространяющегося в нем излучения (рисунок 3.23).

Профиль индекса преломления отображает соотношение между индексами ядра и оптической оболочки. Существуют два основных вида профиля: ступенчатый и сглаженный (плавный, градиентный). Волокно со ступенчатым профилем имеет ядро с однородным показателем преломления. При этом показатель преломления испытывает резкий скачок на границе между ядром и оптической оболочкой. Напротив, в случае сглаженного профиля показатель преломления ядра не является однородным: показатель максимален в центре и между ядром и оптической оболочкой отсутствует резкий скачок показателя преломления.

В соответствии с данной классификацией существует три вида оптических волокон:

- 1) многомодовое волокно со ступенчатым индексом (см. рисунок 3.23, *а*);
- 2) многомодовое волокно со сглаженным индексом (волокно с плавным изменением показателя преломления) (см. рисунок 3.23, *б*);
- 3) одномодовое волокно со ступенчатым индексом (см. рисунок 3.23, *в*).

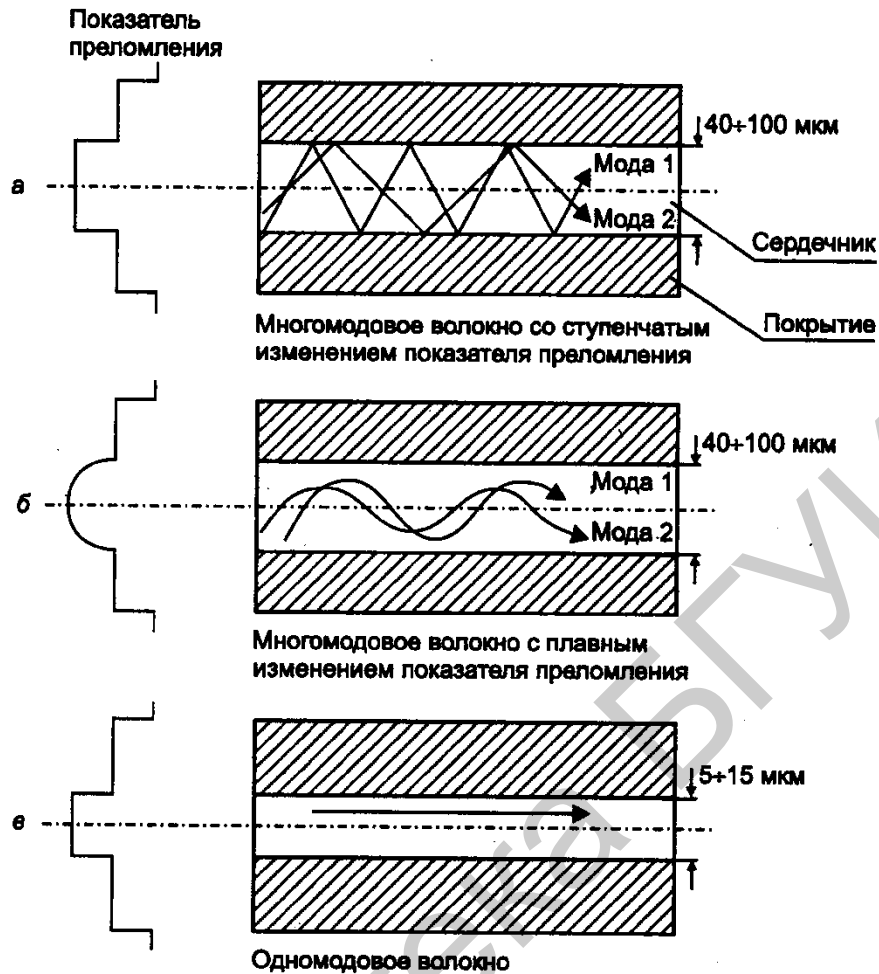


Рисунок 3.23 – Типы распространения света в волокне

На характеристики распространения излучения в волокне влияет дисперсия, т. е. изменение во времени спектральных или модовых составляющих оптического сигнала.

Из рисунка 3.24 видно, что при прохождении одного и того же отрезка волновода моды разного порядка проходят разный путь: чем выше номер моды, тем больший путь она проходит (эффект межмодовой дисперсии). Это приводит к возникновению задержки распространения оптического сигнала на высших модах по сравнению с распространением сигнала на нулевой моде (эффект межмодовой задержки). Поэтому оптический импульсный сигнал, распространяющийся по волноводу на нескольких модах, будет искажаться. Если этот сигнал представляет собой оптический импульс прямоугольной формы, то эффект межмодовой задержки приведет к его расплыванию.

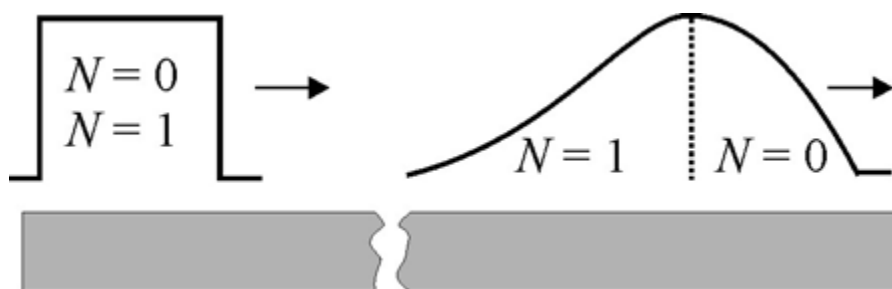


Рисунок 3.24 – Эффект межмодовой задержки

Типичное значение модовой дисперсии для волокна со ступенчатым профилем показателя преломления составляет от 15 до 30 нс/км, что на несколько порядков больше дисперсий, характерных для одномодового волокна. Это означает, что лучи света, попадая в волокно одновременно, достигают противоположного конца волокна длиной в один километр с интервалом от 15 до 30 нс. При этом первыми приходят лучи, двигающиеся вдоль центральной оси.

15 или 30 нс могут показаться не столь уж большим интервалом времени, однако именно модовая дисперсия ограничивает возможную полосу пропускания оптического волокна. Расплывание импульса приводит к перекрыванию крыльев соседних импульсов. Вследствие этого импульсы трудно отличить один от другого, а заключенная в них информация теряется. Уменьшение дисперсии приводит к увеличению полосы пропускания. Многомодовое волокно может передавать несколько мод (независимых световых путей) с различными длинами волн или фазами, однако больший диаметр сердечника приводит к модовой дисперсии (рассеиванию) и, как следствие, уменьшению пропускной способности и расстояния между повторителями сигнала. Пропускная способность многомодового оптоволокна составляет около 2,5 Гбит/с.

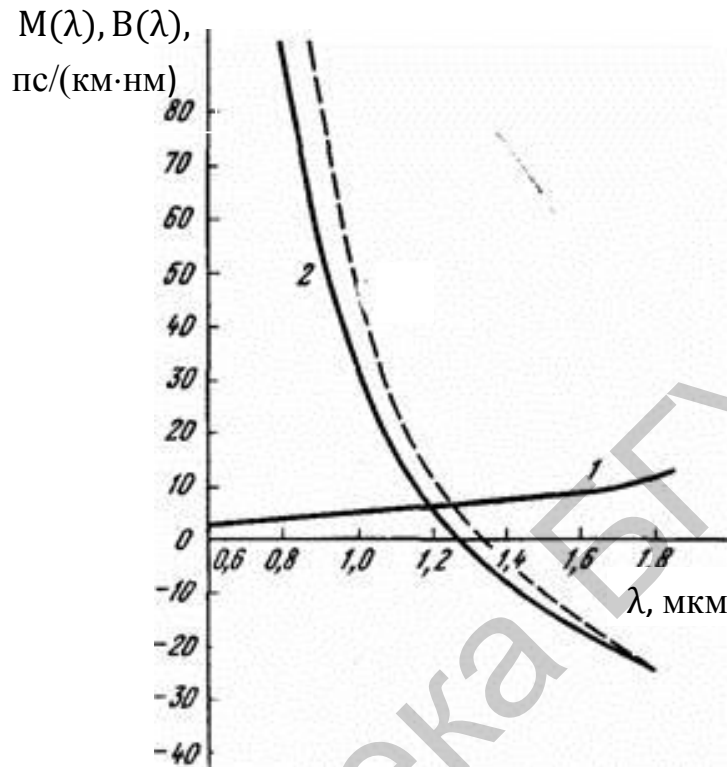
Модовая дисперсия свойственна только многомодовым волокнам и может быть уменьшена тремя способами:

1) использование ядра с меньшим диаметром, поддерживающим меньшее количество мод. Ядро диаметром 100 мкм поддерживает меньшее число мод, чем ядро в 200 мкм;

2) использование волокна со сглаженным индексом, чтобы световые лучи, прошедшие по более длинным траекториям, двигались со скоростью, превышающей среднюю, и достигали противоположного конца волокна в тот же момент, что и лучи, движущиеся по коротким траекториям;

3) использование одномодового волокна, позволяющего избежать модовой дисперсии.

В одномодовом волокне наибольшее влияние оказывают материальная (зависимость показателя преломления среды от длины волны) и волноводная дисперсии (зависимость эффективного показателя преломления от длины волны) (рисунок 3.25).



1 – волноводная; 2 – материальная; 3 – результирующая

Рисунок 3.25 – Удельные значения дисперсий в одномодовых волокнах при различных длинах волн

Волноводная дисперсия возникает вследствие того, что мода, распространяясь по волокну, частично заходит в оболочку и меняет показатель преломления среды. Временная задержка $\Delta\tau$ характеризует материальную и волноводную дисперсии соответственно:

$$\Delta\tau_M = \Delta\lambda M(\lambda) \text{ и } \Delta\tau_B = \Delta\lambda B(\lambda) , \quad (3.6)$$

где $M(\lambda)$ и $B(\lambda)$ – удельные материальная и волноводная дисперсии соответственно.

Удельные дисперсии выражаются в пикосекундах, деленных на километр (длина световода) и нанометр (ширина спектра).

Одномодовое оптоволокно передает световую энергию только одной моды. В результате сигнал может передаваться на большие расстояния без повторителей. Проблема заключается в том, что само одномодовое оптоволокно и электронные компоненты для передачи и приема оптического сигнала стоят дороже вследствие малого размера ядра.

Вместе с тем еще одно преимущество одномодового волокна заключается в том, что оно может быть проложено один раз, с тем чтобы в дальнейшем возможности передающей линии возрастали по мере развития и замены электронных устройств. Это позволяет экономить средства на прокладке новой наиболее современной передающей линии и добиваться увеличения скорости передачи наиболее экономным способом.

Все основные типы одномодовых оптических волокон (ООВ), их параметры и характеристики описаны в двух группах стандартов. Во-первых, в стандартах Международной электротехнической комиссии (IEC) серии IEC 60793-1, а также в Рекомендациях Сектора Стандартизации Телекоммуникаций Международного Союза Электросвязи (ITU-T) серии G.65x. Положения первой группы стандартов рассматривают ООВ преимущественно как электротехнические изделия, в то время как в документах ITU-T прослеживается отношение к ООВ как к направляющей системе для передачи информации. К таким документам, в частности, относятся семь Рекомендаций (стандартов по оптоволокну) ITU-T (таблица 3.1).

Таблица 3.1 – Стандарты ITU-T по оптоволокну

Стандарт	Тип ООВ
G.651	Характеристики многомодового оптического волокна 50/125 мкм с градиентным профилем показателя преломления (<i>исключена 16.08.2008</i>)
G.652	Характеристики ООВ и кабеля
G.653	Характеристики ООВ и кабеля со смещенной дисперсией
G.654	Характеристики ООВ и кабеля со смещенной длиной волны отсечки
G.655	Характеристики ООВ и кабеля с ненулевой смещенной дисперсией
G.656	Характеристики ООВ и кабеля с ненулевой дисперсией для широкополосных транспортных сетей
G.657	Характеристики ООВ и кабеля, не чувствительного к потерям на макроизгибах, для использования в сетях доступа

Каждая Рекомендация описывает определенный тип ООВ, физический смысл его параметров и технические требования к ним. Подавляющее большинство оптических волокон для телекоммуникаций, поступающих на мировой рынок, – волокна, соответствующие международным стандартам: *ITU-T Recommendation G.652–G.656*. Это так называемые магистральные оптические волокна, главная задача которых – доставка максимального объема информации с максимальной скоростью на максимальные расстояния с минимальными потерями.

3.7 Структуры с обратной связью

Как в электротехнике, так и в оптике используются структуры с обратной связью. Основное назначение отрицательной обратной связи – стабилизация параметров, положительной – получение новых характеристик структуры. Примерами отрицательной обратной связи являются стабилизация частоты конфокальным резонатором, некоторые модуляторы добротности резонатора и т. д. Примерами положительной обратной связи является резонатор лазера, который приводит к усилению, а потом генерации излучения, т. е. к новым характеристикам. Рассмотрим более подробно структуры с положительной обратной связью.

Одним из простейших оптических приборов с положительной обратной связью является интерферометр Фабри – Перо (рисунок 3.26), образованный двумя плоскими полупрозрачными зеркалами с расстоянием между ними h , называемым базой интерферометра. Луч света входит в интерферометр под углом β и далее многократно отражается и выходит из второго полупрозрачного зеркала.

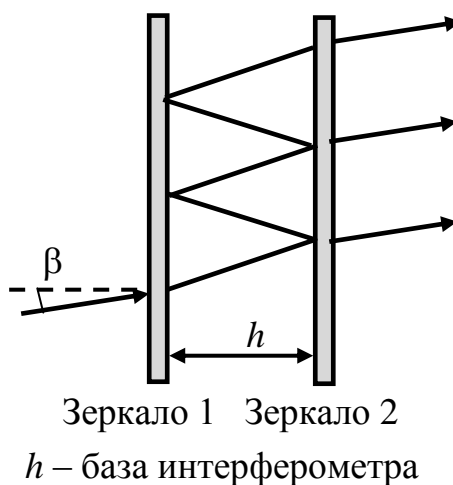


Рисунок 3.26 – Схема интерферометра Фабри – Перо

Для такого интерферометра пропускание будет определяться выражением

$$R = \frac{T^2 \nu}{(1 - \nu \mathcal{R})^2} \cdot \frac{1}{1 + [4\nu \mathcal{R} / (1 - \nu \mathcal{R})^2] \sin^2(q/2)}, \quad (3.7)$$

где ν – коэффициент пропускания диэлектрика, находящегося между зеркалами интерферометра; q – разность фаз между соседними интерферирующими лучами ($q = (2\pi/\lambda)2h n \cos(\beta)$); n – величина коэффициента преломления диэлектрика, помещенного между зеркалами; λ – длина световой волны; для коэффициентов отражения (\mathcal{R}), пропускания (T) и поглощения (H) отражающих покрытий выполняется соотношение $\mathcal{R} + T + H = 1$.

Видно, что максимальное пропускание будет достигаться, когда разность фаз q между соседними интерферирующими лучами будет кратна 2π , при этом чем больше коэффициент отражения зеркал (\mathcal{R}), тем уже пик пропускания интерферометра (R) (рисунок 3.27).

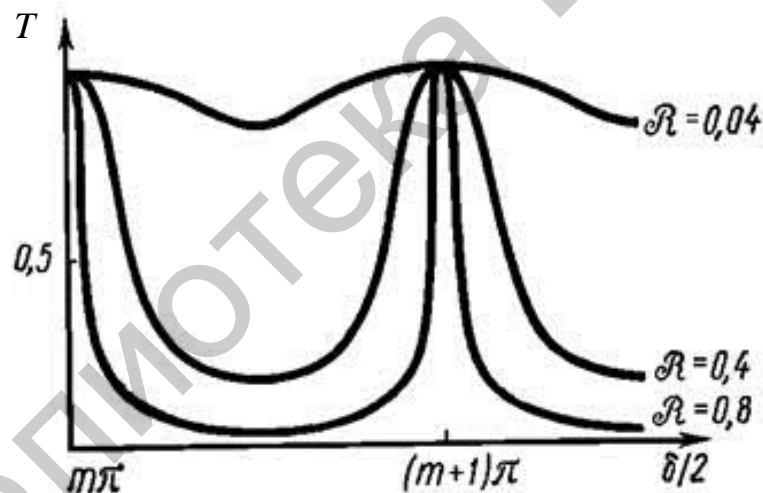


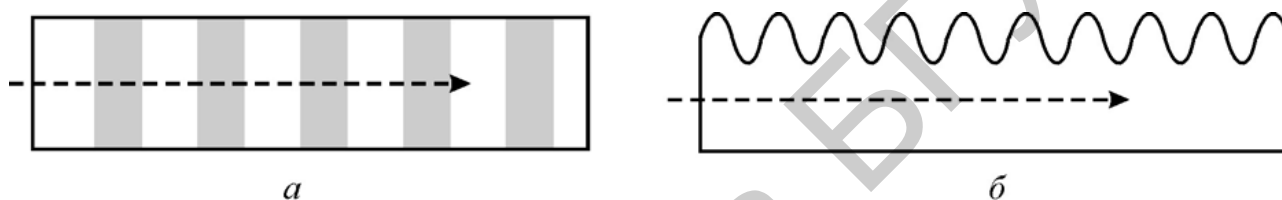
Рисунок 3.27 – Пики пропускания интерферометра Фабри – Перо при $\mathcal{R} = 0,04$ (стеклянная пластинка), $\mathcal{R} = 0,4$, $\mathcal{R} = 0,8$

Полная ширина максимумов пропускания ($\Delta\phi$) по уровню 0,5 определяется из условия

$$\sin\Delta\phi/2 = \frac{1 - \mathcal{R}}{2\sqrt{\mathcal{R}}}. \quad (3.8)$$

Сильная обратная связь и, следовательно, узкие пики пропускания, способствуют использованию двух параллельных зеркал в качестве резонатора Фабри – Перо в лазерах.

Если показатель преломления оптического элемента промодулирован в направлении распространения света и период модуляции (Λ) по порядку величины сравним с длиной волны излучения, то распространяющаяся волна будет испытывать многочисленные отражения. Прямые и обратные волны будут накладываться и интерферировать, что приведет к формированию обратной связи. Отражение и рассеяние света от периодических структур с периодом модуляции, близким к длине волны, называется брэгговской дифракцией, а периодические структуры – брэгговскими (рисунок 3.28, *а*). Тот же принцип действия лежит в основе гофрированных волноводов (рисунок 3.28, *б*).



а – брэгговский волновод; *б* – гофрированный волновод

Рисунок 3.28 – Схема нерегулярных волноводов

Для описания свойств брэгговских и гофрированных волноводов используются методы связанных волн и теории возмущений. Основной особенностью периодических волноводов является возможность возникновения электромагнитной волны, распространяющейся в обратном направлении по отношению к падающей волне.

Типичные спектры отражения брэгговских волоконных решеток приведены на рисунке 3.29.

Так как Δn является периодической функцией ($\Delta n(z) = \Delta n(z + \Lambda)$, где Λ – период гофра), то и эффективная диэлектрическая проницаемость, а следовательно, и показатель преломления гофрированного волновода является периодической функцией. Удобно пользоваться эффективным показателем преломления волновода n_{eff} , который определяется как отношение скорости света в вакууме к скорости распространения сигнала в волокне и зависит от модовой структуры волокна.

Для однородной решетки длиной L коэффициент отражения R на резонансной длине волны $\lambda_{бр}$ выражается как

$$R = th^2(\kappa L), \quad (3.9)$$

где κ – коэффициент связи ($\kappa = \pi\Delta n\eta/\lambda_{\text{бр}}$).

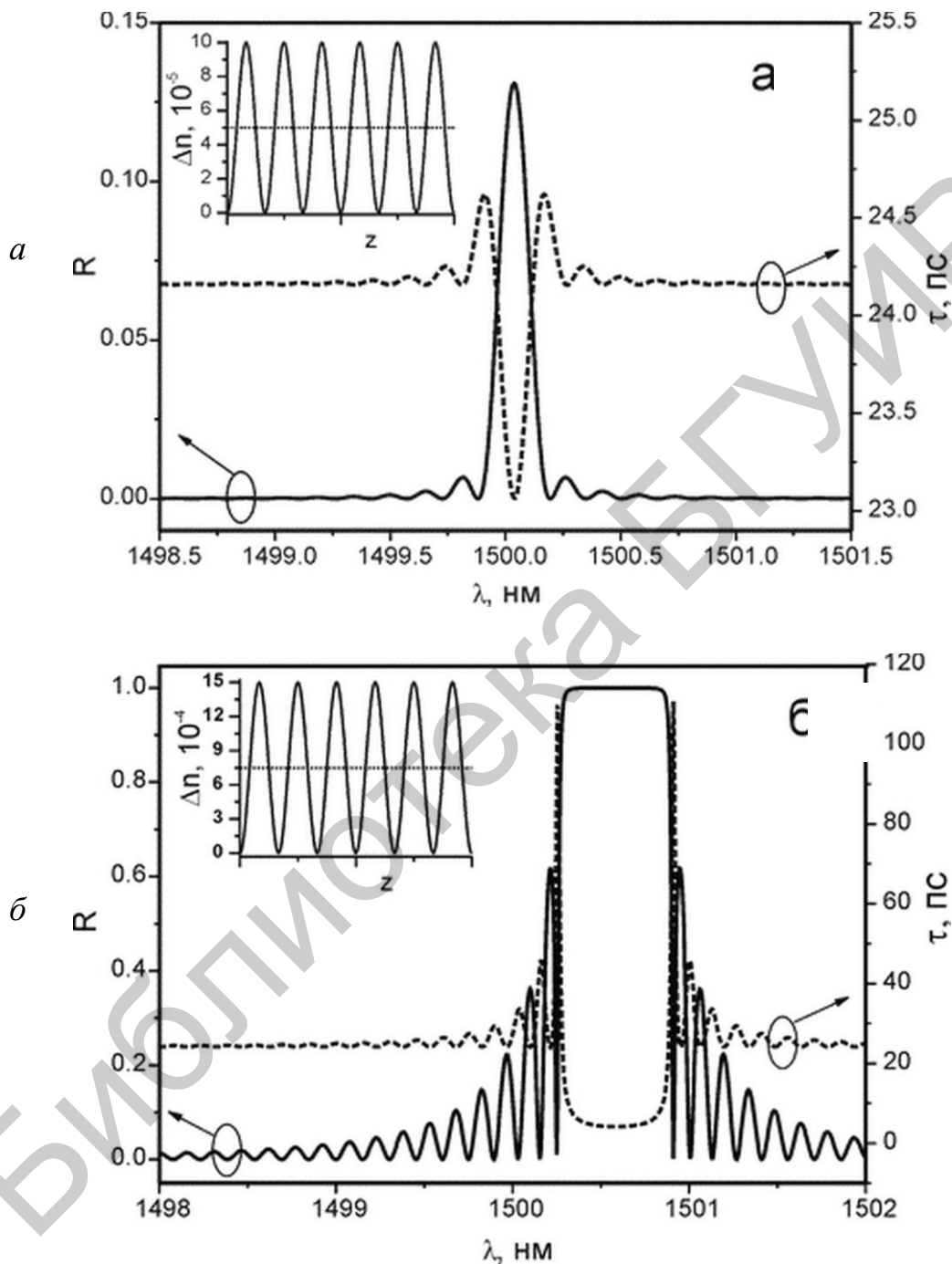


Рисунок 3.29 – Спектральные зависимости коэффициента отражения R и групповой задержки τ , рассчитанные для однородных брэгговских решеток длиной $L = 5$ мм. Спектральные характеристики, приведенные на (а) и (б), соответствуют решеткам с амплитудой модуляции наведенного показателя преломления $5 \cdot 10^{-5}$ и $7,5 \cdot 10^{-4}$ соответственно

Спектральная ширина резонанса на полувывоте может быть выражена следующим приближенным выражением:

$$\Delta\lambda \approx 2\lambda_{бр}\alpha \sqrt{\left(\frac{\eta\Delta n}{2n_{eff}}\right)^2 + \frac{\Lambda}{L}}, \quad (3.10)$$

где $\lambda_{бр}$ – резонансная длина волны; α – параметр порядка единицы для глубоких решеток и порядка 0,5 для решеток небольшой глубины; Δn – глубина модуляции, η – часть мощности основной моды, которая распространяется по сердцевине волокна.

Из рисунка 3.29 видно, что несмотря на одинаковую длину решеток, в согласии с формулой (3.10) их спектральная ширина различна и составляет 0,18 и 0,64 нм соответственно.

В результате селективного отражения брэгговской решетки действует как селективный фильтр – вырезает из спектра нужные частоты (рисунок 3.30).

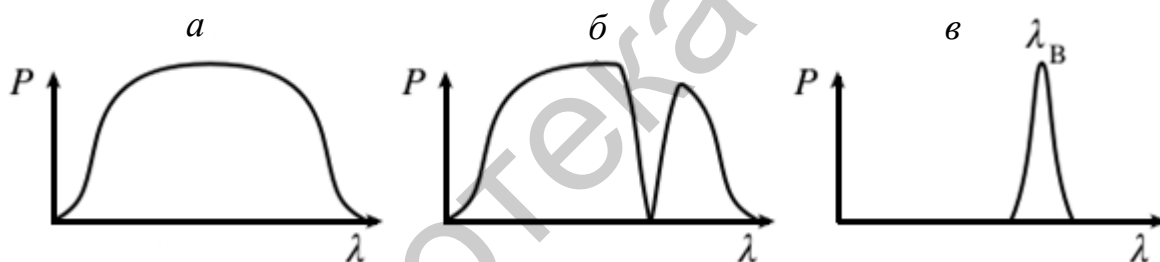
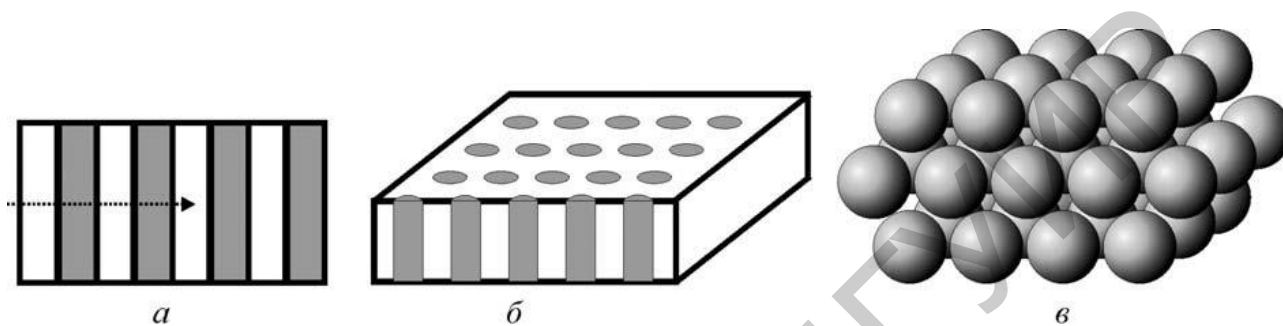


Рисунок 3.30 – Спектры падающего (а), прошедшего (б) и отраженного (в) от волоконной брэгговской решетки сигналов

С увеличением глубины модуляции коэффициент обратной связи усиливается. В предельном случае получаем структуры с периодическим чередованием слоев с различными показателями преломления. Период этих структур – порядка длины волны. Такие структуры называются фотонные кристаллы.

На рисунке 3.31 показаны простейшие варианты одномерного, двухмерного и трехмерного фотонных кристаллов. Одномерный (1D) фотонный кристалл (см. рисунок 3.31, а) представляет собой чередующиеся диэлектрические слои с высоким и низким показателями преломления. Как правило, оптическая толщина этих слоев кратна $\lambda/4$. Простейший двухмерный (2D) фотонный кристалл (см. рисунок 3.31, б) представляет собой

диэлектрическую пластину с периодически расположенными отверстиями. Отверстия могут быть пустыми либо заполненными диэлектриком с иным показателем преломления. Трехмерный (3D) фотонный кристалл может быть сформирован из диэлектрических шаров (см. рисунок 3.31, в). Подобный фотонный кристалл называется искусственным опалом, т. к. его структура и оптические свойства близки к структуре и свойствам природного полудрагоценного камня опала.



a – одномерный; *б* – двухмерный; *в* – трехмерный

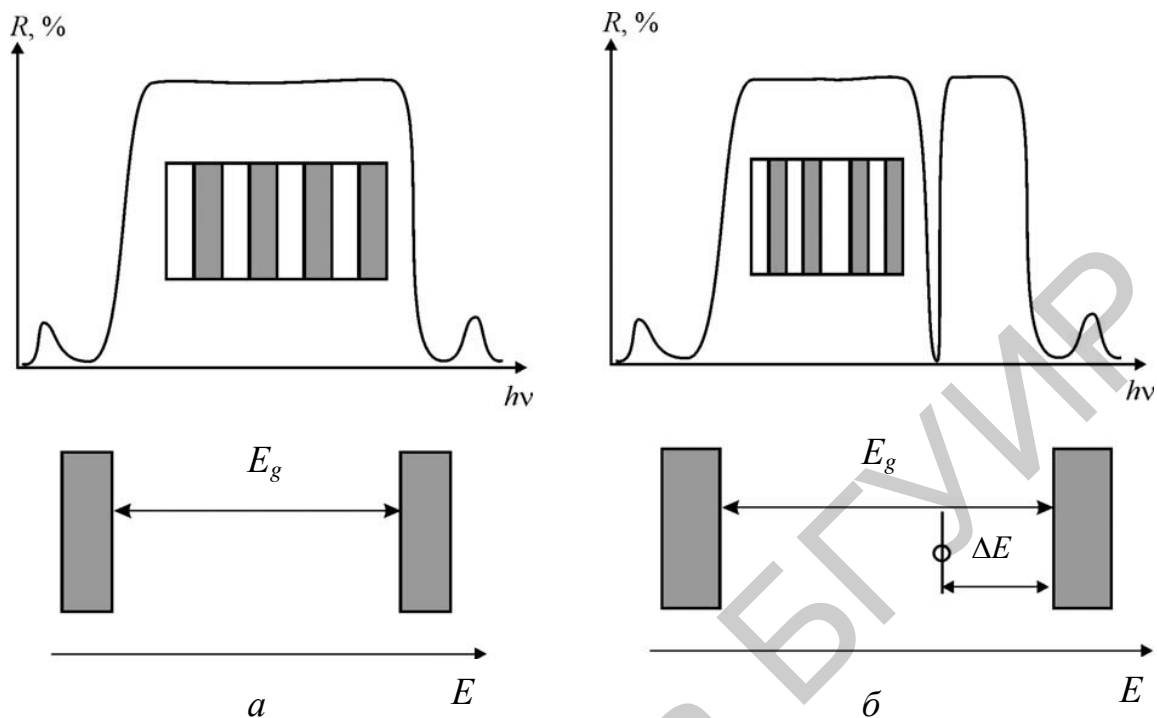
Рисунок 3.31 – Разновидности фотонных кристаллов

Название фотонных кристаллов вызвано тем, что свойства фотонов в таких периодических структурах подобны свойствам электронов в периодическом электрическом поле атомов обычных кристаллов. Известно, что электрон обладает волновыми свойствами. В кристалле возникает интерференция между волной-электроном и периодическим электрическим полем атомов. Это приводит к появлению разрешенных и запрещенных диапазонов длин волн или энергий электронов в кристалле. Так возникают валентная зона и зона проводимости – диапазоны энергий, разрешенных для электрона, и запрещенная зона – область энергий, которые электрон в кристалле принимать не может. В фотонном кристалле имеет место похожая ситуация.

Фотон, который одновременно является электромагнитной волной, интерферирует с периодической структурой фотонного кристалла. В результате появляются диапазоны разрешенных и запрещенных энергий фотонов (или длин волн электромагнитной волны) в фотонном кристалле. Фотоны с запрещенными энергиями отражаются от фотонного кристалла, а фотоны с разрешенными энергиями в него проникают. Для таких фотонов он прозрачен.

На рисунке 3.32 показаны спектры отражения 1D-фотонных кристаллов – совершенного (*a*) и с дефектом (*б*). Для сравнения в нижней части рисунков

схематично представлены структуры энергетических зон электронов обычного кристалла без дефектов и при наличии дефекта.



a – совершенный фотонный кристалл; *б* – фотонный кристалл с дефектом

Рисунок 3.32 – Спектры отражения и энергетические зоны одномерных фотонных кристаллов

Из рисунка 3.32 видно, что в совершенном фотонном кристалле возникает широкая спектральная полоса отражения – запрещенная зона фотонного кристалла. При наличии в фотонном кристалле дефекта, например, слоя, толщина которого отличается от толщины других слоев, в полосе отражения фотонного кристалла возникает узкий минимум. Следовательно, фотоны с энергией, соответствующей этому минимуму, могут распространяться по фотонному кристаллу. Такой минимум отражения в фотонном кристалле подобен энергетическому уровню примеси или дефекта, расположенному в запрещенной зоне обычного кристалла.

На практике используют два типа фотонно-кристаллических волноводов – прямоугольного и круглого поперечного сечений. Фотонно-кристаллический волновод прямоугольного сечения с изгибом показан на рисунке 3.33. Такой волновод представляет собой планарную структуру, подобную приведенной на рисунке 3.31, *б*, но с протяженным участком диэлектрика, в котором

отсутствуют отверстия. Этот участок и является сердцевиной волновода, в которой распространяется электромагнитная мода. Области, окружающие сердцевину, обладают свойствами фотонного кристалла и имеют высокий коэффициент отражения для данной моды. Тем самым фотонный кристалл препятствует выходу волны из волновода и способствует ее распространению.

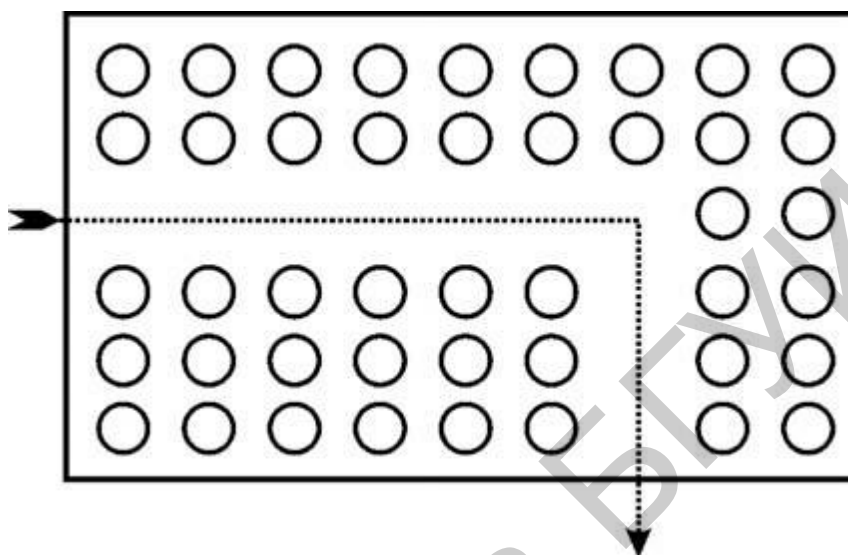


Рисунок 3.33 – Распространение луча в двухмерном фотонном кристалле

Таким образом, в фотонно-кристаллических волноводах свойствами фотонного кристалла обладает только среда, окружающая сердцевину волновода. В диэлектрических волноводах обычного типа распространение обеспечивается эффектом полного внутреннего отражения от границы сердцевины волновода с окружающей средой. В фотонно-кристаллических волноводах распространение происходит в результате отражения от среды с фотонно-кристаллическими свойствами. Это определяет особенности и достоинства фотонно-кристаллических волнопроводов.

Во-первых, в фотонно-кристаллических волноводах возможен резкий поворот волны на 90° (см. рисунок 3.33). В волноводах обычного типа это недопустимо, т. к. приводит к нарушению полного внутреннего отражения. Данное свойство позволяет уменьшить габариты интегрально-оптических устройств.

Во-вторых, изменяя период фотонного кристалла и его геометрию, можно в широких пределах изменять спектральную характеристику пропускания волновода. В частности, создавая в фотонном кристалле дефекты – отверстия с диаметром, отличным от диаметра остальных отверстий, можно уменьшать коэффициент отражения для отдельных спектральных линий (см. рисунок 3.32, б).

Моды волновода с такой длиной волны будут выходить из волновода вблизи дефекта, а на спектре пропускания волновода появится минимум. Выход излучения вблизи дефекта можно также использовать для связи между двумя соседними волноводами.

В настоящее время не все возможности фотонных кристаллов изучены и используются в полной мере в волоконной и интегральной оптике.

3.8 Передатчики оптического излучения, источники излучения и усилители в ВОЛС

По характеру модуляции оптические передатчики делятся на передатчики с прямой (внутренней) и внешней модуляцией. В оптических передатчиках с прямой модуляцией мощность излучения источника света модулируется внешним электрическим током питания. В цифровых системах связи на основе передатчиков с прямой модуляцией используется простейший оптический формат передачи данных, при котором логическому нулю соответствует выключенное состояние источника излучения, а логической единице – включенное.

При скоростях передачи 10 Гбит/с и выше используются передатчики с внешней модуляцией. Источниками излучения в таких передатчиках, как правило, являются узкополосные одномодовые непрерывные полупроводниковые лазеры. Непрерывное оптическое излучение модулируется внешним модулятором, что обеспечивает формирование оптического сигнала с минимальной спектральной шириной. Кроме того, применение внешней модуляции позволяет использовать более сложные форматы модуляции и применять поляризационное разделение сигналов. Передатчики с внешней модуляцией используются в системах дальней связи, в которых требования к качеству оптического сигнала особенно высоки. Они позволяют передавать сигналы со скоростью в десятки гигабит в секунду на тысячи километров (с использованием оптических усилителей).

Источниками излучения в оптических передатчиках с прямой модуляцией являются полупроводниковые светоизлучающие диоды (светодиоды) или лазеры. Передатчики на основе светодиодов используются совместно с многомодовым волокном в низкоскоростных системах передачи информации на короткие расстояния, но постепенно вытесняются лазерными передатчиками. Основными недостатками светодиодов являются малая скорость передачи информации, малая выходная мощность, широкая полоса

спектра и большая расходимость излучения. С другой стороны, светодиоды – более дешевые и неприхотливые приборы, которые вполне подходят для ряда систем небольшой протяженности или средней протяженности, но с малой скоростью передачи информации (1 Гбит/с). Поэтому они широко используются в замкнутых системах видеонаблюдения, локальных вычислительных сетях, измерительных и других сетях, построенных на основе многомодового оптического волокна. Применение светодиодов в аппаратуре связи позволяет существенно удешевить приемопередающее оборудование, что и является причиной использования кабелей с многомодовым волокном при строительстве локальных вычислительных сетей.

В настоящее время с учетом снижения стоимости лазеров целесообразно применять вместо многомодового оптического волокна со светодиодами одномодовое оптическое волокно с лазерами в качестве оптических передатчиков. В городских сетях связи и системах дальней связи в качестве источников излучения используются полупроводниковые лазеры, обеспечивающие существенно большую вводимую в одномодовое волокно мощность, максимальную скорость передачи информации и обладающие существенно более узким спектром излучения по сравнению со светодиодами.

В системах связи со скоростью менее 2,5 Гбит/с используются простейшие лазеры с резонатором Фабри – Перо и прямой модуляцией (рисунок 3.34).

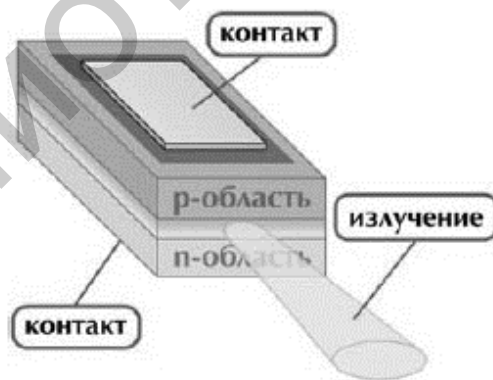


Рисунок 3.34 – Полупроводниковый лазер с резонатором Фабри – Перо. Роль зеркал-отражателей выполняют торцы полупроводникового кристалла

При скоростях передачи информации 2,5 Гбит/с и выше необходимо использовать лазеры с распределенной обратной связью (РОС-лазеры) или лазеры с распределенными брэгговскими отражателями (РБО), в которых обеспечивается эффективная селекция мод и сужение спектра излучения

(рисунки 3.35, 3.36). При скорости 2,5 Гбит/с допустимо использование прямой модуляции РОС-лазера.



Рисунок 3.35 – Полупроводниковый лазер с распределенной обратной связью

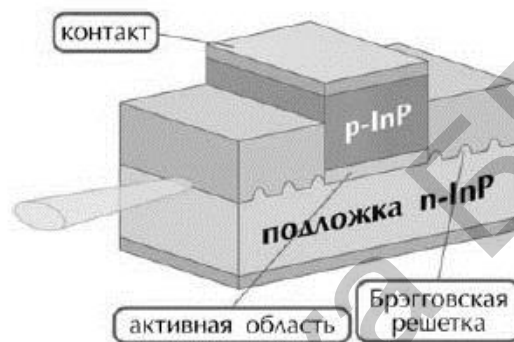


Рисунок 3.36 – Полупроводниковый лазер с распределенными брэгговскими отражателями (РБО)

В будущих сетях связи возможно будут широко использоваться лазеры с вертикальным резонатором (рисунок 3.37).

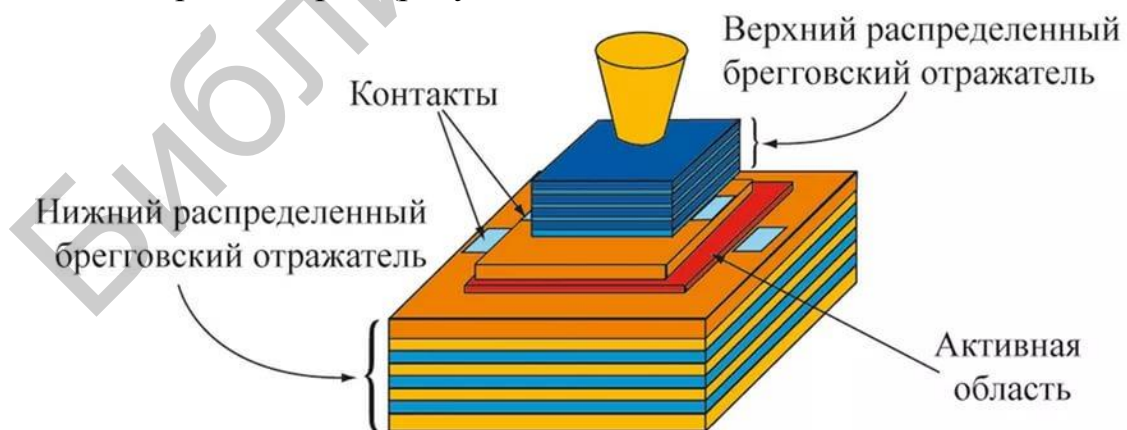


Рисунок 3.37 – Полупроводниковый лазер с вертикальным резонатором и поверхностным излучением (VCSEL)

Важнейшее потенциальное достоинство таких лазеров заключается в возможности массового производства и тестирования (на одном полупроводниковом кристалле может быть изготовлено несколько сот лазеров одновременно), что, как ожидается, приведет к значительному снижению их стоимости. Главное преимущество лазеров с прямой модуляцией – экономическое, т. к. такие устройства намного дешевле лазеров с внешней модуляцией. Главный недостаток – наличие паразитной частотной модуляции, или чирпа (*Chirp*). Чирп приводит к расширению спектра излучения и, как правило, к сокращению дальности широкополосной передачи информации.

Хорошо известно, что через каждые 50–100 км волоконно-оптического тракта происходит ослабление оптического сигнала на 10–20 дБ, что требует его восстановления. До начала 90-х гг. в действующих линиях связи единственным способом компенсации потерь в линии было применение регенераторов. Регенератор – это сложное устройство, включающее в себя как электронные, так и оптические компоненты. Регенератор принимает модулированный оптический сигнал (с высокой степенью сжатия), преобразует его в электрический сигнал с той же степенью сжатия, усиливает его, и затем переводит усиленный электрический сигнал обратно в оптический с той же модуляцией и степенью сжатия. Регенератор состоит из трех важнейших компонентов: оптического приемника, электронного усилителя и оптического передатчика. Регенераторы работают с одной длиной волны и экономически не выгодны. К примеру, в мультиволноводных системах требуется соответствующее число регенераторов, поэтому стоимость такой системы становится значительной.

По этой причине в ВОЛС широкое применение находят оптические усилители, наиболее распространенные из которых – эрбиевые. Принцип работы эрбиевых усилителей основан на явлении усиления света при вынужденном излучении. Возможность усиления света в световодах, легированных ионами эрбия, обуславливается схемой уровней энергии данного редкоземельного элемента, представленной в упрощенном виде на рисунке 3.38.

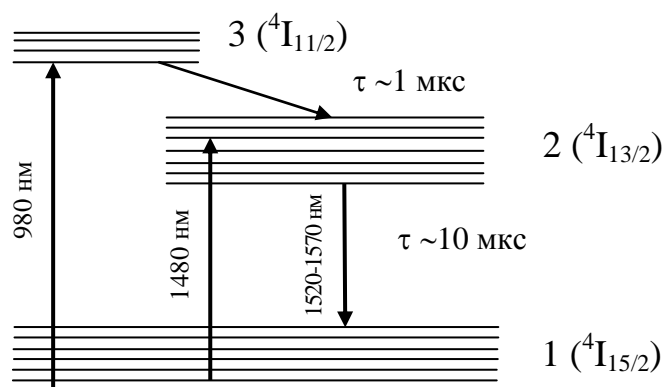


Рисунок 3.38 – Упрощенная трехуровневая схема уровней энергии ионов эрбия (Er^{3+}) в кварцевом стекле

В зависимости от уровня накачки, т. е. населенности метастабильного уровня эрбиевое волокно может как поглощать свет, так и усиливать его (рисунок 3.39). При этом максимум усиления приходится на длину волны около 1,53 мкм. Для расширения полосы усиления используют различные добавки в кварцевое стекло.

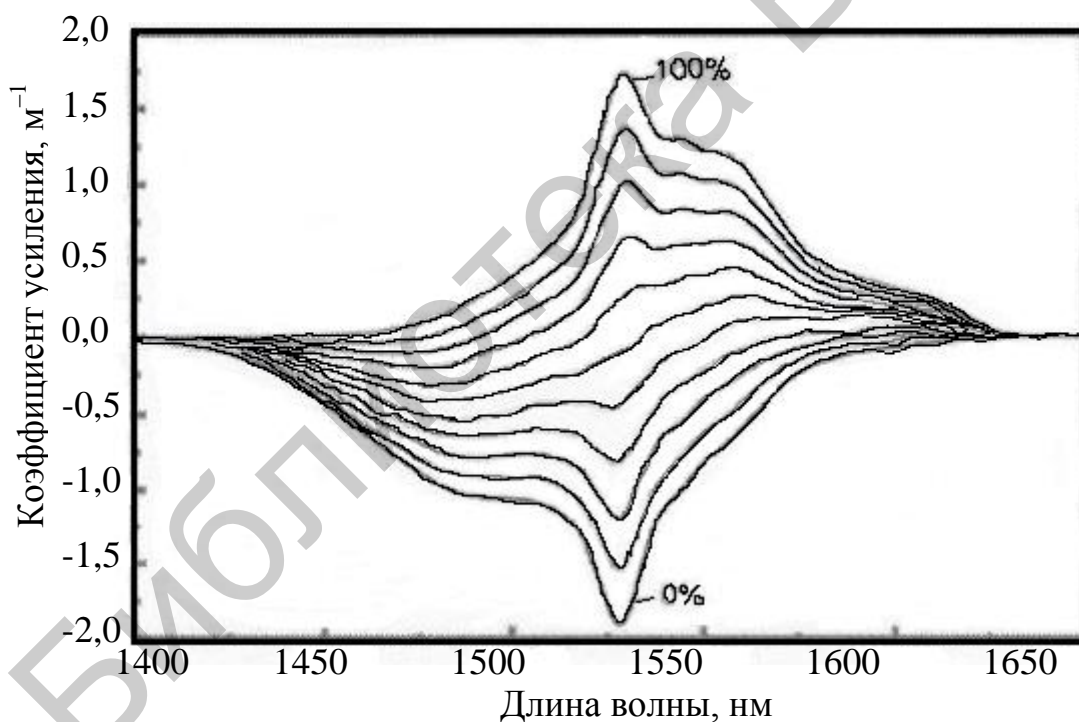
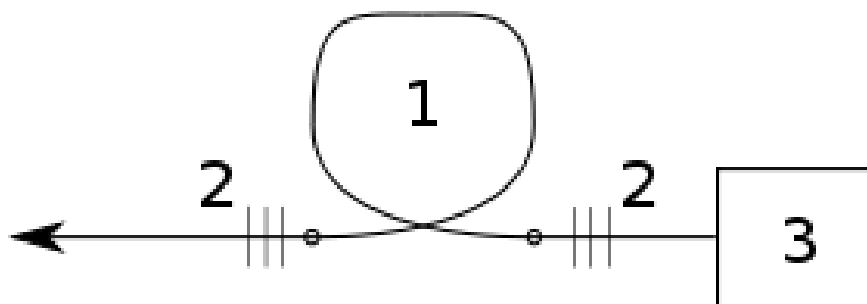


Рисунок 3.39 – Спектральная зависимость усиления/поглощения эрбиевого волокна при различных значениях населенности метастабильного уровня энергии

Кроме конструкции усилителей, эрбиевое волокно применяют для создания волоконных лазеров, которые не относятся к полупроводниковым, а являются твердотельными. Типичная схема волоконного лазера приведена на рисунке 3.40.



1 – активное волокно; 2 – брэгговские зеркала; 3 – блок накачки

Рисунок 3.40 – Типичная схема волоконного лазера

На рисунке 3.41 приведена схема накачки такого лазера.

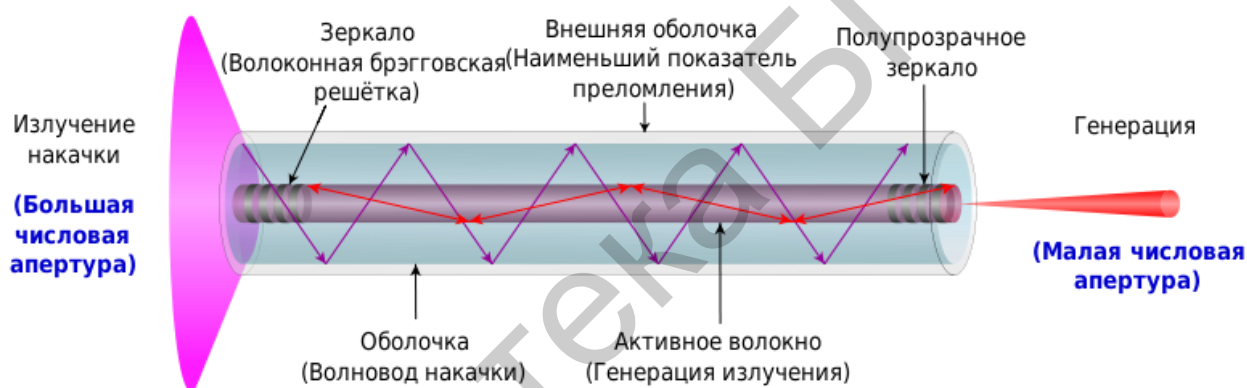


Рисунок 3.41 – Схема накачки лазера, основанного на волокне с двойным покрытием

Главная особенность этого лазера в том, что излучение рождается в тонком, диаметром всего в 6–8 мкм, волокне (сердцевине, например, активная среда – иттербий), которое фактически находится внутри кварцевого волокна диаметром 400–600 мкм. Излучение лазерных диодов накачки вводится в кварцевое волокно и распространяется вдоль всего сложного составного волокна, имеющего длину несколько десятков метров.

К преимуществам волоконных лазеров традиционно относят значительное отношение площади резонатора к его объему, что обеспечивает качественное охлаждение, термостойкость кремния и небольшие размеры приборов в подобных классах требований по мощности и качеству.

Лазерный луч, как правило, необходимо завести в оптическое волокно для последующего использования в технике. Для лазеров иной конструкции

это требует специальных оптических систем коллимации и делает устройства чувствительными к вибрациям. В волоконных лазерах генерация излучения происходит непосредственно в волокне, и оно имеет высокое оптическое качество.

Недостатками данного типа лазеров являются опасность возникновения нелинейных эффектов из-за высокой плотности излучения в волокне и сравнительно небольшая выходная энергия в импульсе, обусловленная малым объемом активного вещества.

3.9 Активные элементы ВОЛС

К активным элементам ВОЛС относятся элементы, преобразующие излучение. К таким элементам относятся уже рассмотренные нами лазеры, диоды, усилители, фотоприемники. Также к активным элементам относятся внешние оптические модуляторы, уплотнители и датчики.

Внешние оптические модуляторы

Действие наиболее распространенных внешних оптических модуляторов основано на электрооптическом (Поккельса), магнитооптическом (Фарадея), электроабсорбционном и акустооптическом (Брэгга или Рамана – Ната) эффектах. Такие внешние оптические модуляторы работоспособны практически во всех диапазонах оптической связи с частотами модуляции свыше 1 ГГц.

Уплотнители

Основными методами увеличения пропускной способности (скорости передачи информации) в ВОЛС являются:

- временное уплотнение;
- пространственное уплотнение;
- спектральное уплотнение;
- модовое уплотнение.

Временное уплотнение (TDM) состоит в увеличении частоты передачи сигналов, т. е. в использовании при передаче (в цифровом режиме кодирования) импульсных сигналов минимальной длительности и скважности. В режиме модуляции тока накачки полупроводниковых излучателей достигнута наивысшая скорость передачи информации около 30 Гбит/с. При использовании внешних волноводных модуляторов максимальная частота модуляции оптических сигналов достигает нескольких сотен гигабит в секунду.

Пространственное уплотнение состоит в увеличении числа оптических волокон в многожильном волоконно-оптическом кабеле. Разработаны многожильные оптические кабели связи с числом волокон 2, 4, ... 12, 24, ... 144. Увеличение числа волокон в кабелях связи способствует многократному увеличению пропускной способности ВОЛС, но, конечно, осложняет проблему соединения таких кабелей.

Спектральное уплотнение (WDM) (уплотнение по длинам волн) состоит в одновременной передаче по одножильному оптическому кабелю нескольких оптических сигналов с различными длинами волн несущих. В пределах спектральной полосы прозрачности кварцевого волокна можно разместить несколько информационных сигналов и тем самым многократно увеличить пропускную способность одножильного волоконно-оптического кабеля.

В обычных WDM-системах расстояние $\Delta\lambda$ между спектральными несущими в ИК-диапазоне длин волн может составлять единицы – десятки нанометров при ширине спектра излучателей $\delta\lambda$ около 0,1 нм. В «плотных» DWDM-системах разнесение несущих достигает нескольких десятков гигагерц, что при ширине спектра источников менее 1 ГГц позволяет разместить в полосе высокой прозрачности кварцевого волокна десятки – сотни спектральных каналов.

Мультиплексоры и демультиплексоры для ВОЛС со спектральным уплотнением должны обладать минимальными оптическими потерями в рабочих каналах и минимальным уровнем переходных помех. В таких устройствах в качестве спектрально-селективных устройств применяются диспергирующие призмы, фокусирующие отражательные дифракционные решетки, интерференционные фильтры, объемные голографические элементы, волноводные решетки Брэгга и др.

Спектральное уплотнение, особенно в режиме DWDM, допускает передачу по одномодовому волоконно-оптическому кабелю в каждом из спектральных рабочих каналов информационных сигналов с очень большой частотой (до десятков – сотен гигабит в секунду) и считается сегодня одним из перспективных направлений развития магистральных ВОЛС.

Конструктивно мультиплексоры и демультиплексоры нередко выполнены на основе объемных микрооптических элементов (микролинз, градианов) и содержат спектрально-селективные устройства – отражательную вогнутую либо плоскую дифракционную решетку, интерференционный фильтр, объемную голограмму, дисперсионную призму и др. Волноводные мультиплексоры – демультиплексоры, например, на основе интегрально-

оптических волноводов, часто представляют собой аналоги классических интерферометров – Фабри – Перо, Маха – Цендера, эшелона Майкельсона и др. В последнее время внимание разработчиков мультиплексоров и демупльтиплексоров привлекают волоконные решетки Брэгга, являющиеся, в сущности, объемными отражательными голограммами, сформированными в сердцевине оптоволокна.

Идея *модового (углового) уплотнения* состоит в передаче оптических сигналов по многомодовому оптическому волокну на разных оптических модах волновода.

Волоконно-оптические датчики

В настоящее время на рынке измерительных систем и датчиков доминирующее положение продолжают занимать электронные измерительные технологии, которые предполагают преобразование измеряемого параметра в электрический сигнал и последующую его обработку. Альтернативой подобному подходу является использование волоконно-оптических систем измерения, где измеряемый параметр преобразуется в оптический сигнал, передающийся по оптоволокну. Преимущества над электронными технологиями: взрывобезопасность, невосприимчивость к электромагнитным помехам и высокая разрешающая способность. Относительная доля оптоволоконных датчиков в общем рынке измерительных систем остается небольшой. По сути, оптоволоконные датчики занимают лишь нишевые приложения там, где традиционные измерительные средства не могут быть использованы или их применение является затратным.

Стоит отметить две тенденции в настоящее время. Во-первых, бурное развитие смежных технологий – волоконно-оптической передачи информации, приема и обработки изображений с помощью цифровой фото- и видеоаппаратуры, микропроцессорной техники – способствует развитию оптоволоконной измерительной техники и удешевлению технологии изготовления.

Во-вторых, промышленность и регулирующие органы предъявляют все более жесткие требования к условиям эксплуатации, а именно, требования на помехозащищенность, безопасность измерений, точность и пр. Именно этим критериям удовлетворяют оптоволоконные датчики. Как видно, эти две тенденции могут привести к ситуации, когда оптоволоконные измерительные системы составят конкуренцию традиционным электронным системам. Причем не только по рабочим характеристикам, но и по стоимости канала измерения.

Оптоволоконные датчики, исходя из принципа кодирования измеряемой информации, можно условно разделить на следующие большие группы:

а) фазовые – датчики, в которых используется высококогерентный источник излучения и производится измерение фазы световой волны, изменяющейся под влиянием внешнего параметра;

б) со спектральным кодированием – датчики, где в отличие от чисто фазовых используется источник излучения с широким спектром с возможностью анализа всего спектра;

в) амплитудные – датчики, в которых измеряемый параметр модулирует интенсивность проходящей или отраженной световой волны;

г) туннельные – датчики, где используется эффект туннелирования излучения через малый зазор;

д) поляризационные – датчики, использующие информацию о поляризации световой волны.

Стоит отметить, что это не единственный способ классификации оптоволоконных датчиков. Можно провести классификацию по принципу действия:

а) интерференционные (с использованием принципа действия интерферометров Майкельсона, Фабри – Перо, Маха – Цандера и т. д.);

б) распределенные (с использованием обратного и прямого рассеяния);

в) люминесцентные;

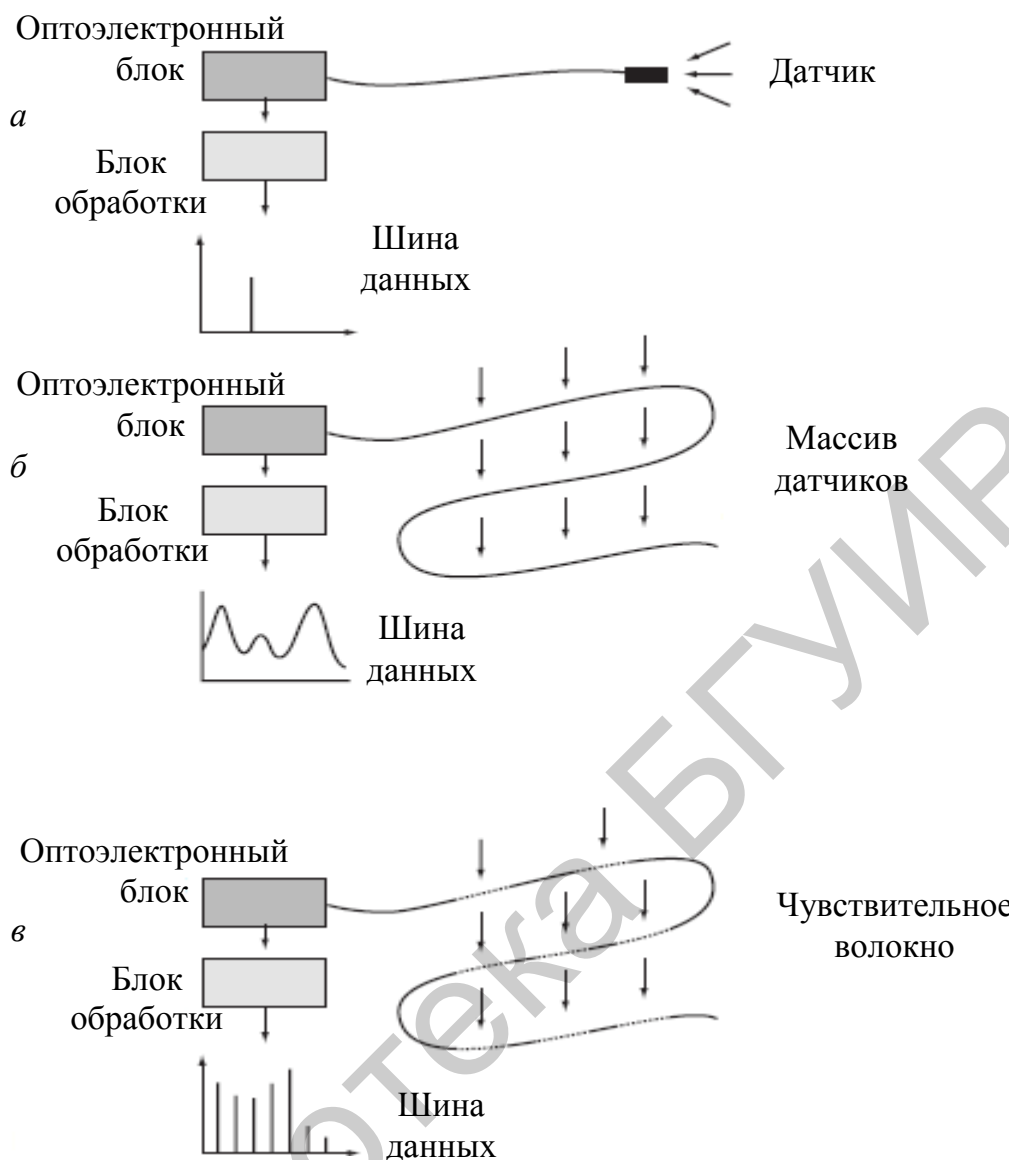
г) на внутриволоконных решетках;

д) комбинированные.

Также можно классифицировать датчики по локализации измеряемого параметра: точечные, распределенные и квазираспределенные (рисунок 3.42).

Рассмотрим основные характеристики датчиков исходя из принципа кодирования информации.

Фазовые датчики, использующие лазерные источники света, являются достаточно распространенными, но скорее в лабораторных установках, чем в промышленности. Это связано с необходимостью точной юстировки приборов, наличием дополнительных фазоподстроечных схем, что сильно усложняет конструкцию. Кроме того, подобные датчики не позволяют проводить абсолютные измерения величин. Для избавления от этих недостатков используют несколько частот оптического излучения, что делает этот метод промежуточным видом измерения между фазовым и спектральным.



a – точечные; *б* – распределенные; *в* – квазираспределенные

Рисунок 3.42 – Типы волоконно-оптических датчиков по локализации измеряемого параметра

Датчики со спектральным кодированием наиболее перспективны с точки зрения внедрения их в промышленность благодаря устойчивости к влиянию различных паразитных параметров: дрейфа мощности излучения источника, неконтролируемых потерь мощности в волокне, потерь при стыковке волокна с помощью коннекторов и пр. Кроме того, датчики этого типа позволяют проводить измерения абсолютных, а не относительных величин и не требуют перекалибровки после включения/выключения прибора. До недавнего времени этот метод измерения считался очень сложным и дорогим. Он требовал наличия спектрометра и средств обработки оптического изображения, но, как

было упомянуто выше, ситуация меняется и благодаря удешевлению методов обработки оптического спектра, развитию микропроцессорной техники и технологии приема оптического изображения, удешевлению оптоэлектронных компонент цена канала измерения по себестоимости приближается к электронным аналогам.

Амплитудные датчики имеют свою область применения, обусловленную их дешевизной, и могут использоваться там, где не требуется высокая точность измерений (например, в качестве счетчиков оборотов, микрофонов, распределенных датчиков температуры и пр.). Однако в высокоточных измерительных системах они не находят широкого приложения ввиду сравнительно низкой точности и подверженности к дрейфу параметров.

Туннельные датчики являются высокочувствительными приборами, однако тоже подвержены дрейфу параметров и могут найти лишь ограниченное применение, например, в высокоточных устройствах позиционирования, микрофонах, гидрофонах и др.

Поляризационные датчики являются, по сути, аналогами интерференционных датчиков. Их коммерциализации в основном мешает необходимость использования дорогого волокна с сохранением поляризации.

3.10 Пассивные элементы ВОЛС

Волоконно-оптические системы связи нередко содержат множество оптических соединений, обеспечивающих требуемую структуру («топологию») сетей связи.

Оптические неразъемные соединители сварного типа характеризуются рекордно малыми оптическими потерями (менее 0,1 дБ). Такие соединители применяются при монтаже как объектовых, так и протяженных (магистральных) линий связи. В последнем случае на длине регенерационного участка, например от 30 до 60 км, требуется до 20–30 соединений (строительная длина оптического кабеля обычно составляет 2–3 км). Современная технологическая аппаратура сварки оптических волокон автоматизирована и позволяет эффективно, в полевых условиях, соединять оптоволокно с любыми характеристиками.

Разъемные оптические соединители (коннекторы) обеспечивают высокоточное сближение торцов и координацию оптических осей соединяемых оптических волокон. Оптические потери в лучших образцах разъемных коннекторов составляют примерно 1–2 дБ, уровень обратного отражения –

около 30 дБ. Современная номенклатура промышленно выпускаемых коннекторов весьма разнообразна (одномодовые, многомодовые, многополюсные и др.). Некоторые типы коннекторов содержат шариковые либо градиентные микролинзы. Торцам соединяемых оптических волокон часто придается сферическая форма (для уменьшения обратного отражения света). Существуют коннекторы и с плоскими торцами закрепленного в них оптоволокна, скошенными под небольшим углом, с целью уменьшения оптических потерь при прохождении линейно поляризованных мод волновода.

Оптические разветвители представляют собой многополюсные устройства, вообще говоря, с несколькими входами и выходами, назначение которых – обеспечить требуемое распределение оптической мощности между подводимыми оптическими волноводами. Основными параметрами разветвителей являются оптические потери, переходное затухание между встречными направлениями передачи сигналов, уровень обратного рассеяния, уровень искажений поляризации и модового состава распространяющегося излучения. Оптические разветвители изготавливаются как с использованием технологий сварки оптоволокна, так и с применением различных микрооптических элементов (шариковых линз, призм, градиентов и др.).

Оптические коммутаторы (переключатели) применяются в системах оптической связи для переключения сигналов в оптических сетях. Основные характеристики оптических коммутаторов – емкость (число входов и выходов), быстродействие (скорость переключения), оптические потери в канале передачи сигнала (коэффициент ослабления в положении «включено») и переходные помехи (переходное затухание – коэффициент ослабления в положении «выключено»). В высококачественных оптических коммутаторах указанные оптические характеристики рассматриваются с учетом длины волны и поляризации излучения. Наиболее распространены сегодня оптические переключатели, управляемые электрическими сигналами. В перспективных системах оптической связи и в разрабатываемых оптических компьютерах предполагается использование оптически управляемых коммутаторов.

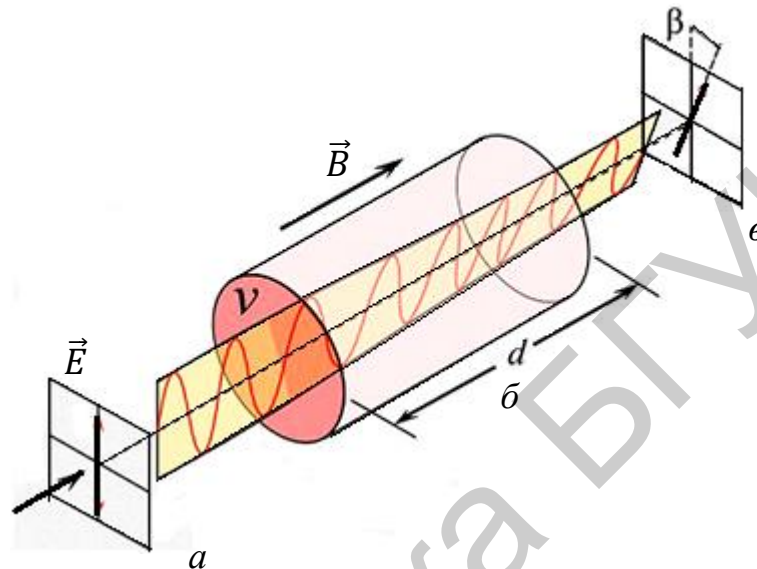
Оптические коммутаторы в зависимости от принципа действия подразделяются на несколько типов: механические, электрооптические, термооптические, интегрально-оптические, полупроводниковые, оптические коммутаторы на фотонных кристаллах и на многослойных жидкокристаллических матрицах.

Технические характеристики современных оптических коммутаторов значительно различаются. Например, механические коммутаторы имеют время переключения от 10 до 500 мс, вносимые потери – около 0,5 дБ, переходное затухание – до 80 дБ, число входных и выходных портов – от 50 до 1600. Быстродействие электрооптических коммутаторов существенно выше, 10–100 пс, но их емкость обычно мала, например 1×2 и 2×2. При последовательном включении нескольких таких коммутаторов емкость составного коммутатора, очевидно, возрастает. В последние годы внимание разработчиков оптических коммутаторов привлекают микромеханические коммутаторы, в которых использованы технологии как микроэлектроники, так и интегральной оптики.

Оптические изоляторы – это устройства, имеющие большой коэффициент пропускания оптического излучения в прямом направлении и весьма малый – в обратном. Такие устройства обычно применяются в высокоскоростных ВОЛС для устранения влияния на полупроводниковый излучатель света, рассеянного в оптической линии передачи сигналов, на разъёмных соединителях, участках сварки волокна, разветвителях и на неоднородностях материала непосредственно в волоконно-оптическом кабеле. Обратное рассеянное излучение, действуя на активную среду полупроводникового излучателя, вызывает шумы и флуктуации мощности излучения лазерного диода. Оптические изоляторы используются в обычных и когерентных оптических системах связи, а также являются составной частью высокочувствительных оптических измерительных устройств, например волоконных гироскопов.

Действие оптических изоляторов всегда основано на магнитооптическом эффекте Фарадея – вращении плоскости поляризации света в образце, помещенном в магнитное поле, силовые линии которого ориентированы вдоль светового луча. Характерно, что поворот плоскости поляризации при эффекте Фарадея не зависит от направления распространения светового луча в образце и при многократном прохождении луча света в таком образце полный угол поворота плоскости поляризации увеличивается. Конструктивно оптические изоляторы содержат два линейных поляризатора (входного и выходного сигнала) с осями пропускания, расположенными под углом 45° , и ячейку Фарадея – магнитооптический кристалл с большим значением постоянной Верде, например, железиттриевый гранат, помещенный в постоянное магнитное поле (рисунок 3.43).

В лучших образцах оптических изоляторов оптические потери в прямом направлении составляют около 1,0–1,5 дБ, величина развязки – до 30–40 дБ. Оптические изоляторы обычно действуют в сравнительно узкой (30–80 нм) полосе спектра рабочих длин волн и согласованы с входным и выходным световодами, изготовленными из оптоволокна с сохранением поляризации излучения.



a, b – поляризаторы; d – ячейка Фарадея

Рисунок 3.43 – Вращение плоскости поляризации света за счет эффекта Фарадея

Список использованных источников

- 1 Гуртов, В. А. Оптоэлектроника и волоконная оптика : учеб. пособие / В. А. Гуртов. – Петрозаводск : Изд. ПетрГУ, 2005. – 100 с.
- 2 Дмитриев, А. Л. Оптические системы передачи информации / А. Л. Дмитриев. – СПб. : СПбГУ ИТМО, 2007. – 96 с.
- 3 Дмитриев, А. Л. Полупроводниковые источники света для систем передачи и обработки информации : учеб. пособие / А. Л. Дмитриев. – СПб. : СПбГУ ИТМО, 2006. – 48 с.
- 4 Карих, Е. Д. Оптоэлектроника / Е. Д. Карих. – Минск : БГУ, 2000. – 263 с.
5. Карих Е. Д. Полупроводниковые лазеры : конспект лекций / Е. Д. Карих, И. С. Манак. – Минск : БГУ, 1999. – 199 с.

6 Макаров, Т. В. Когерентные волоконно-оптические системы передачи : учебник / Т. В. Макаров. – Одесса : ОНАС им. А. С. Попова, 2009. – 220 с.

7 Наний, О. Е. Оптические передатчики / О. Е. Наний // Lightwave russian edition. – 2003. – №2. – С. 44–46.

8 Никоноров, Н. В. Волноводная фотоника : учеб. пособие / Н. В. Никоноров, С. М. Шандаров. – СПб. : СПбГУ ИТМО, 2008. – 142 с.

9 Никоноров, Н. В. Материалы и технологии волоконной оптики: оптическое волокно для систем передачи информации : учеб. пособие / Н. В. Никоноров, А. И. Сидоров. – СПб. : СПбГУ ИТМО, 2009. – 95 с.

10 Никоноров, Н. В. Материалы и технологии волоконной оптики: специальные оптические волокна : учеб. пособие / Н. В. Никоноров, А. И. Сидоров. – СПб. : СПбГУ ИТМО, 2009. – 130 с.

11 Погорелый, Л. Одномодовые оптические кабели и волокна на сетях связи / Л. Погорелый, Ю. Никитченко // Сети и бизнес. – 2008. – №3 (40). – С. 1–23.

12 Сидоров, А. И. Материалы и технологии интегральной оптики : учеб.-метод. пособие / А. И. Сидоров, Н. В. Никоноров. – СПб. : СПбГУ ИТМО, 2009. – 107 с.

13 Сидоров, А. И. Основы фотоники: физические принципы и методы преобразования оптических сигналов в устройствах фотоники : учеб. пособие / А. И. Сидоров. – СПб. : ФГБОУ ВПО «СПб НИУ ИТМО», 2014. – 148 с.

14 Соколов, А. Н. Волоконно-оптические датчики и системы: принципы построения, возможности и перспективы / А. Н. Соколов, В. А. Яцеев // Lightwave russian edition. – 2006. – №4. – С.44–46.

15 Солимено, С. Дифракция и волноводное распространение оптического излучения / С. Солимено, Б. Крозиньяни, П. Ди Порто ; пер. с англ. Е. В. Москвца. – М. : Мир, 1989. – 662 с.

16 Хаус, Х. Волны и поля в оптоэлектронике / Х. Хаус. – М. : Мир, 1988. – 432 с.

17 Kogelnik, H. Laser beams and resonators / H. Kogelnik, T. Li // Applied Optics. – 1966. – №5. – С. 1550–1567.

4 ОПТИЧЕСКИЕ И КВАНТОВЫЕ ВЫЧИСЛЕНИЯ

4.1 Переход к оптическим вычислениям

В настоящее время рост вычислительной мощности компьютеров происходит в основном за счет увеличения количества транзисторов на кристалле микропроцессора, что ведет к уменьшению размера транзистора. Однако приходит время, когда электронные технологии, используемые для создания кремниевых процессоров, приближаются к теоретическому пределу своих возможностей. С уменьшением размеров транзистора до 10 нм и ростом рассеиваемой мощности, связанным со все более быстрым переключением полупроводниковых вентилях, возникают фундаментальные ограничения, которые определяются прежде всего квантовомеханическими эффектами, а также физическими пределами скорости распространения электрического сигнала по чипу.

Тепло, выделяемое мощными микросхемами, рано или поздно начнет их плавить. Кубический чип увеличит мощность процессора, но лишь ценой большего тепловыделения. К тому же кубическая форма затрудняет теплообмен, поскольку из всех параллелепипедов куб имеет минимальную площадь поверхности. Если увеличить сторону куба вдвое, то его объем (а значит, и выделяемое им тепло) вырастет в восемь раз, а площадь поверхности – только вчетверо. Это значит, что у кубического чипа количество выделяемого тепла с увеличением размеров растет вдвое быстрее, чем возможность охлаждения. Очевидно, кубические чипы – всего лишь частичное, временное решение проблемы.

Можно использовать для травления микросхем не ультрафиолетовое (УФ) излучение, а рентгеновские лучи, поскольку длина волны у рентгеновского излучения может быть в 100 раз меньше, чем у ультрафиолетового света. Но при переходе с УФ на рентген энергия луча также увеличивается примерно в 100 раз. Это означает, что травление рентгеновским излучением может попросту погубить подложку. Рентгеновская литография требует строжайшего контроля всех параметров и может служить лишь временным решением.

Фундаментальная проблема, проистекающая непосредственно из квантовой теории, заключается в следующем: принцип неопределенности, который утверждает, что нельзя точно знать одновременно положение и скорость атома или частицы. В современном процессоре *Pentium* толщина слоя

составляет около 30 атомов. К 2020 г. она может уменьшиться до пяти атомов, при этом электроны из-за неопределенности своего положения начнут просачиваться сквозь слои, вызывая короткое замыкание. Таким образом, для размера кремниевых компьютеров существует квантовое ограничение.

Однако развитие науки и техники идет по пути быстрого и постоянно увеличивающегося роста потока информации, подлежащего переработке и использованию, и решение данной проблемы многим исследователям видится в привлечении оптических технологий.

Идея использования света (фотонов) в принципиальных узлах вычислительных машин появилась одновременно с изобретением лазеров – оптических квантовых генераторов – и уже несколько десятилетий исследователи и конструкторы успешно создают отдельные узлы электронно-вычислительных систем с использованием оптических технологий. Фотоны, являющиеся основными носителями информации в оптическом компьютере, по своим физическим характеристикам принципиально отличаются от электронов. Полевая природа света обуславливает многочисленные преимущества оптических технологий для задач передачи, записи, обработки и хранения информации:

а) частота оптического излучения составляет 10^{12} – 10^{16} Гц, что позволяет создать до 10^5 информационных каналов со спектральной шириной 100 ГГц;

б) передача информации фотонами происходит действительно со скоростью света $c = 3 \cdot 10^{10}$ см/с, в то время как скорость распространения электрического импульса по чипу определяется временем перезарядки цепи и реально составляет величину в 20–30 раз меньше c ;

в) большое число световых пучков могут свободно проходить по одной и той же области пространства, пересекаться и из-за отсутствия у фотонов электрического заряда не влиять друг на друга;

г) использование двумерного (изображения) и трехмерного (голограммы) характера световых полей позволяет значительно увеличить плотность и скорость передачи информации;

д) возможна когерентная обработка информации с использованием фазовых соотношений;

е) два состояния поляризации (горизонтальная и вертикальная или круговая, по левому или правому кругу) увеличивают вдвое объем переносимой информации;

ж) оптическая система не создает электромагнитное поле, выходящее за пределы системы, обеспечивая защиту сигнала от перехвата информации, также она нечувствительна к электромагнитным помехам.

В современном компьютере можно отметить следующие оптические узлы и элементы: устройства ввода информации – оптический сканер, оптическая мышь; устройства обмена информацией – инфракрасный порт, оптоволоконно; устройства вывода информации – лазерный принтер, дисплей, голографический (объемный) дисплей; устройства памяти – долговременная память на перезаписываемых оптических дисках, магнитооптические диски, голографические диски.

4.2 Аналоговые оптические вычисления

Если перед линзой, например, с левой стороны (входная плоскость), поместить некоторый предмет, то с противоположной стороны получится перевернутое и уменьшенное изображение того же предмета (рисунок 4.1). Аналоговая операция инвертирования и масштабирования производится со скоростью света.

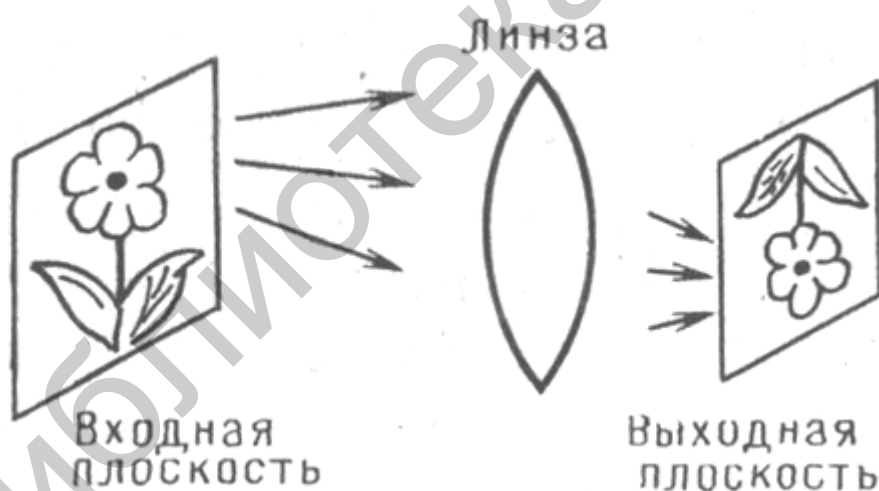
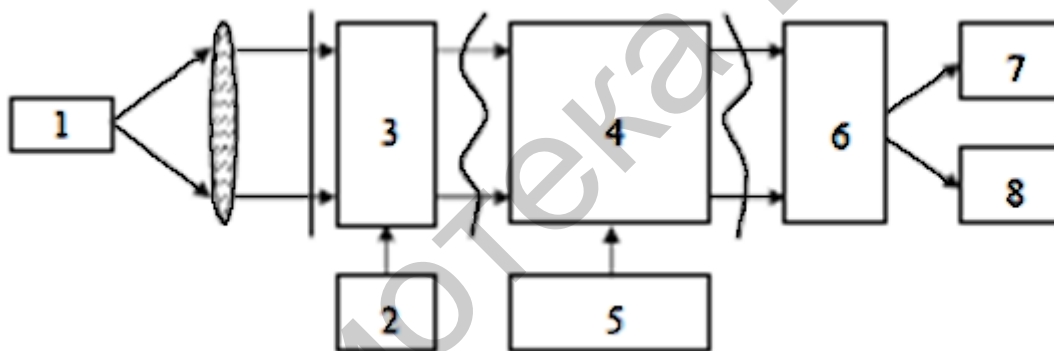


Рисунок 4.1 – Операция инвертирования и масштабирования, выполняемая линзой при построении изображения

Если входная и выходная плоскости оптической системы совпадают с передней и задней фокальной плоскостями сферической линзы и на вход такой системы поступает оптический сигнал, то на выходе формируется Фурье-спектр сигнала. Система линз позволяет мгновенно выполнять операцию свертки двух функций.

В основе оптических методов обработки информации лежат явления преобразования пространственно-модулированных оптических сигналов в оптических устройствах и системах, основанные на принципах как геометрической, так и волновой оптики. «Обработка информации» здесь подразумевает преобразование, анализ и синтез многомерных функций, описывающих свойства и состояния объектов материального мира. Оптическая обработка информации осуществляется в оптическом процессоре – аналоговом оптическом или оптоэлектронном устройстве, определенным образом изменяющем амплитуду и фазу пространственно-модулированного сигнала, содержащего информацию об объекте. Системы оптической обработки информации, как правило, являются составной частью комплексной оптоэлектронной системы обработки информации или высокопроизводительного вычислительного устройства, включающего как электронные, так и оптические компоненты. Общая структурная схема оптических методов обработки информации приведена на рисунке 4.2.



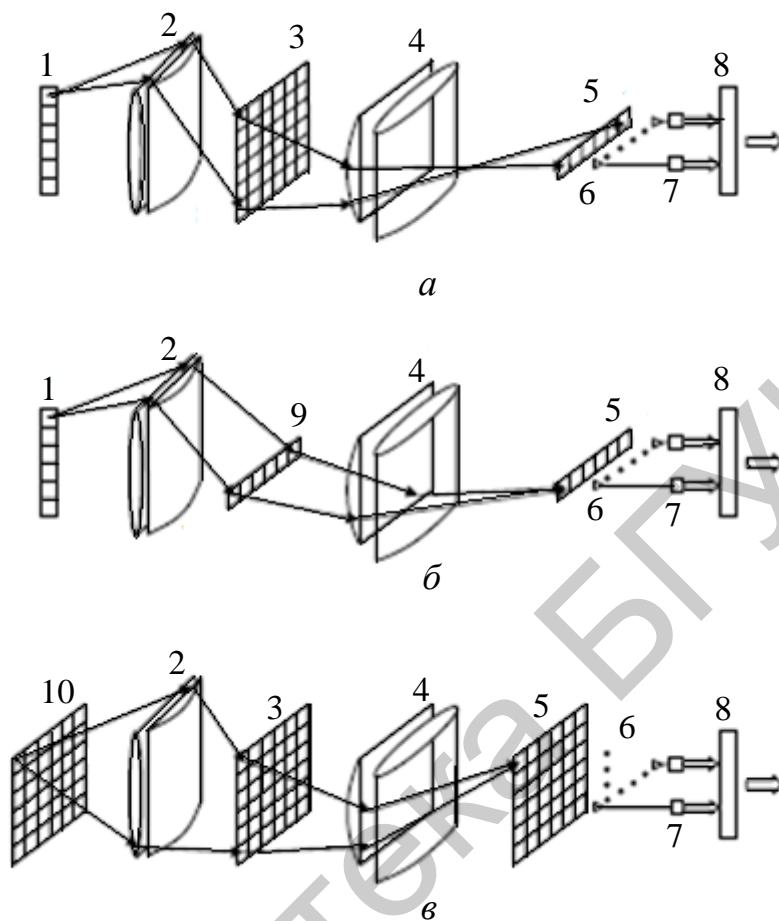
1 – источник света; 2 – источник информации; 3 – устройства ввода информации (управляемый транспарант); 4 – оптический процессор; 5 – устройство памяти (архивное и оперативное); 6 – устройства ввода информации; 7 – компьютер; 8 – устройство отображения информации

Рисунок 4.2 – Структурная схема оптических методов обработки информации

Основные достоинства системы оптической обработки информации:

- а) большая информационная емкость;
- б) многоканальность (большое число параллельно обрабатываемых каналов);
- в) высокое быстродействие;
- г) многофункциональность (интегральное преобразование Фурье, Френеля, Гильберата и др., выполнение двумерных сверток, корреляции и др.).

Оптические системы позволяют мгновенно производить перемножение многомерных матриц (рисунок 4.3).



a – векторно-матричный;

б – векторно-векторный; *в* – матрично-матричный;

1, 9 – устройства ввода вектора (линейка лазерных или светоизлучающих диодов); 2, 4 – оптические системы, проецирующие каждый излучатель на зону пространственно-временного модулятора света, соответствующую одной строке матрицы; 3, 10 – устройства ввода матрицы, представляющие собой пространственно-временной модулятор света; 5 – линейка фотоприемников; 6 – аналоговый электронный тракт; 7 – АЦП; 8 – цифровой сумматор

Рисунок 4.3 – Оптический перемножитель

Основными операциями аналогового оптического компьютера являются только две – сложение и умножение, однако одни лишь эти операции не позволяют выполнять сложные вычисления. Вместе с тем в качестве примеров практического использования аналоговых вычислений можно отметить

следующие модели компьютерных систем, вышедших на рынок к 2000 г.:

- 1) оптоэлектронный процессор фирмы *Global Holonetics*, первым вышедший на рынок, предназначен, в частности, для распознавания упаковок в супермаркетах, в нем используется формирователь изображения, содержащий приблизительно 65 000 жидкокристаллических элементов с электронным управлением, он распознает до 30 изображений в секунду и стоит вчетверо меньше обычных компьютеров технического зрения;
- 2) оптический коррелятор компании *Litton Data Systems* на базе магнитооптики выполняет более 1000 корреляций в секунду по изображениям формата 128×128 пикселей, при объеме 10 дм^3 он высоконадежно распознает бронетехнику на многокилометровой дистанции.

4.3 Оптическая бистабильность. Оптический транзистор

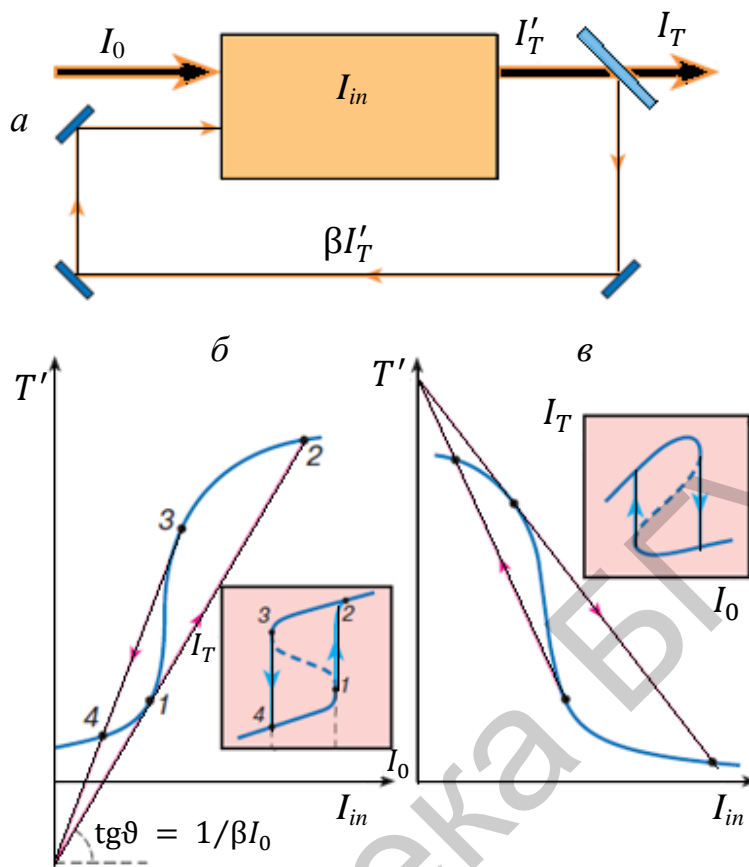
Для рассмотрения принципов построения цифровых оптических компьютеров необходимо коротко остановиться на принципах создания дискретных сигналов в оптике.

В электронных схемах основным функциональным элементом является транзистор, позволяющий осуществлять усиление сигнала, переключение, логические операции. Аналогом его в оптических системах обработки и хранения информации (в частности, в оптических компьютерах) должен стать оптический транзистор. Его действие может быть основано на оптической бистабильности, возникающей в нелинейных оптических системах с обратной связью.

Система называется бистабильной, если она имеет два устойчивых состояния (мультистабильная – более двух) при одних и тех же контролируемых параметрах. В рассматриваемых бистабильных системах контролируемым параметром является интенсивность света на входе в систему, а два устойчивых состояния соответствуют двум значениям интенсивности света на ее выходе. Очевидно, что бистабильная система должна быть нелинейной, т. к. нельзя получить два значения интенсивности света на выходе (I_T) при простом умножении интенсивности света на входе (I_0) на постоянное число (рисунок 4.4, б, в).

Для получения многозначности нелинейного пропускания, т. е. бистабильного режима, необходимо в нелинейной системе осуществить обратную связь (рисунок 4.4, а). В этом случае на нелинейную систему (представлена на схеме в виде прямоугольника; зависимость $I_T' = f(I_{in})$ нелинейная) помимо излучения интенсивностью I_0 на вход подается часть $\beta I_T'$, отраженного от прозрачной пластинки выходного излучения I_T' , т. е. система

охвачена положительной обратной связью, функцию которого может выполнять интерферометр Фабри – Перо (рисунок 4.5).



a – схема нелинейной оптической системы с обратной связью. На вход нелинейной системы помимо излучения интенсивностью I_0 подается часть $\beta I_T'$ выходного излучения; *б*, *в* – зависимости пропускания $T'(I_{in}) = I_T'/I_0$ от интенсивности света внутри нелинейной системы I_{in} и интенсивности прошедшего света I_T от интенсивности света на входе I_0 для систем *S*-типа и *N*-типа

Рисунок 4.4 – Нелинейная оптическая система с обратной связью

Пусть в нелинейной системе показатель преломления зависит от интенсивности света, а пики пропускания интерферометра Фабри – Перо определяются условием интерференции волн. Вместе с тем оптическая длина пути, проходимого лучами, зависит от показателя преломления среды. Таким образом, увеличивая интенсивность на входе, интенсивность света внутри нелинейной системы I_{in} растет нелинейно за счет обратной связи, что приводит к существенному изменению показателя преломления. В связи с тем, что пики пропускания интерферометра узкие и в среде накопилось достаточное количество энергии, система переходит из точки 1 на графике зависимости

пропускания системы от интенсивности света внутри нелинейной системы I_{in} сразу в точку 2 (см. рисунок 4.5). Соответственно выходная интенсивность резко увеличится и перейдет из точки 1 в точку 2 (см. зависимость интенсивности света I_T на выходе интерферометра Фабри – Перо, заполненного средой с нелинейным показателем преломления, от входной интенсивности I_0).

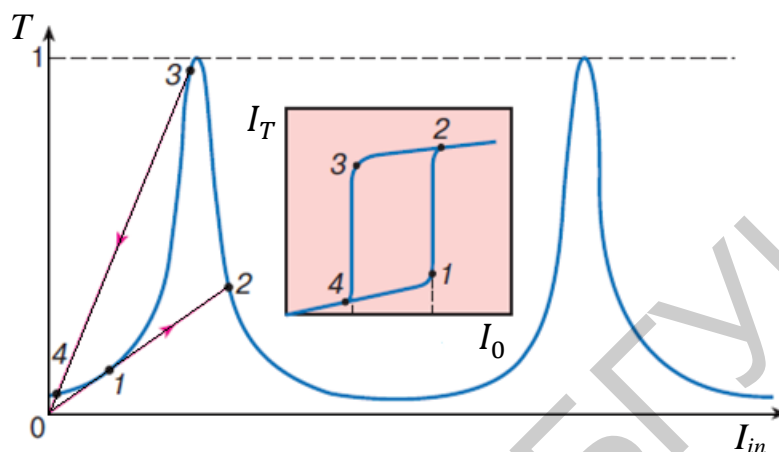


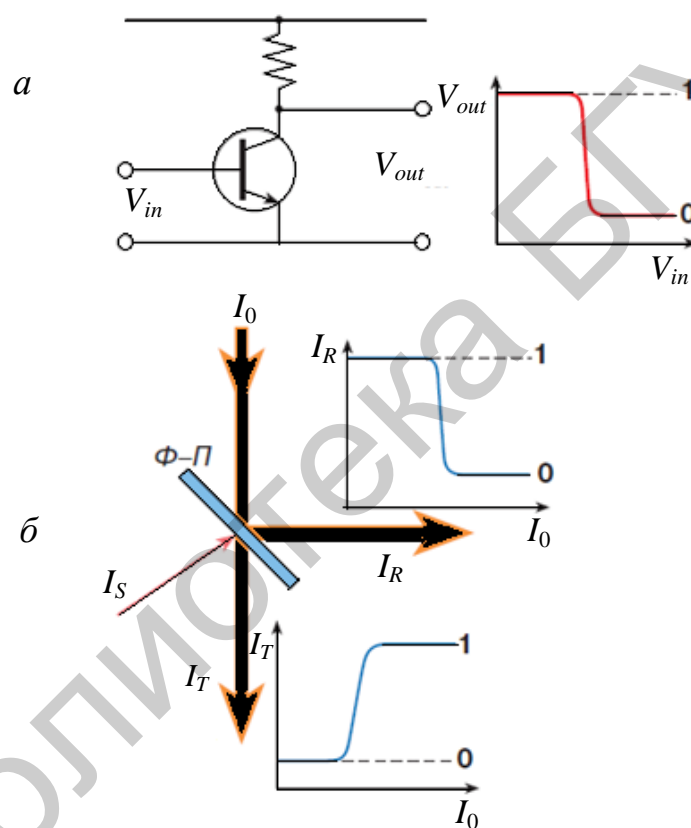
Рисунок 4.5 – Зависимость пропускания системы от интенсивности света внутри нелинейной системы I_{in} и зависимость интенсивности света I_T на выходе интерферометра Фабри – Перо, заполненного средой с нелинейным показателем преломления, от входной интенсивности I_0

При уменьшении интенсивности входного излучения интенсивность света внутри нелинейной системы I_{in} будет оставаться какое-то время на высоком уровне за счет накопленной ранее энергии. Только в точке 3 произойдет резкое изменение: пропускание интерферометра и соответственно система перейдет из точки 3 в точку 4, что соответствует резкому падению интенсивности (см. зависимость интенсивности света I_T на выходе интерферометра Фабри – Перо, заполненного средой с нелинейным показателем преломления, от входной интенсивности I_0).

В примере была представлена дисперсионная бистабильная система, т. е. когда от интенсивности в системе зависит показатель преломления. Если от интенсивности в системе зависит коэффициент поглощения, то бистабильность является абсорбционной. В собственно бистабильной системе зависимость ее характеристик от интенсивности есть результат непосредственного взаимодействия излучения с веществом. Существуют гибридные бистабильности, в которых зависимости характеристик среды формируются электрическим сигналом, снимаемым с детектора прошедшего светового

потока и прикладываемого к внутрирезонаторной фазовой пластинке. Например, при использовании эффекта Керра фазовая пластинка под воздействием электрического поля меняет фазу прошедшей волны.

Таким образом, осуществляется управление светом с помощью света. Оптический транзистор, в основе действия которого лежит нелинейное изменение показателя преломления и соответственно фазы в системе с обратной связью, называется также трансфазором. Нелинейный эталон Фабри – Перо, в котором сигнал (пробный луч) интенсивностью I_S направлен под углом к мощному опорному лучу, является аналогом электронного транзистора, применяемого для осуществления логических операций (рисунок 4.6).



0 и 1 – логический нуль и логическая единица;

Φ – П – резонатор Фабри – Перо, заполненный нелинейной средой;

V – напряжение; I_R – интенсивность отраженного света

Рисунок 4.6 – Схема электронного (а) транзистора и оптического (б) транзистора (трансфазора), используемых в качестве переключателей

Аналогично тому, как проводимость транзистора и напряжение на выходе меняются при изменении напряжения на его базе, пропускание и отражение

резонатора Фабри – Перо, заполненного нелинейной средой, может изменяться скачком при подаче светового сигнала интенсивностью I_S на его вход.

4.4 История оптического компьютера

Возможность параллельной (одновременной) обработки множества данных можно назвать классической отличительной чертой оптического компьютера. Этот принцип впервые был предложен в 1975 г. в Стэнфордском университете (США) и лег в основу многих оптических информационных устройств, разработанных впоследствии.

В 80-е годы прошлого века интенсивно работали над созданием полностью оптических компьютеров нового поколения. Значительные усилия, направленные на создание оптического компьютера, привели к определенным успехам. Так, в 1990 г. в лаборатории американской фирмы *Bell* был создан макет цифрового оптического устройства (рисунок 4.7). С его помощью была продемонстрирована возможность выполнения цифровых и логических операций с высокими параметрами быстродействия. Основу процессора разработанного оптического компьютера составляли двухмерные матрицы бистабильных элементов (размерностью 4×8) на основе квантоворазмерных полупроводниковых структур, обладающих нелинейными электрооптическими свойствами (*self-electro-optic-effect devices* – *SEED*). *SEED* был разработан в 1986 г. и представляет собой *PIN*-фотодиод (диод со структурой *p-n* перехода, в центре которого находится слаболегированная область) из *GaAlAs* *p*-области и *n*-области, слаболегированная *i*-область состоит из 100 чередующихся слоев *GaAs* и *GaAlAs* толщиной по 95 нм, образуя структуру множественных квантовых ям. В элементе *SEED* обратная связь осуществляется за счет приложения электрического поля к квантоворазмерной структуре, причем само поле возникает при прохождении через структуру светового излучения. Нелинейное пропускание элемента *SEED* связано с уменьшением экситонного поглощения вследствие смещения пика экситонного поглощения из-за квантового эффекта Штарка. *SEED* обладает двумя стабильными состояниями при заданном уровне мощности падающего излучения, включение которых определяется предысторией ранее проводившейся засветки и является оптическим бистабильным устройством.

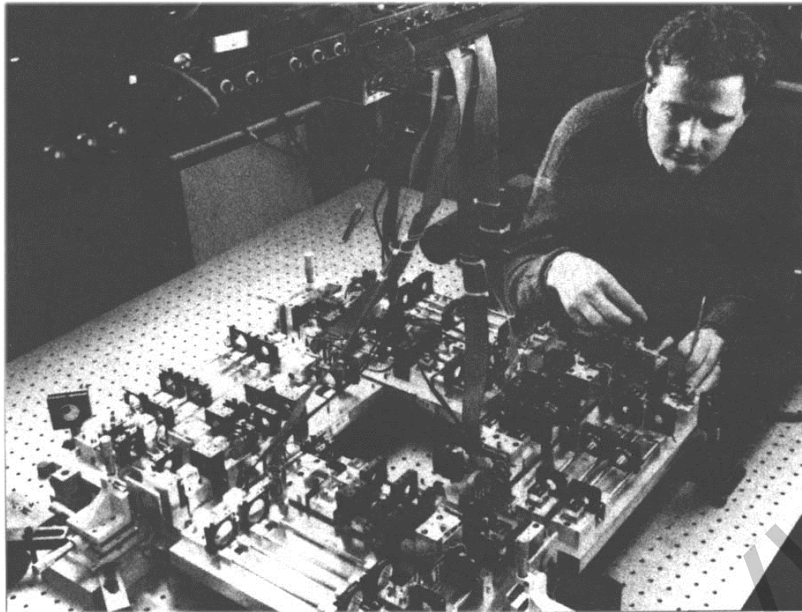


Рисунок 4.7 – Макет цифрового оптического устройства фирмы *Bell* [7, 8]

В симметричном *SEED* (*S-SEED*), состоящем из двух *PIN*-фотодиодов, которые включены последовательно в питающую цепь, при освещении одного из диодов в цепи возникал ток, который вызывал падение напряжения на структуре сверхрешетки и приводил к увеличению пропускания света через вторую структуру. Таким образом, возникала положительная обратная связь, и совокупность этих элементов могла образовать логические ячейки «или – не», «или – и» и т. д.

Первый оптический компьютер состоял из четырех каскадов и располагался на оптической плите размером 1 м^2 . Параметры системы были следующие: разрядность – 32 бита (массив 4×8); логика – бинарная; тактовая частота – 1,1 МГц; число переключений в секунду – 40 Мбит/с. Одним из достижений данного процессора была величина энергии на одно переключение, которое составляла 20 фДж и была на шесть порядков меньше величины энергии переключения в электронных компьютерах того времени.

Второе поколение оптических цифровых компьютеров представлено компьютером *DOC-II* (*digital optical computer*), разработанного в научно-исследовательской фирме США *Opticomp Corporation* в 1991 г. (рисунок 4.8).

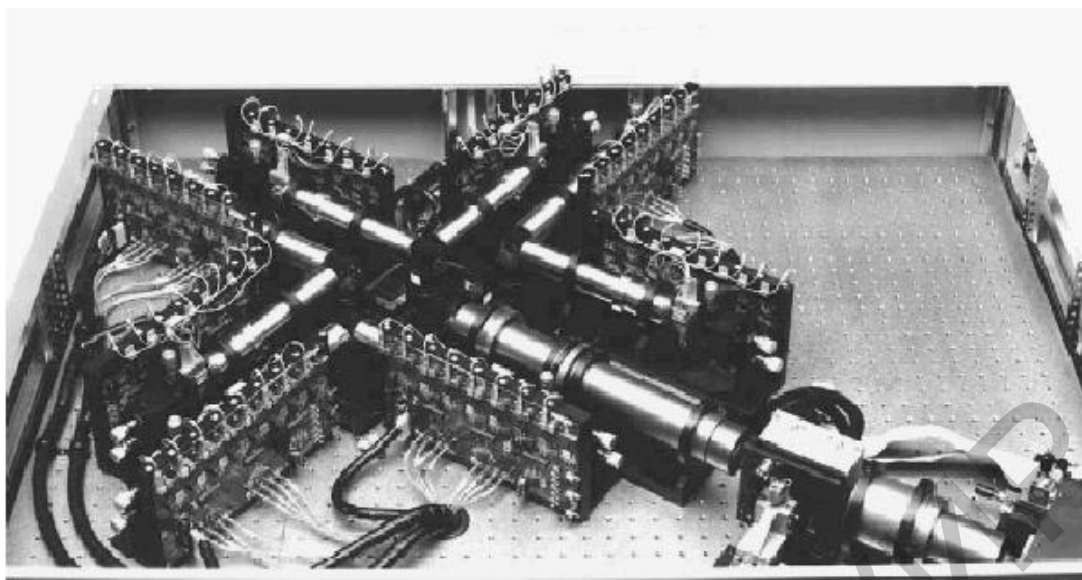


Рисунок 4.8 – Оптический компьютер *DOC-II* [7, 9]

В *DOC-II* использован принцип векторно-матричного умножения. В данном устройстве входной поток данных образовывался излучением линейки 64 независимо модулируемых полупроводниковых лазеров. Свет от каждого лазера линейки отображался на одну строчку матричного пространственного модулятора света с размером 64×128 элементов. Отдельный элемент матрицы представлял собой акустооптическую брэгговскую ячейку на основе полупроводника GaP. Свет, выходящий из рядов пространственного модулятора, попадал на линейку из 128 лавинных фотодиодов.

DOC-II имел 8192 ($64 \times 128 = 8192$) межсоединений и работал на частоте передачи данных 100 Мбит/с, что соответствовало $0,8192 \times 10^{12}$ переключений в секунду. Энергия на одно переключение составляла 7,15 фДж ($\sim 30\,000$ фотонов). Для иллюстрации быстродействия представим, что нужно найти какое-то слово в тексте. Оптический компьютер *DOC-II* просматривает за одну секунду 80 000 страниц обычного ASCII-текста.

В октябре 2003 г. компанией *Lenslet* был представлен первый коммерческий оптический компьютер (процессор) *Enlight256* (рисунок 4.9).

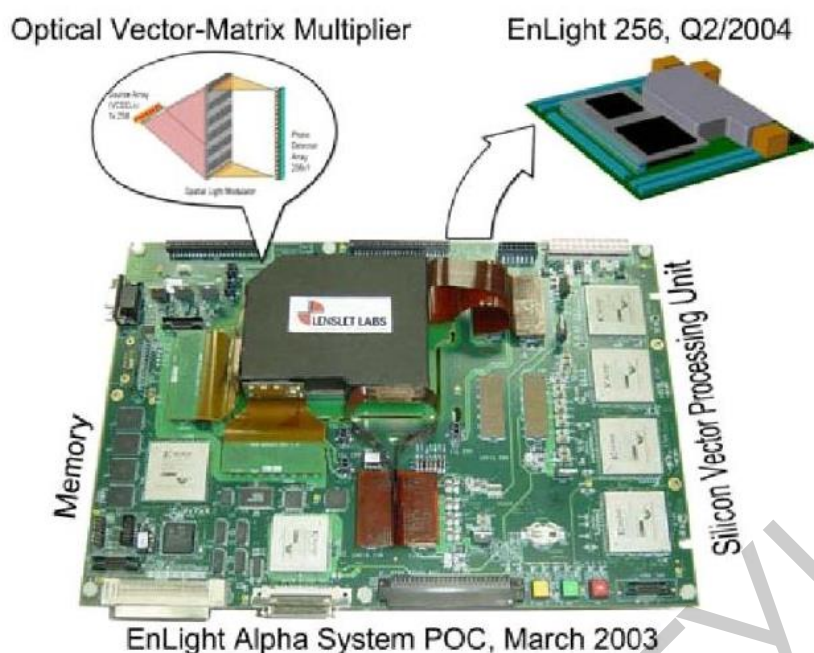


Рисунок 4.9 – Внешний вид процессора *Enlight256*

Оптический процессор *Enlight256* по принципу действия является аналоговым оптическим вычислительным устройством и аппаратно представляет собой развитую гибридную цифроаналоговую систему, содержащую как оптические, так и компьютерные узлы. Внутри вычислительного ядра *Enlight256* находится параллельная счетная машина со специализированной архитектурой, оптимальной для выполнения задачи умножения матрицы на вектор, – каноническая операция в вычислительной математике, основной типовой «кирпичик», из множества которых можно организовать сколь угодно сложные вычисления. За один такт длительностью 8 нс процессор *Enlight256* способен перемножить вектор из 256 элементов на матрицу размерностью 256×256 . Производительность процессора *Enlight256* составляет $8 \cdot 10^{12}$ операций в секунду: за один такт (8 нс) процессор умножает 256-байтный вектор на 256×256 -байтную матрицу.

Ядро процессора *Enlight256* – оптическое, а входная и выходная информация представляется в электронном виде. Ядро процессора состоит из трех основных элементов:

а) линейки из 256 полупроводниковых *VCSEL*-лазеров, которые представляются как вектор, состоящий из 256 элементов, и являются одним из «регистров» оптического арифметического логического устройства, каждый

элемент которого – это число разрядностью 8 бит. Этот элемент переводит электрическую информацию в оптическую;

б) управляющее световым потоком интегрально-оптическое устройство на основе GaAs/GaAlAs полупроводниковых структур с квантовыми ямами, состоящего из матрицы 256×256 пространственных модуляторов, работающих на отражение. Это устройство является управляемой оптической матрицей;

в) линейки из 256 фотоприемников излучения, которые интегрированы в массив аналогово-светового преобразования.

Программирование оптического цифрового сигнального процессора заключается в изменении значений пропускания ячеек пространственного модулятора. Загрузка приложения (или данных внутри отдельного приложения) осуществляется путем замены значений матрицы в пространственном модуляторе.

Enlight256 уже сейчас используется для задач, требующих высокой производительности, в частности, один процессор такого типа способен в реальном времени обрабатывать до 15 видеоканалов стандарта *HDTV*, может использоваться для распознавания голоса, человеческих лиц, обработки изображений и т. д. *Enlight256* идеально подходит для применения в военных радарх высокого разрешения, т. к. способен обрабатывать данные от массивов антенн. Кроме того, размеры *Enlight256* ($15 \times 15 \times 7$ см³) позволяют размещать его на транспортных средствах.

Принципиальным недостатком макетов первых оптических компьютеров являлась неинтегрируемость их отдельных компонентов. В настоящее время существуют оптоэлектронные вычислительные устройства, полностью оптический компьютер еще не разработан.

4.5 Нейрокомпьютеры

Не слишком быстрое продвижение в построении оптических процессоров заставило разработчиков искать другие архитектуры, отличные от архитектуры фон Неймана, параллельные. Если уж электронные системы с массовым параллелизмом потеснили суперкомпьютеры со сверхмощным, но одним центральным процессором, то что говорить об оптических компьютерах, где распараллеливание можно осуществлять эффективно и разнообразными способами. Возникло убеждение, что не стоит заставлять оптические системы делать то, что они делают с таким трудом, т. е. обрабатывать сложные алгоритмы. Оптике лучше даются плохоформализуемые, «интуитивные»

операции. Оптическая элементная база прекрасно сочетается с архитектурами искусственных нейронных сетей, которые способны к обучению и самообучению.

Нейронные сети возникли из исследований в области искусственного интеллекта, а именно, из попыток воспроизвести способность биологических нервных систем обучаться и исправлять ошибки. Такие системы основывались на высокоуровневом моделировании процесса мышления на обычных компьютерах (в частности, на представлении, что процесс нашего мышления построен на манипуляциях с символами). Скоро стало ясно, чтобы создать искусственный интеллект, необходимо построить систему с похожей на естественную архитектурой, т. е. перейти от программной реализации процесса мышления к аппаратной, связанной с созданием нейрокомпьютеров в виде нейроподобных структур (нейросетей) электронно-аналогового, оптоэлектронного и оптического типов. Для нейрокомпьютеров разрабатываются специальные сверхбольшие интегральные схемы (нейрочипы). В 1988 г. фирма *Havard* изготовила сверхбольшую интегральную схему на 256 аналоговых элементах, включающую 25 тыс. транзисторов, 100 тыс. резисторов.

Основу нейросетей составляют относительно простые, в большинстве случаев – однотипные, элементы (ячейки), имитирующие работу нейронов мозга – искусственные нейроны. Нейрон обладает группой синапсов – однонаправленных входных связей, соединенных с выходами других нейронов, а также имеет аксон – выходную связь данного нейрона, с которой сигнал (возбуждения или торможения) поступает на синапсы следующих нейронов. Каждый синапс характеризуется величиной синаптической связи или ее весом W_i , который по физическому смыслу эквивалентен электрической проводимости в электрических связях. Каждый нейрон характеризуется своим текущим состоянием по аналогии с нервными клетками головного мозга, которые могут быть возбуждены или заторможены (рисунок 4.10).

Текущее состояние нейрона определяется, как взвешенная сумма его входов:

$$s = \sum_{i=1}^n X_i \cdot W_i . \quad (4.1)$$

Выход нейрона есть функция его состояния $y = F(S)$.

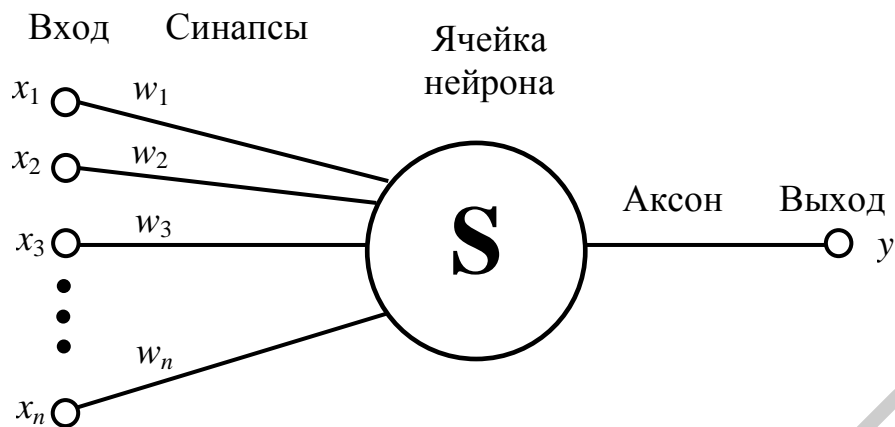


Рисунок 4.10 – Математическая модель нейрона

Практически всегда множество искусственных нейронов в искусственной нейронной сети поделено на подмножества, которые называют слоями или плоскостями. Теоретически число слоев и число нейронов в каждом слое может быть произвольным, однако фактически оно ограничено ресурсами компьютера в случае программной реализации или возможностями специализированных микросхем, на которых обычно реализуются нейронные сети. Чем сложнее нейронная сеть, тем масштабнее задачи, подвластные ей.

Для решения отдельных типов задач уже существуют оптимальные на сегодняшний день конфигурации нейронных сетей. Если же задача не может быть сведена ни к одному из известных типов, разработчику приходится решать сложную проблему синтеза новой конфигурации. При этом он руководствуется несколькими основополагающими принципами: возможности сети возрастают с увеличением числа ячеек сети, плотности связей между ними и числом выделенных слоев.

Одной из важных особенностей нейронной сети является возможность к обучению, которое может вестись с учителем или без него. В первом случае сети предъявляются значения как входных, так и желательных выходных сигналов, и она по некоторому внутреннему алгоритму подстраивает веса своих синаптических связей. Усиливаются веса синаптических связей, приводящих к желательному выходному сигналу. Во втором случае выходы нейросети формируются самостоятельно, а веса изменяются по алгоритму, учитывающему только входные и производные от них сигналы.

Существует великое множество различных алгоритмов обучения, которые делятся на два больших класса: детерминированные и стохастические. В первом из них подстройка весов представляет собой жесткую последовательность действий, во втором – она производится на основе действий, подчиняющихся некоторому случайному процессу.

После обучения на достаточно большом количестве примеров можно использовать обученную сеть для прогнозирования, предъявляя ей новые входные значения. Это важнейшее достоинство нейрокомпьютера, позволяющее ему решать интеллектуальные задачи, накапливая опыт. Кроме того, данная особенность нейрокомпьютера позволяет ему усваивать не только формальную логику, но и путем «самоорганизации» (без программирования) воспроизводить подсознательную интуитивную мыслительную деятельность человека, в том числе при распознавании образов и даже при решении творческих задач.

Человеческий мозг (совокупность нейронов) по сравнению с современным компьютером работает невероятно медленно. Нервные импульсы движутся со скоростью всего лишь около 100 м/с. Но мозг более чем компенсирует этот недостаток, поскольку огромное число процессов в нем происходят параллельно. Это означает, что в нем одновременно работает 100 млрд нейронов, каждый из которых производит крохотную часть «вычисления», и каждый нейрон при этом связан с 10 000 других нейронов. И этот сверхмедленный параллельный процессор в неформализуемых задачах распознавания изображения легко опережает современный компьютер.

Нейронный компьютер обладает еще одним перспективным свойством, связанным с его основой, – нейронной сетью. Похожими свойствами обладает глобальная сеть Интернет. Если убрать из центрального процессора цифрового компьютера один-единственный транзистор, компьютер перестанет работать. Если в глобальной сети Интернет выключить один компьютер – сеть не перестает работать. Также и с нейронной сетью – потеря одного синапсиса заменяется работой нескольких других.

Несмотря на то что архитектура нейронных компьютеров отличается от архитектуры фон Неймана, логика работы нейронов строится на булевой алгебре, т. к. нейрон может находиться в возбужденном или заторможенном состоянии (1 или 0).

4.6 Принцип квантовых вычислений

Идея квантовых вычислений была впервые высказана советским математиком Ю. И. Маниным в 1980 г. Активное обсуждение этой идеи началось после опубликования в 1982 г. статьи американского физика-теоретика, нобелевского лауреата Р. Фейнмана.

Суть квантовых вычислений состоит в следующем. Единица измерения объема информации в классической вычислительной технике – бит. Каждый бит информации в двоичной системе счисления может принимать одно из двух определенных значений – 1 или 0 или находится в одном из двух базисных состояний. За единицу измерения информации в квантовых компьютерах принят кубит, или квантовый бит (*qubit*, *Quantum Bit*). Кубитом принято также называть элементарную ячейку квантового компьютера. Кубит в каждый момент находится одновременно во всех базисных состояниях, при этом в каждом состоянии – со своей комплексной амплитудой. Такое квантовое состояние называется квантовой суперпозицией базисных состояний. Это означает, что кубит в определенный момент времени с некоторой вероятностью равен и 0, и 1. Квантовое состояние может изменяться вследствие операций или в результате измерения.

Для квантовых компьютеров можно ввести подобно классическим компьютерам элементарные логические операции: дизъюнкцию, конъюнкцию, квантовое отрицание. Эти функции – логическая основа работы квантового компьютера. Квантовые вентили аналогичны соответствующим классическим вентилям, но в отличие от классических они способны совершать унитарные операции над суперпозициями состояний. Выполнение унитарных логических операций над элементами в квантовых компьютерах предполагается осуществлять с помощью соответствующих внешних воздействий, которыми управляют классические компьютеры. Р. Фейнман предложил и первую схему квантового компьютера (рисунок 4.11).

Перейдем к системе из двух кубитов. Измерение каждого из них может дать 0 или 1. Поэтому у системы есть четыре классических состояния: 00, 01, 10 и 11. В общем случае у системы из L -кубитов имеется 2^L классических состояний (00000...(L-нулей), ...00001(L-цифр), ..., 11111...(L-единиц)), каждое из которых может быть измерено с вероятностями 0–100 %. Квантовая система дает результат, только с некоторой вероятностью являющийся правильным. Но за счет увеличения операций в алгоритме можно сколь угодно приблизить вероятность получения правильного результата к единице.

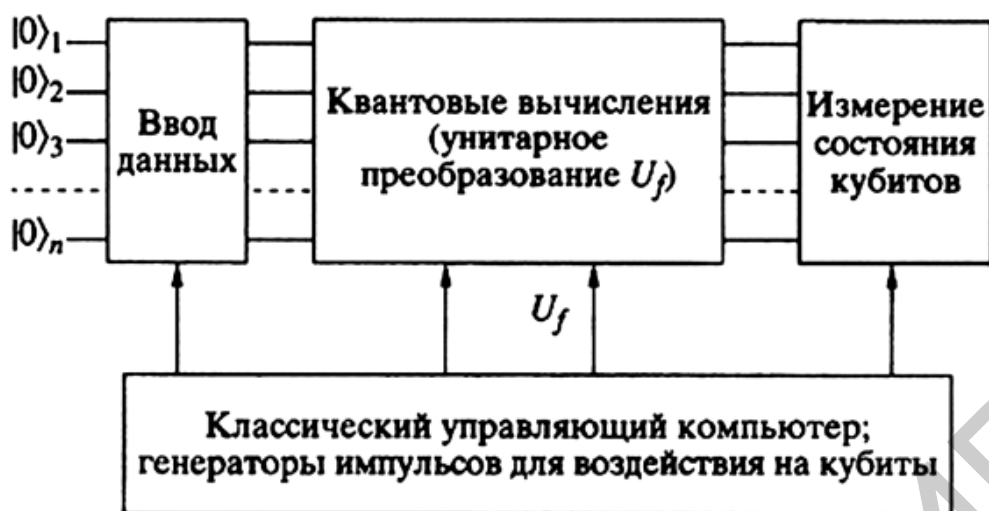


Рисунок 4.11 – Схема квантового компьютера

Таким образом, одна операция над группой кубитов затрагивает все значения, которые она может принимать, в отличие от классического бита. Это и обеспечивает беспрецедентный параллелизм вычислений, в чем и заключается одно из главных преимуществ квантового компьютера. Теоретически схема с кубитами может работать намного (в экспоненциальное число раз) быстрее классической с битами.

Идеи Р. Фейнмана были интересны, но в те годы они не вызвали особого резонанса в научной среде. Ситуация коренным образом изменилась в 1994 г., когда П. Шор показал, что квантовый алгоритм способен свести задачу факторизации (разложения целого числа на простые множители) к полиномиальному классу сложности, в то время как обычный алгоритм экспоненциально зависит от входных данных. А это уже имеет прямое отношение к популярным системам шифрования *RSA*. П. Шор показал, что если классический компьютер для нахождения множителей числа из 1000 двоичных знаков должен сделать 2 в степени 1000 операций ($1,07e+301$), то квантовому компьютеру для этого понадобится всего 1000 в степени 3 операций (для обычного компьютера, выполняющему 10¹⁰ операций в секунду, это составит меньше одной секунды).

Результат, полученный П. Шором, с практической точки зрения означает, что квантовый компьютер способен за реальное время «взломать» шифры, используемые, например, в банковской сфере. Там как раз широко применяется криптосистема, основанная на невозможности разложения достаточно

большого числа на простые множители за приемлемое для обычных компьютеров время.

В настоящее время квантовых компьютеров не существует, однако следует отметить следующие основные технологии для создания квантового компьютера:

а) твердотельные квантовые точки на полупроводниках, где в качестве логических кубитов используются либо зарядовые состояния (нахождение или отсутствие электрона в определенной точке), либо направление электронного и/или ядерного спина в данной квантовой точке. Управление осуществляется через внешние потенциалы или лазерным импульсом;

б) сверхпроводящие элементы (джозефсоновские переходы – явление протекания сверхпроводящего тока через тонкий слой диэлектрика, разделяющий два сверхпроводника, скивды и др.). В качестве логических кубитов используется присутствие/отсутствие куперовской пары в определенной пространственной области. Управление осуществляется внешним потенциалом или магнитным потоком;

в) ионы в вакуумных ловушках Пауля (или атомы в оптических ловушках). В качестве логических кубитов используется основное или возбужденное состояние внешнего электрона в ионе. Управление осуществляется посредством классических лазерных импульсов вдоль оси ловушки или направленных на индивидуальные ионы с колебательными модами ионного ансамбля;

г) смешанные технологии, которые используются для приготовления запутанных состояний фотонов для управления атомными ансамблями или в качестве элементов управления классическими вычислительными сетями.

По состоянию на начало 2010-х годов построены только ограниченные варианты квантовых компьютеров (самые большие сконструированные квантовые регистры имеют немногим более десятка связанных кубит). Вопрос о том, до какой степени возможно масштабирование такого устройства, является предметом новой интенсивно развивающейся области – многочастичной квантовой механики. Все дело в том, что для работы квантового компьютера кубиты должны находиться в «когерентном» состоянии друг с другом, которое нарушается от наимельчайших внешних помех. Поэтому проблема нарушения когерентности – самый серьезный барьер на пути создания квантовых компьютеров.

Список использованных источников

- 1 Валиев, К. А. От квантов к квантовым компьютерам / К. А. Валиев, А. А. Кокин // *Природа*. – 2002. – №12. – С. 28–34.
- 2 Гиббс, Х. Оптическая бистабильность. Управление светом с помощью света / Х. Гиббс ; пер. с англ. С. П. Апанасевич, Ф. В. Карпушко ; под ред. В. Ф. Карпушко. – М. : Мир – 1988. – 520 с.
- 3 Днепровский, В. С. Оптическая бистабильность и проблема создания оптического транзистора / В. С. Днепровский // *Соросовский образовательный журнал*. – 1999. – №11. – С. 103–109.
- 4 Доронин, С. И. Квантовая магия / С. И. Доронин. – СПб. : Весь, 2007. – 162 с.
- 5 Каку, М. Физика будущего / М. Каку. – М. : Альпина нонфикшн, 2012. – 278 с.
- 6 Ланина, Э. П. История развития вычислительной техники / Э. П. Ланина. – Иркутск : ИрГТУ, 2001. – 166 с.
- 7 Оптические процессоры: достижения и новые идеи / П. А. Белов [и др.] // Ассоциация молодых ученых «Оптика XXI век». – СПб. : СПбГУ ИТМО, 2006. – С. 6–31.
- 8 Carts, Y. A. Optical computing nears reality / Y. A. Carts // *Laser Focus World*. – 1990. – №26. – P. 53–54.
- 9 Digital optical computer II: performance specifications / P. S. Guilfoyle [etc.] // *Optical Computing Technical Digest*. – 1991. – V. 6. – P. 203–206.
- 10 EnLight256 [Электронный ресурс]. – 2003. – Режим доступа : http://alag3.mfa.kfki.hu/dcsabas/hardware/images/EnLight256_White_Paper.pdf.
- 11 14-Qubit Entanglement: Creation and Coherence / Thomas Monz [etc.] // *Phys. Rev. Lett.* – 2011. – №106. – P. 130506–130600.
- 12 Zyga, L. New largest number factored on a quantum device is 56, 153 / L. Zyga // *Phys.org*. – 2014. – №28 [Электронный ресурс]. – 2014. – Режим доступа : <https://phys.org/news/2014-11-largest-factored-quantum-device.html>.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Актуальность и важность оптических методов и устройств обработки информации связана с перспективностью их использования в информационных технологиях, интегрируемостью с электронной базой и все большей востребованностью в различных сферах.

Теоретические основы оптики и ее применение изложены в значительном количестве монографий, учебников, учебных пособий. Также хорошо освещены различные аспекты оптических методов и устройств обработки и передачи информации: существует масса литературы по оптоэлектронике, волоконно-оптическим линиям связи, классическим методам обработки информации, основанных на Фурье-преобразовании и т. д. Вместе с тем отсутствует учебное пособие, объединяющее все представленные вопросы в обобщенном виде. Оптические методы, особенно в части оптических и квантовых вычислений, описываются с помощью достаточно сложного математического аппарата, что подразумевает серьезную теоретическую подготовку специалистов естественнонаучного профиля. Вместе с тем в связи с распространенностью оптических элементов при обработке информации инженерам в настоящее время необходимо понимание основ оптических методов и устройств обработки информации.

Данное учебное пособие в отличие от других монографий, учебников и пособий содержит основные сведения по всем вопросам оптической обработки информации, включая методы и системы записи, передачи и обработки данных. В нем также представлены перспективные направления развития оптических и квантовых вычислений. Учитывая доступный уровень изложения материала и отсутствие сложного математического аппарата, данное учебное пособие будет полезным для студентов технических специальностей.

Учебное издание

Михневич Светлана Юрьевна

**ОПТИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ И УСТРОЙСТВА
ОБРАБОТКИ ИНФОРМАЦИИ**

УЧЕБНОЕ ПОСОБИЕ

Редактор *Е. С. Чайковская*

Корректор *Е. Н. Батурчик*

Компьютерная правка, оригинал-макет *А. А. Луцикова*

Подписано в печать 17.05.2017. Формат 60×84 1/16. Бумага офсетная. Гарнитура «Таймс».
Отпечатано на ризографе. Усл. печ. л. 8,25. Уч.-изд. л. 8,2. Тираж 80 экз. Заказ 49.

Издатель и полиграфическое исполнение: учреждение образования
«Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники».

Свидетельство о государственной регистрации издателя, изготовителя,
распространителя печатных изданий №1/238 от 24.03.2014,
№2/113 от 07.04.2014, №3/615 от 07.04.2014.

ЛП №02330/264 от 14.04.2014.

220013, Минск, П. Бровки, 6