

Ю.В.Байбородин

# ОСНОВЫ ЛАЗЕРНОЙ ТЕХНИКИ

2-е ИЗДАНИЕ  
ПЕРЕРАБОТАННОЕ  
И ДОПОЛНЕННОЕ

Допущено Министерством  
высшего и среднего  
специального образования  
УССР в качестве учебника  
для студентов высших  
технических учебных заведений

КИЕВ  
ГОЛОВНОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО  
ИЗДАТЕЛЬСКОГО ОБЪЕДИНЕНИЯ «ВЫЩА ШКОЛА»  
1988

о-  
я  
й-  
е  
ль  
ы  
ль  
ю  
й,  
ов  
е-  
т-  
н-  
а»

и-  
о-  
в.  
а-  
е  
ю  
к-  
а-  
с-

о-  
ий  
ие  
их  
в  
р-

гы  
и,  
м-  
д-  
ия

ББК 32.86я73

Б18

УДК 621.375.8 (075.8)

**Рецензенты:**

кафедра оптико-электронных приборов Московского высшего технического училища им. Н. Э. Баумана (зав. кафедрой проф., д-р техн. наук Л. П. Лазарев); проф., д-р техн. наук Л. З. Криксунов

Редакция литературы по информатике и автоматике  
Зав. редакцией Г. Ф. Трофимчук

**Байбородин Ю. В.**

**Б18** Основы лазерной техники.— 2-е изд., перераб. и доп.—  
К.: Выща шк. Головное изд-во, 1988.— 383 с.  
ISBN 5—11—000011—5.

В учебнике в сжатой форме излагаются основной математический аппарат формализма квантовой теории, вопросы когерентности, интерференции и поляризации вынужденного излучения. Рассматриваются принцип действия, характеристики и основные процессы в квантовых приборах. Приводятся методики инженерного расчета элементов схем и конструкции различных лазеров, усилителей и устройств управления лазерным излучением.

Помещен обширный материал по применению квантовых приборов в системах измерения углов, скоростей и расстояний, а также в голографии и лазерной интерферометрии, когерентной и интегральной оптике.

Для студентов высших технических учебных заведений.

**Б** 2403000000—012  
М211(04)—88 КУ—№3—149—1988

ББК 32.86я73

ISBN 5—11—000011—5

© Издательское объединение  
«Выща школа», 1981

© Издательское объединение  
«Выща школа», 1988,  
с изменениями

**ПРЕДИСЛОВИЕ**

Лазерная техника развивается стремительными темпами, которые, пожалуй, можно сравнить только с развитием ядерной энергетики. Хотя со времени создания первого твердотельного лазера импульсного действия прошло немногим больше двух десятилетий, лазерное излучение в приборах квантовой электроники все шире используется как носитель информации и инструмент физических исследований, а сами лазеры стали необходимым звеном схем и многочисленных конструкций. Роль квантовых приборов и систем в сфере народного хозяйства неуклонно возрастает.

В учебнике путем тщательного отбора фундаментальных понятий, описания принципов построения и характеристик квантовых приборов и систем с единых методологических позиций представлен процесс стремительного развития лазерной техники. Излагаемый материал соответствует программе курсов «Лазерные системы преобразования информации» и «Приборы квантовой электроники и лазерная техника» для высших технических учебных заведений.

Учебник состоит из трех разделов (основы теории лазерной техники, принципы действия и проектирования изделий квантовой электроники и применение лазерной техники в народном хозяйстве) и 17 глав. Порядок их размещения определяется требованиями логически правильного и сжатого изложения необходимого материала. Громоздкие выводы, нарушающие стройную гармонию изложения, включены либо в методики расчета, либо вынесены в лабораторный и курсовой практикумы. Чтобы подчеркнуть основную идею изложения, использованы сведения из истории научных открытий. Это поможет студентам успешнее овладеть основным материалом.

Примеры следует рассматривать как необходимые методические дополнения к основному материалу учебника, поскольку инженерный расчет, выполненный по предлагаемым методикам, закрепляет умение студентов применять теоретические знания к решению практических задач. Конкретные примеры разд. 1 и 2 рекомендуется использовать в лабораторном практикуме, методики расчетов из разд. 2 и 3 — в курсовом и дипломном проектировании.

Часть материала учебника написана в предположении, что студенты знакомы с элементами математического анализа, теории вероятности, линейных операторов и интегральных преобразований, сложением, умножением и диагонализацией квадратных матриц. Матричное представление, с одной стороны, дает простоту и изящность изложения

некоторых физических процессов и явлений и, с другой стороны, открывает возможность построения модели приборов и физических процессов и расчета их на цифровых ЭВМ. В остальном строгий математический подход заменен более простыми, но достаточно корректными рассуждениями.

В списке рекомендуемой литературы приведены те названия, которые с методической точки зрения наиболее интересны и полезны для специального изучения, хотя такой выбор, конечно, субъективен.

Курс «Основы лазерной техники» тесно связан с такими учебными дисциплинами, как физические основы электронной техники, электронные цепи и сигналы, электродинамика и техника СВЧ, приборы и микроэлектронные устройства СВЧ и т. д. Параллельно читаются курсы: «Оптоэлектроника», «Электронно-лучевые и фотоэлектронные приборы». Такая взаимосвязь учебных дисциплин способствует глубокому и прочному усвоению знаний приборов электронной техники, включая квантовые приборы и лазерные системы.

Во втором издании большое внимание уделено методическим вопросам курса — простоте и доступности изложения материала. Книга дополнена новыми главами о когерентных оптических процессорах и интегрально-оптических устройствах. В приложении помещен ряд часто встречающихся в инженерной практике физических констант, характеристик, нормативных и других сведений, которыми пользуются при проектировании лазерных приборов и систем.

## ОСНОВНЫЕ ОБОЗНАЧЕНИЯ

$A, \hat{A}$ — амплитуда, передаточное отношение, площадь, линейный оператор	ного поля, гамильтониан
$A_{nm}$ — вероятность спонтанного перехода	$I$ — интенсивность излучения, сила тока
$a$ — диаметр зеркала, температуропроводность	$k$ — постоянная Больцмана, коэффициент теплопроводности
$B_{nm}$ — коэффициент Эйнштейна	$K_y$ — коэффициент усиления квантового усилителя
$c$ — скорость света	$k_p(\lambda)$ — спектральный коэффициент рассеяния
$D_p$ — расстояние до рассеивающего слоя атмосферы	$L$ — длина резонатора, индуктивность
$d, d_k$ — диаметр стержня активной среды, внутренний диаметр газоразрядной трубки	$l$ — длина активного элемента
$d_{\text{л}}$ — внутренний диаметр колбы лампы накачки	$m^*, m, m_m$ — масса свободного электрона, масса, коэффициент (глубина) модуляции
$d_{\text{м.д.в}}$ — метеорологическая дальность видимости	$M$ — целое число фазовых циклов в общем сдвиге фаз
$d_{\bullet}$ — диаметр объектива приемной системы	$N_m$ — населенность $m$ -го уровня
$E$ — напряженность электрического поля	$N_o$ — общее число активных атомов в 1 см <sup>3</sup> вещества
$E_n, E_m$ — уровни энергии	$N_{\Phi}$ — число Френеля
$E_{\text{вых}}$ — выходная энергия вынужденного излучения	$\Delta N$ — инверсия населенностей
$F_p$ — разностная частота биеений кольцевого лазера	$n$ — показатель преломления среды
$F_{\text{п}}$ — частота «подставки» (смещение)	$P_{\text{вых}}$ — выходная мощность
$f_{\Gamma}, f_m$ — частота генерации лазерных импульсов, частота модуляции	$P_{\text{пр}}$ — мощность сигнала, принятая приемником
$f_{\text{п}}$ — частота переключения «подставки»	$p$ — давление газовой смеси, импульс
$\Delta f$ — полоса пропускания приемного тракта	$Q$ — добротность резонатора
$G(v), G_{\text{max}}, G_0$ — коэффициенты квантового усиления активной среды, на резонансной частоте $\nu_0$ и за один проход излучения в резонаторе	$R, R(z)$ — радиус, радиус кривизны поверхности постоянной фазы
$g_n, g_m$ — кратность вырождения энергетических уровней	$r, r_1, r_2$ — усредненный коэффициент и коэффициенты отражения зеркал резонатора
$H, \hat{H}(p, q, t)$ — напряженность магнит-	$S$ — площадь поперечного сечения кристалла активной среды, площадь кольцевого резонатора

$S(\nu)$  — спектральная плотность  
 $T, T(d, t)$  — абсолютная температура, температурное поле  
 $T_{\text{изм}}$  — интервал измерения  
 $U_z, U_{\lambda/2}$  — напряжение, приложенное к кристаллу; полуволновое напряжение  
 $V$  — скорость распространения света в среде, постоянная Верде  
 $W_{nt}, W(z)$  — вероятность вынужденного перехода, радиус сечения гауссова пучка  
 $\alpha(\lambda)$  — спектральный коэффициент поглощения активной среды  
 $\beta_{\Sigma}, \beta_{\text{дис}}, \beta_{\text{диф}}$  — потери излучения суммарные, диссипативные, дифракционные  
 $\gamma$  — расходимость излучения  
 $\varepsilon_{\lambda}$  — чувствительность фотоприемника  
 $\eta_{\text{эф}}$  — квантовая эффективность  
 $\eta_{\text{т.л}}$  — к. п. д. твердотельного лазера  
 $\Lambda$  — нормированная длина волны излучения, период интерференционной картины  
 $\lambda, \lambda_0$  — длина волны излучения; длина волны, соответствующая резонансной частоте излучения  
 $\delta\lambda$  — ширина спектральной линии по половинному уровню интенсивности  
 $\mu, \mu_N, \mu_{\text{э;д}}$  — магнитная проницаемость среды, концентрация носителей заряда, уровень Ферми для

электронов и дырок  
 $\nu_{nm}, \nu_0$  — частота квантового перехода, резонансная частота излучения  
 $\Delta\nu_N$  — ширина спектральной линии излучения  
 $\Delta\nu_p$  — ширина резонансной кривой резонатора  
 $\Delta\nu_y, \Delta\nu$  — полоса пропускания оптического квантового усилителя, расстояние между двумя соседними модами  
 $\rho(\lambda), \rho_{nt}$  — коэффициент отражения от объекта, матрица плотности  
 $\tau_{nt}$  — средняя продолжительность пребывания частиц на возбужденном уровне  
 $\sigma$  — среднее квадратическое отклонение  
 $\tau_n, \tau_i$  — длительность импульса излучения и импульса накачки  
 $\tau_a^D(\lambda)$  — коэффициент пропускания излучения в атмосфере  
 $\tau_{\lambda}$  — потери в зеркалах резонатора, коэффициент пропускания  
 $\tau_1, \tau_2$  — коэффициенты пропускания передающего и приемного каналов  
 $\Psi$  — функция состояния  
 $\psi$  — угол поворота плоскости поляризации  
 $2\Omega_{\text{эх}}$  — ширина области захвата  
 $\Omega(t)$  — угловая скорость вращения  
 $\omega$  — круговая частота излучения

## ВВЕДЕНИЕ

### В.1. Предмет, цели и роль лазерной техники в развитии народного хозяйства

К настоящему времени создано большое количество квантовых приборов и различных систем с лазерами, что требует поиска путей эффективного обучения проектированию изделий квантовой электроники. В XII пятилетке предусмотрены значительное развитие квантовой электроники и радиофизики, повышение технического уровня приборов и средств автоматизации на основе новейших достижений микро- и оптоэлектроники, а также лазерной техники\*.

**Квантовая электроника** — это современная область физики, изучающая взаимодействие электромагнитного излучения с электронами, входящими в состав атомов молекул твердых тел и создающая на основе этих исследований научные методы для разработки квантовых устройств различного назначения.

На основе квантовой электроники как науки быстро формируется лазерная техника, включающая в себя научные рекомендации и технические решения, при выполнении которых создаются разнообразные приборы квантовой электроники. Эти приборы генерируют электромагнитное излучение, усиливают и формируют его, а также преобразуют спектр лазерного излучения. Следует также упомянуть аппаратуру различного практического назначения, в которой в качестве источника излучения, задающего, преобразующего и отображающего информацию, используются лазеры.

Современным требованиям получения информации о свойствах возмущенной среды или проведения прецизионных измерений различных величин могут удовлетворять некоторые оптические методы, согласно которым пучок лазерного излучения можно рассматривать как оптический сигнал с определенными частотой, фазой, амплитудой, поляризацией и направлением распространения. При взаимодействии излучения со средой может изменяться любой из этих параметров. Например, поляризация определяется анизотропными свойствами, а фаза — геометрией и показателем преломления среды взаимодействия. Необходимо учитывать также высокую степень когерентности, монохроматичности и спектральной плотности энергии вынужденного излучения.

Несколько в стороне от данного научного направления находится *голография* — метод получения объемного изображения объекта, основанный на интерференции электромагнитных волн. Однако без

\* См.: Материалы XXVII съезда Коммунистической партии Советского Союза, — М., 1986, — С. 283, 287, 288.

когерентного излучения лазеров практическая направленность голографии вряд ли была возможной.

Границы квантовой электроники и лазерной техники определить очень трудно. Это характерно для всех быстро развивающихся наук. Тем не менее, сформулируем предмет лазерной техники, некоторые основы которого будут освещены в дальнейшем.

**Лазерная техника** — это совокупность научно обоснованных методов расчета, технических решений и средств, позволяющих оптимальным образом создавать схемы и конструкции квантовых приборов, основанных на использовании лазерного излучения.

Указанная область науки и техники молода, многогранна и перспективна. Собственно этим и объясняется название книги. Другое, не менее важное обстоятельство, определившее название и содержание книги, — это многочисленные технические приложения лазеров. Всестороннее обобщение этих приложений и потребовало издания учебника «Основы лазерной техники».

## В.2. Краткая историческая справка

В 1964 г. на церемонии вручения Нобелевской премии в Стокгольме акад. А. М. Прохоров сказал: «Квантовая электроника возникла в конце 1954 и начале 1955 г., фундаментом квантовой электроники следует считать явление индуцированного излучения, предсказанное А. Эйнштейном в 1917 г.».

Сущность этого явления заключается в том, что возбужденные атомы под воздействием внешнего излучения переходят в состояние с меньшей энергией, излучая при этом электромагнитные волны.

Однако только много лет спустя появилась мысль использовать это явление практически. В авторском свидетельстве СССР № 123209 от 18.06.51 г., выданном В. А. Фабриканту и его сотрудникам, записано: «Способ усиления электромагнитных излучений (ультрафиолетового, видимого, инфракрасного и радио диапазонов волн), отличающийся тем, что усиливаемое излучение пропускают через среду, в которой с помощью вспомогательного излучения или другим путем создают избыточную по сравнению с равновесной концентрацию атомов других частиц или их систем на верхних энергетических уровнях, соответствующих возбужденным состояниям». Эта формулировка практически охватывает все, что можно представить себе под термином «квантовое усиление».

Явление вынужденного излучения легло в основу современной квантовой электроники и лазерной техники. Несколько позднее (1953 г.) Дж. Вебером был предложен квантовый усилитель.

В 1956 г. Н. Бломберген теоретически разработал вопрос о парамагнитном твердотельном усилителе по схеме трех уровней, а в 1957 г. Г. Сковил построил такой усилитель. Однако все квантовые устройства, разработанные к 1960 г., охватывали СВЧ-диапазон радиоволн и назывались *мазерами*.

Первый молекулярный генератор (мазер) был разработан в 1954 г. в Физическом институте АН СССР им. П. Н. Лебедева в Москве

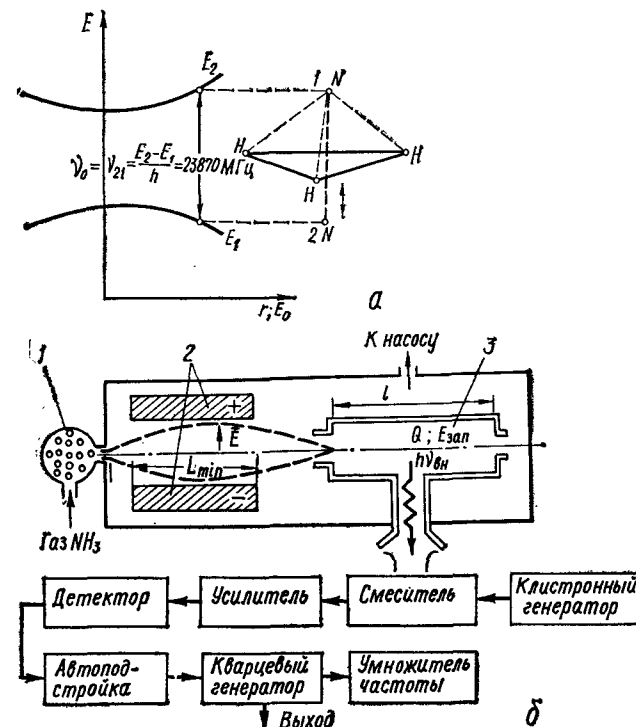


Рис. В.1. Эффект Штарка для молекул аммиака (а) и квантовый стандарт частоты (б)

Н. Г. Басовым, А. М. Прохоровым и одновременно и независимо Ч. Таунсом, Д. Гордоном и Х. Цайгером в Колумбийском университете в Нью-Йорке. Это событие официально принято считать началом становления квантовой электроники как науки.

Теория мазера была развита Н. Г. Басовым, А. М. Прохоровым и оказала значительное влияние на последующие работы в этой области [13]. Для описания физического процесса колебаний молекулы азота и флюктуации зарядов и их связи с комплексной восприимчивостью  $\chi$  и диэлектрической постоянной  $\epsilon$  ими предложено уравнение колебаний напряженности электрического поля  $E$  в резонаторе [29]

$$\frac{d^2 E}{dt^2} + \frac{\omega_0}{Q} \frac{dE}{dt} + \frac{\omega_0^2}{\epsilon} E = 0,$$

где  $\omega_0$  — круговая резонансная частота колебаний атома азота в молекуле аммиака ( $\text{NH}_3$ ) при наличии колебаний поля в резонаторе;  $Q$  — добротность резонатора.

Молекула  $\text{NH}_3$  представляет собой автоколебательную систему, стабильность колебаний которой обеспечивается процессом самонастройки частоты. Атом азота совершает колебания между положениями 1 и 2 через плоскость основания молекулы  $\text{NH}_3$ , в узлах которой расположены атомы водорода (рис. В.1, а). Эти колебания происходят со строго определенной частотой 23 870 МГц. Радиоволны поля резонатора этой же частоты, поглощаемые азотом, поддерживают эти колебания. Процесс

поглощения определяется нелинейной зависимостью частоты от параметра квантовой системы — диэлектрической проницаемости  $\epsilon = \epsilon_1(\omega, E, t) - j\epsilon_2(\omega, E, t)$ . Связь между диэлектрической проницаемостью, напряженностью электрического поля  $E$  и поляризацией  $P$  устанавливается уравнением  $\epsilon E = E + 4\pi P$ .

Активной средой аммиак был выбран не случайно. Радиоспектроскопическими исследованиями в спектре  $\text{NH}_3$  были обнаружены энергетические уровни (квантовые состояния), разность энергии между которыми  $E_2 - E_1$  лежит в области СВЧ-диапазона длин волн ( $\lambda = 1,26$  см), у которых наблюдается наибольшая мощность колебаний на частоте квантового перехода  $\nu_0 = 23\,870$  МГц.

Молекулы  $\text{NH}_3$ , выходя из источника 1 (рис. В.1, б), образуют направленный в сторону сортирующей системы (квадрупольного конденсатора 2) молекулярный пучок. Сортирующая система удаляет молекулы, имеющие нижнее энергетическое состояние  $E_1$ , оставляя и фокусируя в объемном резонаторе 3 молекулы, имеющие верхнее энергетическое состояние  $E_2$  (см. рис. В.1, а).

В сортирующей системе неоднородное электрическое поле  $E$  на оси равно нулю и увеличивается с расстоянием от оси. В результате молекулы  $\text{NH}_3$ , находящиеся на верхнем энергетическом уровне  $E_2$ , перемещаются по оси системы, а молекулы, находящиеся на нижнем энергетическом уровне  $E_1$ , рассеиваются.

Инвертированные уровни  $E_2$  и  $E_1$  соответствуют двум противоположным ориентациям дипольного момента молекулы  $\text{NH}_3$ . Во внешнем электрическом поле  $E$  сортирующей системы происходит физический эффект Штарка (1913 г.), заключающийся в смещении и расщеплении энергетического уровня на подуровни под воздействием электрического поля. Векторы дипольных моментов молекул на верхнем уровне энергии  $E_2$  будут направлены против поля  $E$  и энергия уровня увеличится пропорционально напряженности поля  $E$ . Энергия нижнего уровня  $E_1$  уменьшится на столько же из-за ориентации моментов соответствующих молекул по направлению поля.

Отсортированные молекулы пролетают объемный резонатор. Часть из них за время пролета совершает акт вынужденного излучения на частоте квантового перехода  $\nu_0 = 23\,870$  МГц и этим усиливает электромагнитное поле внутри резонатора. Следующие, влетающие в резонатор новые порции молекул взаимодействуют уже с усиленным полем. Таким образом осуществляется положительная обратная связь, объединяющая акты излучения множества молекул, пролетающих через объемный резонатор, т. е. реализуется условие, без которого невозможна работа квантового генератора. Резонатор, увеличивая время взаимодействия излучения с активной средой, осуществляет усиление и формирует излучение электромагнитных волн требуемой стабильной частоты

$$\nu_0 = \nu \left( 1 - \frac{\nu - \nu_p}{\nu} \frac{Q}{Q_n} \right),$$

где  $\nu$  — частота спектральной линии;  $\nu_0 = \nu_p$  — собственная (резонансная) частота резонатора.

**Добротность резонатора  $Q$**  — отношение запасенной энергии электромагнитного поля к средней энергии, теряемой колебательной системой за один период колебаний.

Приведем еще одну характеристику квантового генератора — **добротность спектральной линии  $Q_n$** . Это отношение резонансной частоты  $\nu_0$  спектральной линии к ее ширине  $\Delta\nu_n$  на уровне половинной интенсивности:  $Q_n = \nu_0 / \Delta\nu_n$ .

Величину  $(\nu - \nu_0) / \nu = \eta$  принято называть **расстройкой резонатора**. Для генератора на молекулах аммиака  $\eta \simeq 10^{-11}$ .

При пролете некоторого расстояния в резонаторе пучок молекул теряет инверсию населенностей и при дальнейшем движении начинает поглощать энергию резонатора. Отработанный аммиак откачивается насосом и поглощается специальным адсорбентом.

Следующий этап развития квантовой электроники связан с перенесением ее принципов в оптический диапазон электромагнитных волн. В 1958 г. Ч. Таунс, А. Л. Шавлов и А. М. Прохоров показали возмож-

ность использования явлений вынужденного усиления в поле оптических излучений. О значении, которое придается этим исследованиям, можно судить по тем фактам, что в 1959 г. советским ученым Н. Г. Басову и А. М. Прохорову была присуждена Ленинская премия, а в 1964 г. они же и американский ученый Ч. Таунс удостоились присуждения Нобелевской премии по физике и за фундаментальные труды в области квантовой электроники.

Первый действующий лазер на рубиновом стержне был создан Т. Майманом в 1960 г., а 13.06.61 г. ему был выдан патент № 3353115. Это открытие дало толчок бурному развитию лазерной техники. Элементы лазера Маймана лежат в основе всех современных лазеров. Пророческими оказались и его слова, что когда будет решена задача управления лучом лазеров и обеспечен приемлемый к. п. д., применения лазеров будут ограничены лишь воображением и изобретательностью инженеров.

А. Джаван построил первый газовый лазер, работающий на смеси неона и гелия, в котором инфракрасное когерентное излучение испускали атомы неона. На основании спектроскопических исследований он предположил, что электрический разряд в смеси неона и гелия должен создать инверсии населенностей уровней, и, несмотря на скептицизм ученых, знакомых с его работой, упорно искал экспериментальное подтверждение лазерного эффекта в газах. В конце 1960 г. его усилия увенчались успехом.

Создание первых лазеров ускорило развитие новой области физики — **нелинейной оптики**, изучающей нелинейные оптические эффекты при воздействии на среды мощного вынужденного излучения. Значительный вклад в исследование нелинейных оптических явлений внесли ученые-физики С. И. Вавилов, С. А. Ахманов, Г. С. Горелик, Р. В. Хохлов, Н. Бломберген, Д. Джордмэйн, Р. Терхьюн и др. [3].

После получения излучения в видимой области на длине волны  $\lambda_0 = 0,6328$  мкм генерация была получена более чем на 460 различных переходах между уровнями нейтральных атомов 34 химических элементов.

Первый молекулярный лазер был создан Р. Пателем в 1964 г. Этот лазер имел к. п. д. примерно 10 % и значительную мощность (около 10 Вт). Разработке первого полупроводникового инжекционного лазера на арсениде галлия (Р. Холл, 1962 г.) предшествовали теоретические исследования полупроводниковых монокристаллов, выполненные Н. Г. Басовым, Б. М. Вулом и Ю. М. Поповым (1958—1961 гг.). Последующие два года были насыщены техническими усовершенствованиями и изобретениями, направленными главным образом на увеличение мощности, компактности, долговечности лазеров.

С этого момента началось практическое использование лазерного излучения. В многочисленных практических применениях и приборах лазерный луч можно рассматривать как оптический сигнал с уникальными свойствами. Среди приборов с использованием лазеров следует назвать прежде всего лазерные дальномеры и измерители скорости, квантовые гироскопы, голографические приборы.

Честь изобретения и создания в 1934—1936 гг. первого светодальномера, прибора для измерения расстояния по времени прохождения

его световыми волнами, принадлежит акад. А. А. Лебедеву. Появление лазеров позволило создать более помехозащищенные прецизионные системы измерения расстояния. Первым в дальномерах был применен полупроводниковый лазер на арсениде галлия с модулированным излучением.

В 1913 г. французский физик М. Саньяк, проводя опыты с целью проверки гипотезы ньютоновского «эфира», открыл вихревой оптический эффект. Суть его состоит в получении частоты сдвига бегущей интерференционной картины в результате сложения направленных навстречу друг другу излучений от источника, размещенного на вращающемся основании. В 1962 г. А. Розенталь и У. Мапек предложили для измерения скорости вращения Земли использовать датчик угловой скорости, основанный на эффекте Саньяка, с лазером в качестве источника бегущей волны. Это была принципиальная схема квантового гироскопа.

В 1948 г. Д. Габор, занимаясь улучшением качества изображения в электронных микроскопах, открыл новый метод восстановления амплитуды и фазы световых волн. Восстановление цветных трехмерных изображений, дающих полное ощущение объемности, — одна из самых ярких и чудесных возможностей голографии. Можно с уверенностью сказать, что свое второе рождение голография получила в 1962—1963 гг., когда и Ю. Н. Денисюк (СССР), и Э. Лейт, Ю. Упатниекс (США) применили для нее лазеры и методы лазерной техники.

Современный этап в развитии квантовой электроники и лазерной техники характеризуется внедрением лазерной технологии в промышленное производство, исследованиями лазерного термоядерного синтеза и разработкой устройств когерентной и интегральной оптики. Интегрально-оптические устройства генерации, распространения, усиления, преобразования и детектирования лазерного излучения в тонкопленочных волноводных структурах — реальность сегодняшнего дня. Практические возможности интегральной оптики безграничны и мы, по-видимому, будем очевидцами, когда традиционно громоздкие оптические устройства будут заменены микроминиатюрными функциональными планарными приборами, осуществляющими прецизионную обработку, передачу и хранение огромных массивов оптической информации.

### В.3. Классификация квантовых приборов

Квантовые приборы, устройства и системы в основном можно классифицировать следующим образом:

- квантовые стандарты длины, частоты и времени;
- квантовые усилители оптического (лазерные усилители) и СВЧ-диапазона длин волн (молекулярные, парамагнитные и т. д.);
- лазеры;
- преобразователи частоты лазерного излучения;
- лазерные модуляционные устройства;
- лазерные системы (лидары, гиометры, лазерные доплеровские измерители угловой скорости, системы оптической связи, вычислители и т. д.);

лазерные технологические методы и оборудование для обработки материалов, запись и отображение информации, лазерные интегрально-оптические устройства и т. д.

Наиболее обширным классом квантовых приборов являются **лазеры**, которые в основном классифицируют по трем признакам: режиму работы, типу активной среды и способу накачки.

По режиму работы лазеры делят на генераторы *непрерывного* излучения (одно-, многомодовые и одночастотные) и лазеры *импульсного* излучения (режимы свободной генерации, модуляции добротности резонатора и моноимпульсный).

В качестве активных элементов для лазеров в настоящее время используют множество веществ. По активной среде лазеры разделяются на четыре группы: *твердотельные* лазеры (на активированных стеклах, ионных кристаллах, флюоритах, активированных редкоземельными элементами), *газовые* лазеры (атомарные, молекулярные, газодинамические, ионные, на парах металлов, химические, плазменные и т. д.), *жидкостные* лазеры (на растворе неорганических соединений, органических соединений), *полупроводниковые* лазеры (инжекционные, гетероструктурные, с распределенной обратной связью и т. д.).

Для создания инверсии населенностей в активной среде применяют различные методы возбуждения (накачки). По этому признаку лазеры разделяются на лазеры с *оптической* накачкой, лазеры с *химической* накачкой, *газоразрядные* лазеры, лазеры с *электронной* накачкой, накачкой *рентгеновскими* лучами, *плазменным* шнуром, *ядерной* накачкой и т. д.

Поскольку создание изделий квантовой электроники является незавершенным творческим процессом, приведенную классификацию нельзя считать окончательной. Наиболее вероятно, что дальнейшие исследования приведут в скором времени к разработке новых типов квантовых приборов и систем.

# ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ЛАЗЕРНЫХ ПРИБОРОВ И СИСТЕМ

## Глава 1. ОСНОВНЫЕ ПОНЯТИЯ И ЗАКОНЫ ИЗЛУЧЕНИЯ

### 1.1. Законы классической теории излучения

Любой вид излучения характеризуется переносом энергии от излучающей физической системы к поглощающей. Все материальные тела, имеющие температуру выше абсолютного нуля по шкале Кельвина, излучают или поглощают энергию. Следовательно, все тела, с которыми приходится иметь дело в жизни, непрерывно обмениваются энергией. Поэтому и з л у ч е н и е, являясь одной из качественных разновидностей энергии, есть мера движения материи — объективной реальности, существующей вне и независимо от нашего сознания. Излучение как особая форма материи имеет двойственную природу — обладает *волновыми* и *корпускулярными* свойствами. Частицы вещества при определенных условиях могут превращаться в излучение, а излучение — в частицы вещества. Такое представление явилось результатом многих теоретических бурь и жесточайших споров ученых, которые смогли показать нам красоту научного поиска и величие тернистого пути, по которому шла пытливая мысль, преданная науке. Отметим некоторые исторические вехи развития науки об излучении.

Представление о свете как о потоке частиц впервые ввел великий английский ученый И. Ньютон (1643—1727). В труде «Оптика, или трактат об отражениях, преломлениях, изгибаниях и цветах света», изданном в 1704 г., он сформулировал основы эмиссионной теории, которая послужила причиной споров многих поколений ученых мира на протяжении последующих трех столетий. Среди современников И. Ньютона, не исключая Г. Гюйгенса и Р. Гука, не было физиков, столь ясно представляющих достоинства и пользу волновой теории. Основные возражения против этой теории сводились к невозможности объяснить прямолинейное распространение света. И. Ньютон впервые также предложил теорию, соединяющую достоинства корпускулярной и волновой гипотез о природе света.

Эти идеи господствовали в физике более столетия, поскольку им способствовал непоколебимый авторитет автора. К ньютоновской попытке объединения этих теорий физики мира возвращались довольно часто, забывая порой о первоисточнике. Взгляды на природу света менялись непрерывно вплоть до нашего времени. Критиками компромиссной теории И. Ньютона были Л. Эйлер, М. В. Ломоносов и многие другие. В частности, И. Гете в своем труде «Учение о цветах» (1808 г.) подверг критике «Оптику» И. Ньютона. В то же время у И. Ньютона были и сторонники. В 1842 г. Н. И. Лобачевский попытался так обос-

новать компромиссную теорию И. Ньютона: «Поток эфира, встречая препятствия на пути, приходит в волнение подобно воздуху, который, встречая препятствие, также волнуется, разделяется на два потока с пустотой между ними...». «Эфир» Н. И. Лобачевского очень похож на «эфир» Д. И. Менделеева, который даже указывал место его в периодической системе химических элементов и называл «ньютонием».

Периодичность процесса распространения лучистой энергии во времени и пространстве объясняет такие свойства, как интерференция, дифракция и поляризация. Научной основой объяснения этих явлений послужили фундаментальные исследования голландского ученого Г. Гюйгенса (1629—1695), английского физика Т. Юнга (1773—1829) и французского физика О. Френеля (1788—1827).

Другим величайшим гением науки, познавшим сущность природы излучения, явился Д. Максвелл (1831—1879). Его феноменологические уравнения объединяют электрические и магнитные поля. Эти поля связаны друг с другом так, что достаточно одному из них возникнуть или изменить свою напряженность, как тотчас же возникает другое поле, и даже самое слабое возбуждение электромагнитной волны, описываемой волновыми функциями  $E(q, t)$ ,  $H(q, t)$ , пройдет через все пространство в бесконечность. Из этих уравнений следует, что фазовая скорость \* распространения волны в оптически прозрачной среде тождественна скорости света. Так была открыта электромагнитная природа излучения.

Переход от качественных рассуждений к количественным оценкам реального состояния излучения осуществляется посредством введения целого ряда законов, понятий и характеристик. Важнейшим из них является понятие *спектра излучения* — набора монохроматических волн, составляющих электромагнитное поле. Все встречающиеся в природе излучения делят на *сложные* и *квазимонохроматические* \*\* (почти монохроматические), причем сложные состоят из квазимонохроматических излучений и имеют *сплошные*, *линейчатые* и *полосатые* спектры. Сплошные спектры характерны для теплового излучения и люминесценции \*\*\* жидких и твердых тел. Линейчатые спектры имеют место при испускании или поглощении излучения газами или парами металлов. Полосатые спектры получают при вращательном и колебательном движениях молекул.

В теоретических расчетах и физических экспериментах излучение принято характеризовать длиной волны  $\lambda$  или частотой  $\nu$ . Символом  $\rho_\lambda = \Delta E / \Delta \lambda$  обозначается *спектральная плотность* энергии излучения в интервале длин волн  $(\lambda, \lambda + \Delta \lambda)$ . Символ  $\rho_\nu = \Delta E / \Delta \nu$  характеризует спектральную плотность энергии излучения в интервале частот

\* Скорость, с которой перемещается в пространстве фаза монохроматической (бесконечной, синусоидальной) волны  $V = dx/dt = \lambda/T = c/n$ , где  $T$  — период колебаний;  $n$  — показатель преломления среды;  $c$  — скорость света.

\*\* Однородное излучение, эквивалентное монохроматическому (одной определенной частоты), в пределах точности, определяемой практикой светотехнических измерений и расчетов.

\*\*\* По определению С. И. Вавилова, который открыл и изучил люминесценцию, — это излучение, представляющее собой избыток над тепловым излучением тела при данной температуре и имеющее длительность порядка  $10^{-10}$  с, значительно превышающую период световых волн.



$(\nu, \nu \pm \Delta\nu)$ , т. е. отношение среднего значения энергии электромагнитного излучения, приходящейся на единичный спектральный интервал, к ширине этого интервала. Интервалы длин волн и частот эквивалентно описывают одну и ту же область спектра, так как произведение длины волны на частоту равно скорости света  $c$ , т. е.  $\lambda\nu = c$ . Из этого равенства следует  $\Delta\lambda/\lambda = \Delta\nu/\nu$ ,  $\nu$  [Гц] =  $3 \cdot 10^{14}/\lambda$  [мкм].

Забегая несколько вперед, отметим: нас будут интересовать спектры, изображенные на плоскости, на которой по одной из осей указаны длина волны  $\lambda$ , частота  $\nu$  либо энергия  $E$ , по другой оси — физическая величина в относительных единицах.

Экспериментальные исследования Г. Герца (1857—1894) подтвердили теорию Д. Максвелла. Однако в начале XX в. классическая электромагнитная теория излучения встретила трудности при объяснении закона распределения энергии по спектру излучения абсолютно черного тела. Согласно этой теории, при уменьшении длины волны должна возрастать спектральная интенсивность излучения, что не соответствует действительности. Это противоречие между теорией и реальным законом природы было названо «ультрафиолетовой катастрофой». Для объяснения этого противоречия немецкий физик М. Планк (1858—1947) предположил, что природа излучения связана с атомными и молекулярными процессами в веществах во всех их агрегатных состояниях. Источниками излучения являются атомы и молекулы. Далее он считал, что энергия этих элементарных излучателей (гармонических осцилляторов) может изменяться только скачками, кратными некоторому значению  $h\nu$ , постоянному для данной частоты излучения. Эту наименьшую дозу энергии элементарного излучателя М. Планк назвал *квантом энергии* и обозначил

$$E = h\nu.$$

Для описания результатов опытов М. Планк вывел формулу распределения энергии излучения в спектре абсолютно черного тела

$$\rho_\nu = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} \frac{h\nu}{\exp[h\nu/(kT)] - 1}, \quad (1.1)$$

где  $h = 6,626 \cdot 10^{-34}$  Дж · Гц<sup>-1</sup> — постоянная Планка;  $k = 1,38 \times 10^{-23}$  Дж · К<sup>-1</sup> — постоянная Больцмана;  $c = 2,9979 \cdot 10^{10}$  см × с<sup>-1</sup> — скорость света;  $T$  — абсолютная температура, К.

А. Эйнштейн в 1905 г., используя накопившиеся к тому времени экспериментальные данные и результаты теоретических исследований М. Планка, сформулировал фотонную теорию, в которой излучение рассматривается как поток частиц с энергией  $h\nu$ , названных *фотонами*, которые излучаются и поглощаются веществом дискретно. Фотоны, энергия которых однозначно определяется частотой излучения, а следовательно, и длиной волны, характеризуются импульсом  $p$  (количеством движения). Если энергия фотона  $E = h\nu$ , то импульс

$$p = E/c = h\nu/c = h/\lambda. \quad (1.2)$$

Отсюда длина волны де Бройля  $\lambda = h/p$ .

Таким образом, *фотон* — это наименьшая порция (квант) энергии излучения определенной частоты, обладающая двойственной природой и имеющая одновременно корпускулярные и волновые характеристики.

Наличие у фотонов импульса и энергии позволяет условно рассматривать излучение как некоторый фотонный газ, в котором при актах излучения и поглощения фотоны непрерывно создаются и исчезают. Л. де Бройль в 1924 г. распространил это соотношение волнового процесса на любые движущиеся частицы материи. Образуется сплошной спектр электромагнитных излучений, распространяющийся от  $\gamma$ -лучей с наименьшей длиной волны  $10^{-7}$  мкм, возникающих при распаде радиоактивных элементов, до излучений генераторов переменного тока промышленной частоты с длиной волны 6000 км. Он охватывает область оптического спектра, включающую в себя ультрафиолетовую часть с длинами волн  $\lambda$  от 0,01 до 0,4 мкм, видимую — с  $\lambda$  от 0,4 до 0,75 мкм, инфракрасную — с  $\lambda$  от 0,75 мкм до 1 мм.

Р. Кирхгоф (1824—1887) установил один из основных законов теплового излучения:

$$\rho_{\nu 1}/\alpha_1 = \rho_{\nu 2}/\alpha_2 = \dots = \rho_{\nu n}/\alpha_n = \rho_{\nu s}, \quad (1.3)$$

где  $\rho_{\nu s}$  — спектральная плотность энергии излучения абсолютно черного тела, которое способно поглотить все падающее на него излучение;  $\alpha_n$  — коэффициент поглощения  $n$ -го тела.

Согласно (1.3) отношение плотностей энергии излучения  $\rho_{\nu i}$  тел с одинаковой температурой равно отношению коэффициентов поглощения  $\alpha_i$  этих тел. Закон Кирхгофа характеризует постоянство отношения спектральных плотностей энергии излучения к спектральным коэффициентам поглощения любых макросистем, имеющих одинаковую температуру. В общем случае часть излучения, упавшего на поверхность любой физической системы, отразится, часть поглотится, а оставшаяся часть пройдет сквозь систему. Очевидно, при этом изменится распределение энергии излучения в пространстве и по спектру. Условно называют отношения мощностей отраженного  $P_r$ , поглощенного  $P_\alpha$  и прошедшего  $P_t$  излучения ко всей падающей на физическую систему энергии излучения  $P$  коэффициентами отражения  $r(\lambda)$ , поглощения  $\alpha(\lambda)$  и пропускания  $\tau(\lambda)$  соответственно. Спектральные коэффициенты  $r(\lambda) = P_r/P$ ,  $\alpha(\lambda) = P_\alpha/P$ ,  $\tau(\lambda) = P_t/P$  определяют оптические свойства физической системы, причем  $r(\lambda) + \alpha(\lambda) + \tau(\lambda) = 1$ .

Сила излучения  $I = dP/d\Omega$  представляет собой отношение потока излучения к единице телесного угла  $d\Omega$  \* в направлении, составляющем угол  $\theta$  с нормалью к поверхности элементарного излучателя. В соответствии с законом немецкого математика и физика И. Ламберта (1728—1777)

$$I_\theta = I_0 \cos \theta, \quad (1.4)$$

где  $I_0$  — сила излучения в направлении, нормальном к поверхности плоского равнояркого излучателя.

Если формулу Планка (1.1) записать в виде

$$\rho(\lambda T) = \frac{c_1 T^5}{c_2^5} \frac{x^5}{e^x - 1}, \quad (1.5)$$

\* Единицей телесного угла является стерadian — телесный угол с вершиной в центре сферы, опирающийся на площадь поверхности сферы, численно равной квадрату радиуса сферы. Например, телесный угол полного пространства вокруг точки равен 4π стерadian.

где

$$x = c_2/(\lambda T); \quad c_1 = 2\pi hc^2; \quad c_2 = hc/k,$$

то, интегрируя зависимость (1.5), получаем спектральную плотность энергии излучения абсолютно черного тела

$$\rho_{\lambda s} = \int_0^{\infty} \rho(\lambda T) d\lambda = 2,21 \frac{c_1}{c_2} T^4,$$

где  $d\lambda = -\frac{c_2}{T\lambda^2} dx$ .

Следовательно, спектральная плотность энергии излучения пропорциональна четвертой степени температуры абсолютно черного тела [закон И. Стефана (1835—1893) — Л. Больцмана (1844—1906)]:

$$\rho_{\lambda s} = \sigma T^4, \quad (1.6)$$

где  $\sigma = 2,21c_1/c_2 = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{К}^{-4}$  — постоянная Стефана — Больцмана.

Найдя экстремум функции  $\rho_{\lambda s}$ , получим закон смещения В. Вина (1864—1928):

$$\lambda_{\max} = 2898/T,$$

где  $\lambda_{\max}$  — длина волны, соответствующая максимуму спектральной плотности энергии излучения абсолютно черного тела при заданной температуре, мкм.

Анализ приведенных уравнений показывает, что при повышении температуры излучающего тела происходит интенсивное, пропорционально четвертой степени температуры, увеличение мощности излучения. При этом максимум спектральной характеристики  $\rho_{\lambda s}$  смещается в область коротких длин волн, так как увеличивается энергия поступательного, колебательного и вращательного движений микрочастиц физической системы, в результате чего возрастают поток излучения и среднее значение кванта излучения. Вращение молекул вокруг своей оси создает длинноволновые излучения в дальней области инфракрасного спектра. Колебания ядер молекул, определяющие более высокую температуру излучающего тела, создают коротковолновые инфракрасные и длинноволновые видимые излучения.

Частоты спектров излучения молекул образуют ряд дискретных значений. Следовательно, энергия вращательного и колебательного движений молекул и энергия системы состояний электронов квантуется (рис. 1.1, а):

$$E_{\text{мол}} = h\nu_{\text{мол}} = \Delta\epsilon_{\text{вращ}} + \Delta\epsilon_{\text{кол}} + \Delta\epsilon_{\text{эл}}. \quad (1.7)$$

Обычно разность между вращательными уровнями составляет  $\Delta\epsilon_{\text{вращ}} = 10^{-3} \dots 10^{-2}$  эВ, что соответствует  $\nu_{\text{вращ}} \sim 10^{11} \dots 10^{12}$  Гц (инфракрасный и миллиметровый диапазоны длин волн); разность между колебательными уровнями  $\Delta\epsilon_{\text{кол}} = 10^{-2} \dots 1$  эВ, что соответствует частотам  $\nu_{\text{кол}} = 10^{12} \dots 10^{14}$  Гц, а разность между электронными уровнями  $\Delta\epsilon_{\text{эл}} = 1 \dots 10$  эВ и частоты  $\nu = 10^{14} \dots 10^{15}$  Гц, что соответствует видимому и ультрафиолетовому диапазонам длин волн.

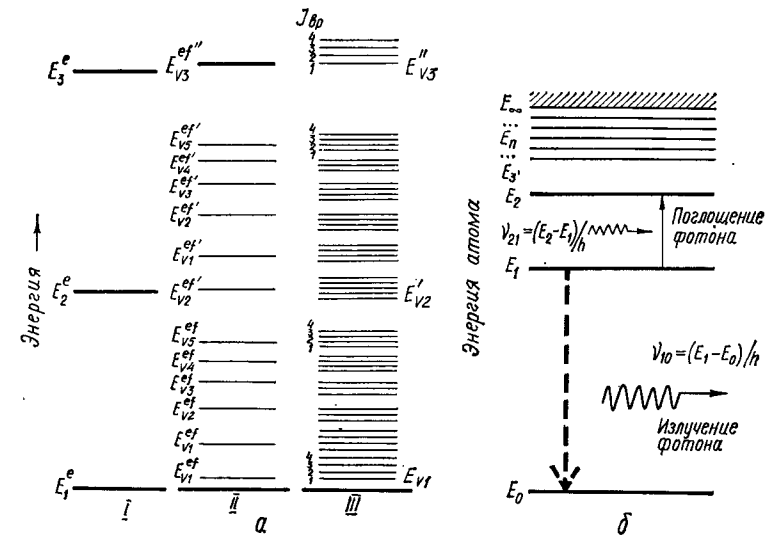


Рис. 1.1. Пример энергетического спектра двухатомной молекулы (а) и схема энергетического спектра атома водорода (б): I — электронные, II — электронно-колебательные, III — электронно-колебательно-вращательные уровни;  $E_0$  — уровень с наименьшей энергией — основной, остальные уровни  $E_1, E_2, \dots, E_{\infty}$  — возбужденные

Теория и эксперименты показывают, что вращательная энергия молекул много меньше колебательной, а та, в свою очередь, меньше энергии электронов.

Видимый и ультрафиолетовый спектры излучения получаются в результате возбуждения квантовых систем (ионов, атомов, электронов и т. д.), подчиняющихся квантовым законам, характерным для микромира. Так как физическая система в конечном счете имеет атомное строение, то уровни энергетического спектра определяются в основном энергией электронов, входящих в атом.

## 1.2. Квантовые процессы излучения и поглощения электромагнитных волн

В соответствии с законами квантовой механики энергия электрона, связанного в атоме, как и энергия атома, не может принимать произвольных значений. Она имеет определенный дискретный ряд значений  $E_0, E_1, E_2, \dots, E_n$ , называемых *уровнями энергии*. Этот набор энергетических уровней определяет *энергетический спектр* атома. Дискретность энергетического спектра свойственна также любой системе взаимодействующих квантовых частиц: молекулам, ионам, твердому телу.

Уровень с наименьшей энергией атома  $E_0$  называется *основным*, остальные уровни  $E_1, E_2, \dots, E_m, E_n$ , соответствующие более высокой энергии атома, — *возбужденными*. В определенных условиях взаимодействия микрочастиц электрон, как и любая элементарная квантовая частица микромира, может совершать скачкообразный переход с одного уровня энергии на другой. При подобных квантовых переходах атом

излучает или поглощает электромагнитные волны определенными порциями — квантами энергии (фотонами  $h\nu_{nm}$ ). Частоты электромагнитных волн при квантовых переходах определяются вторым постулатом Н. Бора (1885—1962), который впервые был сформулирован в 1913 г.:

$$\nu_{nm} = (E_n - E_m)/h, \quad (1.8)$$

или

$$h\nu_{nm} = (E_n - E_m) = \Delta E.$$

Равенство (1.8) по существу дуалистично, ибо оно связывает волновые ( $\nu_{nm}$ ) и квантовые ( $\Delta E = h\nu_{nm}$  — энергия фотона) свойства излучения. Этот постулат утверждает закон сохранения энергии при излучении и поглощении фотонов — квантовых частиц микромира. При поглощении фотона  $h\nu_{nm}$  энергия атома увеличивается на эту величину и совершается квантовый переход атома с нижнего уровня энергии  $E_m$  на верхний  $E_n$ , а при излучении фотона  $h\nu_{nm}$  совершается квантовый переход атома на нижний уровень  $E_m$  с частотой  $\nu_{nm}$  (рис. 1.1, б).

Частотный спектр — набор частот электромагнитных волн, излучаемых или поглощаемых атомами вещества, тесно связан с энергетическим спектром атомов, поэтому дискретностью энергетического спектра объясняется линейчатый характер спектров поглощения или излучения электромагнитных волн атомами.

Следовательно, описание этих физических процессов базируется как на волновых, так и на квантовых представлениях.

Допустим, что в данный момент времени атом находится в одном из возбужденных состояний  $E_n$ . Такое состояние атома неустойчиво. Поэтому через очень короткое время атом без какой-либо связи с внешним излучением перейдет в одно из состояний с меньшей энергией  $E_m$ , что по закону сохранения энергии приведет к увеличению электромагнитного поля на величину  $h\nu_{nm}$ .

Самопроизвольный (спонтанный) квантовый переход — явление случайное во времени и пространстве. Предсказать его точно невозможно, можно говорить лишь о вероятности спонтанного квантового перехода  $A_{nm}$  из состояния  $E_n$  в состояние  $E_m$  в единицу времени.

Строго говоря, речь идет о скорости изменения населенности квантовыми частицами уровня  $E_n$  при спонтанных переходах, так как разность величины  $A_{nm}$  есть обратное время.

Количество квантовых частиц в  $1 \text{ см}^3$  вещества, находящихся на данном энергетическом уровне, называется населенностью уровня  $N_n$ .

Если рассматривается большое число квантовых частиц  $N_n$  на уровне  $E_n$  в единицу объема вещества, то полное число спонтанных переходов в единицу времени с уровня  $E_n$  на уровень  $E_m$  равно  $N_n A_{nm}$ , а излученная мощность при этих переходах будет равна  $N_n (E_n - E_m) A_{nm}$ .

Существенно, что вероятность спонтанного перехода  $A_{nm}$  относится к единице времени. Поэтому она может принимать значения от 0 до  $\infty$ , в отличие от математической вероятности, изменяющейся от 0 до 1.

Спонтанное излучение испускается множеством независимых взаимодействующих друг с другом атомов, вследствие чего оно некогерентно, некогерентно, некогерентно.

Из-за случайного характера спонтанных переходов излучение всех обычных источников света — Солнца, газоразрядных ламп накаливания и т. д. — является некогерентным, некогерентным и неполяризованным. Однако атом может перейти на уровень  $E_m$  не только самопроизвольно, но и под воздействием внешнего поля, если только частота электромагнитной волны близка к частоте перехода атома  $\nu_{nm} = (E_n - E_m)/h$ . Такая резонансная волна как бы ускоряет переход атома на уровень с меньшей энергией.

Квантовые переходы, происходящие под воздействием внешнего электромагнитного поля, называются *вынужденными (индуцированными)*.

Вынужденные переходы возможны и при резонансном поглощении фотонов  $h\nu_{nm}$  на возбужденные уровни энергии. Как и спонтанное излучение, вынужденное излучение и поглощение в веществе являются вероятностными процессами. При вынужденном излучении число фотонов  $z_{nm}$ , излученных в  $1 \text{ см}^3$  вещества за 1 с, пропорционально населенности  $N_n$  верхнего уровня и спектральной плотности энергии излучения  $\rho_\nu$ :

$$z_{nm} = B_{nm} N_n \rho_\nu = W_{nm} N_n.$$

Впервые и задолго до завершения квантовой теории проблему излучения квантовых систем рассмотрел А. Эйнштейн. Он ввел коэффициенты  $A_{nm}$ ,  $B_{nm}$ , характеризующие спонтанные и вынужденные переходы. Эти коэффициенты связаны между собой соотношениями

$$A_{nm} = \frac{8\pi h \nu^3}{c^3} \frac{g_m}{g_n} B_{mn} = \frac{8\pi h \nu^3}{c^3} B_{nm}; \quad B_{mn} = \frac{g_n}{g_m} B_{nm},$$

где  $g_n$ ,  $g_m$  — кратность вырождения уровней (число различных состояний системы на определенном уровне энергии).

Рассмотрим два уровня с энергиями  $E_n$  и  $E_m$ , причем  $E_n > E_m$ . Пусть число частиц, находящихся в каждом из этих энергетических состояний, равно соответственно  $N_n$  и  $N_m$ . Если квантовая система находится под воздействием внешнего электромагнитного поля, то в ней возможны три процесса: вынужденное поглощение с вероятностью в единицу времени  $W_{nm}$ , вынужденное излучение с вероятностью  $W_{nm}$ , спонтанное излучение, вероятность которого в единицу времени обозначим  $A_{nm}$ . Поскольку вероятность индуцированного перехода пропорциональна спектральной плотности энергии излучения ( $W_{nm} = B_{nm} \rho_\nu$ ), А. Эйнштейн показал, что если

$$N_n A_{nm} + N_n B_{nm} \rho_\nu = N_m B_{mn} \rho_\nu,$$

то

$$\rho_\nu = \frac{A_{nm}}{B_{nm}} \frac{N_m}{N_m - N_n},$$

так как распределение Больцмана

$$N_m = N_n \exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) \text{ и } B_{mn} = B_{nm}; \quad A_{nm} = \frac{8\pi h \nu^3}{c^3} B_{nm},$$

где  $B_{nm}$  — вероятность излучения (поглощения) в единицу времени при единичной плотности излучения  $\rho_v = 1$ . При  $g_m = g_n = 1$  можно получить формулу спектральной плотности энергии излучения Планка

$$\rho_v = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} \frac{h\nu}{\exp[h\nu/(kT)] - 1}.$$

В этой формуле коэффициент  $8\pi\nu^2/c^3$  определяет число колебаний (осцилляторов) в единице объема и в единичном интервале частоты для свободного пространства;  $\{\exp[h\nu/(kT)] - 1\}^{-1}$  — среднее число фотонов на одно колебание квазимонохроматического излучения;  $h\nu$  — энергия одного фотона.

Следовательно, с увеличением частоты вероятность спонтанного перехода резко возрастает. Например, при переходе от сантиметровых волн ( $\lambda = 5$  см) к видимой области спектра ( $\lambda = 0,5$  мкм) вероятность спонтанного излучения увеличивается в  $10^{15}$  раз. Отметим, что при  $h\nu \gg kT$  система вырождается в квантовомеханическую, а при  $h\nu \ll kT$  — является классической механической системой.

Не все мыслимые квантовые переходы возможны, некоторые из них разрешены, а некоторые запрещены. В квантовой механике существуют *правила отбора*, которые регламентируют возможные квантовые переходы, т. е. определяют возможность квантового перехода из одного энергетического состояния в другое. Запрещенные и разрешенные переходы определяются вероятностью перехода.

Уровень, с которого правилами отбора переходы запрещены и который, будучи когда-либо возбужден, может существовать длительное время, называется *метастабильным*.

Более строго вероятность вынужденного перехода между уровнями  $E_m$  и  $E_n$  пропорциональна квадрату модуля матричного элемента  $|D_{mn}|^2$  электрического дипольного момента\*. Если матричный элемент не равен нулю, переход между уровнями  $E_m$  и  $E_n$  является *разрешенным*, если же  $D_{mn} = 0$  — переход будет *запрещенным*. Условие  $D_{mn} = 0$ , однако, не означает, что никаких переходов между уровнями  $E_m$  и  $E_n$  не происходит, так как формулы для определения вероятностей перехода — приближенные. Они были получены в предположении, что  $\cos(\omega t - kz)$  при  $\lambda \gg a$  можно заменить функцией  $\cos \omega t$ , т. е. в длинноволновом приближении. Действительно, величина  $ka = 2\pi a/\lambda \approx 10^{-3}$  ( $a = 10^{-8}$  см — размер атома) для видимой части спектра весьма мала, а взаимодействием системы с магнитным полем можно пренебречь.

Учет взаимодействия с магнитным полем и более тщательный расчет показывают, что вероятность перехода может быть не равной нулю, если даже  $D_{mn} = 0$ . Таким образом, если  $D_{mn} = 0$ , то можно говорить о запрете на переходы лишь в электрическом дипольном приближении.

\* Квантовомеханическая величина  $\vec{D} = e\vec{r}$ , характеризующая изменение электрических свойств микрочастицы при разрешенном переходе с излучением, зависит от  $\vec{r}$  — среднего расстояния между частицами диполя.

Отметим, что в колебательных спектрах молекул наблюдаются квантовые переходы с нарушением правил отбора. Однако вероятность таких переходов весьма мала. Обычно под запрещенными подразумевают такие переходы, вероятность которых на порядок меньше вероятности переходов, разрешенных правилами отбора.

Существуют и другие приближения, в которых разрешены квантовые переходы: квадрупольные, магнитные, безызлучательные и т. д. Для понимания принципа работы лазеров важными из них являются *безызлучательные* переходы, при которых квантовые частицы отдают или получают энергию без излучения фотонов, взаимодействуя с другими системами (столкновение частиц, соударения и т. д.). Они также характеризуются вероятностными величинами. Вероятностью безызлучательного перехода  $S_{nm}$  является среднее число актов отдачи или получения квантов энергии одной частицей в единицу времени.

Если возможны квантовые переходы с излучением и без излучения, то полная вероятность квантовых переходов равна сумме вероятностей:

$$P_{nm} = A_{nm} + W_{nm} + S_{nm}, \quad (1.9)$$

где  $W_{nm} = B_{nm}\rho_v$ .

Перейдем теперь к лазерной активной среде, в которой есть два возбужденных уровня  $E_n$  и  $E_m$  с населенностями  $N_n$  и  $N_m$ .

Если населенность  $N_n$  уровня  $E_n$  больше населенности  $N_m$  уровня  $E_m$ , расположенного ниже ( $N_n > N_m$ ), то такую среду называют *активной*.

При воздействии внешнего электромагнитного поля пролет фотонов через активную среду вызывает вынужденное излучение все новых и новых фотонов. Если количество актов излучения превышает количество актов поглощения, то происходит лавинообразное увеличение потока фотонов. Нарастание интенсивности потока по длине активной среды подчиняется экспоненциальному закону:

$$I_z = I_0 \exp(Gz), \quad (1.10)$$

когда интенсивность вынужденного излучения возрастает в активной среде в  $e$  раз на расстоянии  $z = 1/G$  (размерность см<sup>-1</sup>), где  $G \simeq \frac{16\pi^2}{hc} \frac{\nu_0}{\Delta\nu} (N_n - N_m) |D_{mn}|^2$  — коэффициент квантового усиления [13].

Величина  $N_n - N_m = \Delta N$  — так называемая *инверсия населенностей уровней* (обращение населенностей уровней активной среды), т. е. такое соотношение между населенностями рассматриваемой пары энергетических уровней активной среды, при котором количество квантовых частиц на верхнем уровне больше, чем на нижнем.

В естественных условиях, согласно закону Больцмана, нижние уровни заселены квантовыми частицами более плотно, т. е. в условиях термодинамического равновесия при любой температуре состояние с более низкой энергией должно иметь большую населенность, чем состояние с более высокой энергией, так что [13]

$$N_n = N_m \frac{g_m}{g_n} e^{-(E_n - E_m)/(kT)}. \quad (1.11)$$

Поэтому, чтобы получить усиление вынужденного излучения, необходимо искусственно увеличить населенность верхнего или уменьшить населенность нижнего уровня, т. е. инвертировать населенности активной среды.

Неравновесное состояние системы, для которого имеет место инверсия населенностей уровней, в литературе часто называется состоянием с *отрицательной температурой*. Этот термин эквивалентен термину «инверсия населенностей». Если не будет притока энергии извне, система быстро перейдет в равновесное состояние с положительной температурой за счет спонтанного излучения. В состоянии с отрицательной температурой система имеет запас энергии, который она может излучать в виде электромагнитных волн. Именно на этом явлении основан принцип работы квантовых приборов.

Долгие годы получение инверсного состояния вещества представляло основную проблему квантовой электроники, которая почти до начала 50-х годов нашего столетия не была разрешена. Основные трудности решения этой проблемы заключались в следующем.

В активном веществе, т. е. среде с инверсией населенностей, имеет место явление *релаксации* — процесс установления теплового равновесия, если равновесное состояние среды нарушено. Всякие попытки нарушить тепловое равновесие встречают противодействие, так как тепловое движение частиц стремится вернуть систему в исходное равновесное состояние, т. е. восстановить распределение Больцмана. Другими сдерживающими факторами получения инверсии населенностей являются *эффект насыщения*, т. е. уменьшение интенсивности спектральной линии поглощения, и наличие различного рода *потерь* электромагнитной энергии в активной среде.

По мере увеличения мощности внешнего электромагнитного поля вероятности вынужденных переходов  $W_{nm} = B_{nm}\rho_\nu$  значительно превышают вероятности релаксационных переходов и распределение Больцмана нарушается. Инверсия населенностей становится неравной нулю, т. е.  $\Delta N = N_n - N_m \neq 0$ . Поглощенная энергия стремится при этом к некоторому пределу, определяемому скоростью релаксации, с которой возбужденные квантовые частицы могут отдавать свою энергию окружающему пространству. Можно предположить, что канал передачи энергии имеет ограниченную пропускную способность, изменение интенсивности спектральной линии поглощения уменьшается — линия насыщается.

Этот процесс играет большую роль в квантовой электронике, так как он ограничивает коэффициент квантового усиления в оптических квантовых усилителях и амплитуду колебаний в квантовых генераторах. В этом случае интенсивность нарастания потока фотонов по длине активной среды уже равна

$$I_z = I_0 \exp [(G - \beta_\Sigma) z], \quad (1.12)$$

где  $\beta_\Sigma$  — суммарные потери энергии в среде.

Таким образом, чтобы получить вынужденное излучение, необходимо выполнить следующие условия:

1) иметь вещество с разделенными уровнями энергии:

$$\Delta E = E_n - E_m = h\nu_{nm};$$

2) иметь возможность создавать в этом веществе инверсию населенностей и квантовые переходы между двумя соседними уровнями энергии (получить инвертированную среду)

$$\Delta N = N_n - N_m > 0;$$

3) добиться, чтобы в этой активной среде коэффициент квантового усиления превышал все возможные суммарные потери энергии в среде ( $G \geq \beta_\Sigma$ ).

### 1.3. Форма и ширина спектральной линии

Как мы уже выяснили, одной из важнейших характеристик излучения является его спектр, т. е. набор монохроматических волн, образующих излучаемое электромагнитное поле. Монохроматическая волна — это идеализация, строго монохроматических колебаний нет. Каждая реальная волна лазера является *квазимонохроматической*, т. е. представляет собой вид колебаний электромагнитного поля со средней (центральной) частотой  $\nu_0 = \omega_0/(2\pi)$  и некоторой шириной спектра  $\Delta\nu_N$ . Такие волны обладают ограниченным узкополосным спектром, который иногда может состоять из нескольких монохроматических составляющих.

В соответствии с постулатом Бора  $\nu_{nm} = (E_n - E_m)/h$  спектр излучения идеального гармонического осциллятора должен представлять собой бесконечно тонкую спектральную линию, так как ширина энергетических уровней в этом соотношении не обусловлена, а подразумевается бесконечно тонкой. Фактически уровни энергии обладают конечной шириной. Поэтому излучение происходит в некотором интервале частот около  $\nu_0$ . На частоте  $\nu_0$  энергия излучения имеет наибольшее значение и убывает на частотах, отстоящих по обе стороны от нее.

Частотный интервал, в пределах которого интенсивность излучения или поглощения убывает вдвое по сравнению с максимальным значением, называется *шириной спектральной линии*  $\Delta\nu_N$ . Ширина спектральной линии, определяемая спонтанными переходами, является *естественной шириной*:

$$\Delta\nu_N = A_{nm}/(2\pi),$$

где  $A_{nm} = 1/\tau_{nm}$  — вероятность спонтанного перехода — величина, обратно пропорциональная среднему времени пребывания частиц на возбужденном энергетическом уровне, т. е. времени, за которое населенность этого возбужденного уровня убывает в  $e = 2,7$  раза.

С естественной шириной спектральной линии очень тесно связано другое важное понятие квантовой механики  $\tau_{nm}$  — *время жизни* квантовой частицы на возбужденном уровне. Число частиц, спонтанно покидающих возбужденный энергетический уровень за интервал времени  $dt$ , определяется уравнением

$$dN_n(t) = -A_{nm}N_n(0)dt, \quad \text{или} \quad dN_n(t)/N_n(0) = -A_{nm}dt.$$

Отсюда

$$N_n(t) = N_n(0) e^{-A_{nm}t} = N_n(0) e^{-t/\tau_{nm}},$$

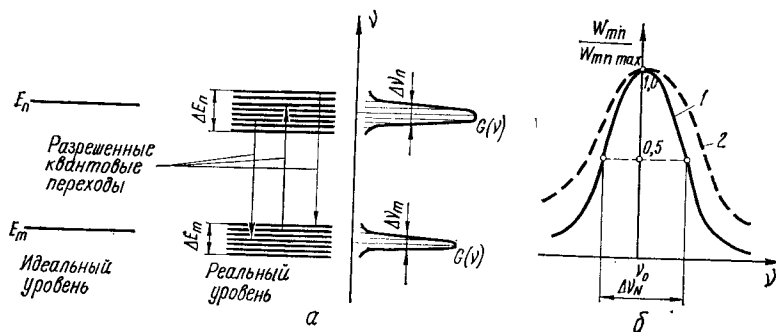


Рис. 1.2. Представление идеального и реального энергетических уровней (а) и форма и ширина спектральной линии излучения (б)

где  $N_n(0)$  — населенность  $n$ -го возбужденного уровня в начальный момент времени  $t = 0$ . Таким образом, среднее время жизни квантовых частиц определяется величиной

$$\tau_{nm} = 1/A_{nm} = 1/(2\pi\Delta\nu_N). \quad (1.13)$$

Естественная ширина линии очень мала. Поскольку она не связана ни с какими внешними воздействиями, ее искусственно уменьшить невозможно. В диапазоне излучения видимого спектра ширина такой линии составляет десятки килогерц, на сантиметровых волнах — доли герца.

Отметим также, что ширина спектральной линии определяется суммарной шириной уровней  $\Delta E_m$  и  $\Delta E_n$ , между которыми происходит квантовый переход, т. е.  $\Delta\nu_{mn} = (\Delta E_m + \Delta E_n)/h$ . Форма линий (рис. 1.2) излучения и поглощения одинакова и описывается уравнением контура спектральной линии  $F(\nu)$ , которое называют *лоренцовой формой линии*, или иногда *форм-фактором*:

$$F(\nu) = \frac{1}{\pi} \frac{\Delta\nu_N}{(\nu - \nu_0)^2 + \Delta\nu_N^2}. \quad (1.14)$$

Лоренцовая форма линии нормируется:  $\int_{-\infty}^{\infty} F(\nu) d\nu = 1$ . В реаль-

ных активных средах действуют различные причины, приводящие к так называемому *уширению спектральной линии* (кривая 2 на рис. 1.2, б), когда спектр излучения реального квантового осциллятора представляет собой полосу частот.

Одной из основных причин уширения спектральной линии является уменьшение времени жизни квантовых частиц в возбужденном состоянии под влиянием несовершенства кристаллов и неоднородности электромагнитных полей. Ширина энергетического уровня обусловлена *принципом неопределенности*, который утверждает, что в отличие от физического тела, положение и импульс которого строго определены, квантовая частица не может находиться в состояниях, в которых координаты ее центра инерции и импульс одновременно принимают вполне определенные, точные значения [5, 17]. Если время жизни квантовой частицы на каком-либо возбужденном энер-

гетическом уровне равно  $\tau_{nm}$ , то, согласно принципу неопределенности, ширина этого энергетического уровня неопределенна (рис. 1.2, а) [5]:

$$\Delta E_{mn} \sim \hbar/\tau_{nm}, \quad (1.15)$$

где  $\hbar = h/(2\pi) = (1,0545887 \pm 0,0000054) \cdot 10^{-34}$  Дж · с — постоянная Планка (квант действия).

Таким образом, ширина энергетического уровня  $\Delta E_{mn}$  зависит от времени жизни частицы в данном энергетическом состоянии. Наиболее широкими оказываются уровни, имеющие малое время жизни частицы. Чем больше величина  $A_{nm}$ , тем меньше время жизни.

Активные среды, используемые в приборах квантовой электроники, должны иметь метастабильный уровень, обеспечивающий длительное взаимодействие с возмущающим электромагнитным полем. Метастабильные уровни имеют малую ширину. Основным энергетический уровень, характеризующийся бесконечно долгим временем жизни частиц, имеет бесконечно малую ширину энергетического уровня. Наличие уширения энергетического уровня приводит к определенному распределению мощности излучения по частоте, которое характеризуется формой линии поглощения или излучения.

Практически ширина спектральной линии значительно превышает естественную ширину линий. Например, ширина линии люминесценции конденсированной активной среды равна  $10 \text{ см}^{-1}$ , в то время как естественная ширина линии составляет всего  $10^{-8} \text{ см}^{-1}$ . Это объясняется тем, что в реальных условиях имеют место процессы, приводящие к уширению спектральных линий. В простейшем случае к уменьшению времени жизни частиц в возбужденном состоянии приводят, например, соударения их между собой. Форма спектральной линии при этом остается прежней. Однако из-за уменьшения времени жизни ширина спектральной линии увеличивается. Такое уширение, когда форма линии остается неизменной, называется *однородным*. Неоднородное уширение спектральной линии, излучаемой совокупностью молекул, будет в том случае, когда каждый атом имеет свою частоту перехода. Характерным примером его является так называемое *доплеровское* уширение в газовых активных средах.

Вследствие того что атомы движутся в различных направлениях и с разными скоростями  $\vec{v}$ , в спектре излучения или поглощения появляется совокупность частот, определяемая доплеровским сдвигом частоты  $\nu - \nu_0 = \pm \nu_0 v/c$ . В этом случае в условиях термодинамического равновесия форма спектральной линии описывается законом Гаусса [29]:

$$G_D(\nu) = \sqrt{\ln 2/\pi} \frac{1}{\Delta\nu_D} \exp[-\ln 2 (\nu - \nu_0)^2/\Delta\nu_D^2],$$

а ширина доплеровски уширенной спектральной линии с учетом распределения частиц по скоростям

$$\Delta\nu_D = 2\nu_0 \sqrt{\frac{2kT}{Mc^2} \ln 2}, \quad (1.16)$$

где  $T$  — температура, К;  $M = 0,911 \cdot 10^{-30}$  кг — масса электрона.



Доплеровское уширение в газовых активных средах достигает порядка 1000 МГц. Однако в твердых телах доплеровское уширение весьма незначительно, поскольку в них, в отличие от газовой среды, ионы активатора жестко связаны с кристаллической решеткой и могут в первом приближении считаться неподвижными. На рис. 1.2, б показаны естественная 1 и доплеровски уширенная 2 спектральные линии.

В твердых активных средах не менее важной причиной уширения являются неоднородности кристалла и тепловые колебания решетки. Чем выше температура кристалла, тем сильнее колебания. Вследствие этого ионы оказываются расположенными в переменных полях, модулирующих положение энергетических уровней и тем самым уширяющих спектральную линию. Степень теплового уширения определяется связью иона активатора с кристаллической решеткой. Это, например, наблюдается по форме спектральной линии люминесценции рубина при температуре 300 и 77 К. Значительная ширина линии люминесценции (330 ГГц при  $T = 300$  К и 10 ГГц при  $T = 77$  К) и конечная длина резонатора обуславливают колебания многих типов. К другим причинам уширения линий относятся эффекты Зеемана и Штарка.

Если квантовая система подвергается воздействию внешнего магнитного поля, как предсказывает теория и показывают последующие эксперименты, возможен сдвиг энергетического уровня относительно первоначального положения  $E_m$  на величину  $\Delta E_m$ . Тогда этот единственный уровень  $E_m$  расщепится на несколько ( $g_m$ ) различных подуровней.

Это расщепление и, следовательно, уширение энергетического уровня под воздействием магнитного поля называют *эффектом Зеемана*, а число  $g_m$  различных состояний с одинаковой энергией — *кратностью* (степенью) *вырождения* уровня. Аналогично расщепление и уширение уровней под воздействием электрического поля называют *эффектом Штарка*.

## Глава 2. ПОСТУЛАТЫ И ПРИНЦИПЫ КВАНТОВОЙ ТЕОРИИ

### 2.1. Математические методы описания квантовых систем

Возникновение новой области физики — *квантовой электроники* — стало возможным благодаря глубокому пониманию явлений, происходящих при взаимодействии волн с электронами, входящими в состав атомов, ионов, молекул и кристаллов. Электромагнитные волны взаимодействуют с движущимися в веществе электрически заряженными микрочастицами. Микромир непосредственно для нас не наблюдаем. О движении микрочастиц можно судить по тем макроскопическим эффектам, которые они вызывают. Наукой, описывающей движение микрочастиц, является *квантовая механика*, которая правильно считается трудной для восприятия наукой, методы и понятия ее далеки от наглядности. Поэтому очень сложно рассказать о ней доходчиво и увлекательно, даже при наличии опыта педагога и исследователя в этой области знаний.

Обычно барьером для изучения квантовой механики являются ее математический аппарат и сложность восприятия порою странных и

абстрактных квантовомеханических рассуждений. Поскольку поведение квантовых частиц не похоже на наш повседневный опыт, к нему трудно привыкнуть и новичку, и опытному инженеру. Это совершенно естественно, потому что воображение человека проще воспринимает большие тела макромира.

В течение первой четверти XX в. накопились определенные теоретические и экспериментальные данные о явлениях микромира, знакомство с которыми приводило в замешательство приверженцев классической физики. Они говорили: «Что же хорошего в квантовой теории, раз она не может ответить на простейшие вопросы: почему уровни частицы дискретны? Каково точное положение частицы?» и т. д.

Ответ В. Гейзенберга (1891—1976) на недоуменные вопросы был примерно следующим: «Я не обязан отвечать на такие вопросы, ибо вы не можете их задать экспериментально».

В 1926—1930 гг. трудами Э. Шредингера, В. Гейзенберга, Н. Бора, М. Борна, Л. де Бройля, П. А. Дирака заложены фундаментальные основы квантовой механики. Им и ряду других ученых удалось получить непротиворечивое описание поведения частиц микромира и создать строгое величественное здание квантовой теории материи, которая включает в себя следующие теории: квантовую механику, квантовую статистику и квантовую теорию поля. Поясним вкратце ее основные положения.

Статистическое множество квантовых частиц называют *квантовым ансамблем* \* микрочастиц.

Квантовая теория изучает статистические состояния ансамблей микрочастиц и направлена на решение основных проблем:

- определение спектров физических величин;
- вычисление вероятности наблюдения значений физически измеряемых величин в ансамбле микрочастиц;
- изучение динамики движения ансамбля микрочастиц.

Принадлежность микрочастицы к тому или иному ансамблю определяется *волновой функцией*  $\Psi$  (функцией состояния) или матрицей плотности  $\rho_{mn}$ . Волновая функция и матрица плотности являются функциями полного набора физических величин, который определяет природу и число степеней свободы квантовой системы в целом.

Как и любая научная дисциплина, квантовая механика, описывая явления атомного масштаба, имеет свои постулаты. Следствия, вытекающие из постулатов, подтверждены многочисленными экспериментами. Рассмотрим постулаты квантовой механики.

1. Основным постулатом теории является уравнение Э. Шредингера (1887—1961)

$$\hat{H}(p, q, t) \Psi = j\hbar \partial \Psi / \partial t, \quad (2.1)$$

где  $\hat{H}(p, q, t)$  — *гамильтониан*, оператор полной энергии квантовой частицы;  $p, q$  — импульс и обобщенная координата соответственно;  $t$  — время;  $\Psi$  — *функция состояния*;  $j = \sqrt{-1}$  — мнимая единица.

\* Набор однотипных микроскопических частиц, которые независимо друг от друга находятся в одинаковых макроскопических условиях. Ансамблем измерений является совокупность однотипных измерений, проведенных над системой, находящейся в заданном квантовом состоянии.

Это феноменологическое уравнение движения квантовой частицы микромира явилось научным предвидением и обобщением экспериментальных данных, накопленных физикой к 1926 г. Оно так же, как уравнение второго закона Ньютона в классической механике и уравнения Максвелла в электродинамике, является математическим представлением фундаментальных физических процессов. Это уравнение объясняет дискретность энергетических уровней и двойственную корпускулярно-волновую природу излучения.

Из классической механики известно, что полная энергия физической системы  $E$  представляет собой сумму кинетической  $\epsilon_k$  и потенциальной  $V$  энергии и является функцией импульса и координаты:

$$E = \epsilon_k + V = E(p, q).$$

Такие функции в классической механике называются *функциями Гамильтона*, а оператор от полной энергии является *гамильтонианом* и обозначается  $\hat{E} = \hat{H}(\hat{p}, \hat{q})$ .

Формализованная запись уравнения Шредингера базируется на других постулатах квантовой теории. Цель введения постулатов состоит в том, чтобы придать квантовым понятиям определенный физический смысл, составить и решить дифференциальные уравнения, описывающие различные явления микромира.

2. Вся информация физической системы содержится в *функции состояния*  $\Psi$ . Физической системой является то, что подлежит изучению: электроны, нуклоны, фотоны, атом и т. п. В результате изучения физической системы получают набор действительных чисел — физически наблюдаемых (измеряемых) величин: значения координат, импульса, энергии и т. п.

В квантовой теории предполагается, что информация об этих числах, т. е. о поведении физической системы, содержится в функции  $\Psi$ . Задача состоит в том, чтобы извлечь требуемую информацию из функции состояния  $\Psi$ . Считается, что функция состояния зависит от координат частиц, составляющих систему, а также от времени. Для одной частицы  $\Psi = \Psi(x, y, z, t)$  или  $\Psi = \Psi(q, t)$ , где  $x, y, z$  — декартовы координаты.

На функцию  $\Psi$  накладываются следующие ограничения: она должна быть в своей области определения непрерывна, однозначна и конечна. Способ извлечения информации из функции  $\Psi(q, t)$  устанавливается другими постулатами.

3. Каждой физической измеряемой величине (энергии, импульсу, координатам) приводится в соответствие линейный самосопряженный (эрмитов)\* оператор. Под *оператором* понимают действие, производимое над некоторой функцией. Более строго оператор можно определить как математическое преобразование, сопоставляющее элементы одного множества с элементами другого. Оператор будем обозначать той же буквой, что и физическую величину, только над символом будем ставить «птичку», например  $\hat{E}$  — оператор энергии. Простейшим опера-

тором является оператор дифференцирования  $\hat{D} = d/dx$ . Этот оператор ставит в соответствие каждой дифференцируемой функции  $f(x)$  ее производную  $f'(x)$ . Оператор  $\hat{O} = \sqrt{\quad}$  нелинейный, он обозначает операцию извлечения квадратного корня. В случае дифференцирования имеем дело с линейным оператором.

Впервые в прошлом столетии в практику инженерных расчетов операторы ввел О. Хевисайд [17, 26], что послужило толчком для создания современных операционных методов исчисления. Несмотря на точные результаты при расчетах громоздких электрических цепей и систем автоматического регулирования, операционное исчисление О. Хевисайда считалось математиками нестрогим и его необоснованно отвергали.

*Линейным* называется оператор  $\hat{O}$ , для которого выполняется равенство [5]

$$\hat{O}(a_1 f_1 + a_2 f_2) = a_1 \hat{O}f_1 + a_2 \hat{O}f_2,$$

где  $a_1$  и  $a_2$  — произвольные постоянные;  $f_1$  и  $f_2$  — произвольные функции. Легко убедиться, что оператор  $\hat{D} = d/dt$  является линейным. Линейными также будут следующие операторы:

$$\hat{O} = \nabla = \vec{i}\partial/\partial x + \vec{j}\partial/\partial y + \vec{k}\partial/\partial z; \quad \hat{O} = \Delta = \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2 + \partial^2/\partial z^2.$$

Основными в квантовой механике являются операторы координат, импульса и энергии. Оператором координаты  $x$  есть сама координата  $\hat{x}$ . Этот оператор линеен, так как

$$\hat{x}(a_1 f_1 + a_2 f_2) = a_1 \hat{x}f_1 + a_2 \hat{x}f_2.$$

Импульс  $\vec{p}$ , равный количеству движения ( $\vec{p} = m\vec{v}$ ), является вектором. Обозначим проекции вектора импульса на оси координат как  $p_x, p_y, p_z$ . Этим составляющим соответствуют следующие операторы: проекции вектора импульса на ось  $x$  — оператор —  $\hbar\partial/\partial x$ , на ось  $y$  —  $-\hbar\partial/\partial y$ , на ось  $z$  —  $-\hbar\partial/\partial z$ .

Часто оператор обозначают той же буквой, что и физическую величину, к которой он относится. Например, оператор проекции импульса на ось  $\hat{x}$  обозначают  $\hat{p}_x = -\hbar\partial/\partial x$ . Оператор полного импульса  $\vec{p}$  является вектором, как и сам импульс.

Обозначим орты вдоль осей  $x, y$  и  $z$  буквами  $\vec{i}, \vec{j}, \vec{k}$ . Тогда  $\vec{p} = \vec{i}p_x + \vec{j}p_y + \vec{k}p_z$ . Отсюда оператор импульса

$$\hat{\vec{p}} = -\hbar(\vec{i}\partial/\partial x + \vec{j}\partial/\partial y + \vec{k}\partial/\partial z) = -\hbar\nabla.$$

Теперь найдем оператор энергии  $\hat{E}$ . Оператор полной энергии проще определить почленно, т. е. представить в виде  $\hat{E} = \hat{\epsilon}_k + \hat{V}$ . Кинетическая энергия зависит от массы  $m$  и квадрата импульса  $p^2$  следующим

\* Эрмитов оператор самосопряженный и обозначают его крестиком. Например, физической величине  $L$  соответствует эрмитов оператор  $\hat{L}^+$ , и т. д.



образом:  $\varepsilon_k = p^2/(2m)$ . Оператор импульса уже известен:  $\hat{p} = -j\hbar\nabla$ . Следовательно,  $\hat{\varepsilon}_k = \frac{1}{2m} (-j\hbar\nabla)^2 = -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2$ .

Оператор потенциальной энергии  $\hat{O}V = \hat{V}$ . Окончательно оператор полной энергии

$$\hat{E} = \hat{H}(p, q) = -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + \hat{V}. \quad (2.2)$$

Если обратиться к уравнению Шредингера (2.1), то формально можно заключить, что оператор кинетической и потенциальной энергии есть квантовый аналог правой части уравнения Шредингера, т. е.  $-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + \hat{V} \approx j\hbar \frac{\partial}{\partial t}$ .

В общем случае, как это следует из предыдущих рассуждений, если некоторое преобразование позволяет сопоставить каждой функции  $\Psi$  одну и только одну определенную функцию  $\Psi'$ , то говорят, что  $\Psi'$  есть функция, получаемая в результате действия некоторого оператора  $\hat{A}$  на исходную функцию  $\Psi$ , и записывают:  $\Psi' = \hat{A}\Psi$ . Среди операторов, которые могут действовать на волновые функции  $\Psi \rightarrow \Psi(q, t) \rightarrow \Psi(x, y, z, t)$ , связанные с квантовой частицей, можно выделить два наиболее нужных типа:

а) дифференциальные операторы  $\partial/\partial q$ ,  $\partial/\partial t$ ;

б) операторы  $\hat{f}(q, t)$ , действие которых состоит в умножении функций  $\Psi$  на функцию  $f(q, t)$ .

Ввиду исключительной важности линейных операторов для квантовой механики остановимся на их свойствах подробнее. Пусть имеется линейный оператор  $\hat{O}$ . Подберем такую функцию  $\Psi_n$ , чтобы результат действия на нее оператора  $\hat{O}$  сводился к умножению на постоянный множитель  $\lambda_n$ , т. е. выполнялось равенство  $\hat{O}\Psi_n = \lambda_n\Psi_n$ . В этом случае данное уравнение называется *уравнением собственных функций и собственных значений оператора*.  $\Psi_n$  является *собственной функцией оператора  $\hat{O}$* , а  $\lambda_n$  — *собственным значением*, соответствующим собственной функции  $\Psi_n$ .

Обычно существует несколько, а в квантовой теории и бесконечно много, собственных функций и собственных значений. Если одному собственному значению оператора соответствует несколько собственных функций, то собственное значение оператора в ы р о ж д е н о. Совокупность собственных значений называется *спектром оператора  $\hat{O}$* . Такой спектр может быть дискретным и непрерывным. При дискретном спектре решение возможно лишь при вполне определенных значениях чисел  $\lambda_n$ , в случае непрерывного спектра решение существует при любых  $\lambda_n$ . В общем случае собственные значения могут быть как вещественными, так и комплексными. В квантовой механике рассматриваются лишь такие операторы, собственные значения которых вещественны.

Свойством вещественности собственных значений обладают самосо-

пряженные (эрмитовы) операторы. Оператор  $\hat{O}$  называется *самосопряженным*, если он удовлетворяет условию [5, 17, 26]

$$\int_q \Psi_1^* (\hat{O}\Psi_2) dq = \int_q (\hat{O}\Psi_1)^* \Psi_2 dq, \quad (2.3)$$

где  $\Psi_1(q)$  и  $\Psi_2(q)$  — произвольные функции, а звездочка означает комплексную сопряженность.

Отметим, что у самосопряженных операторов собственные значения должны быть вещественными, т. е. эти операторы должны изображать вещественные физические величины.

Самосопряженными являются следующие операторы: любая вещественная функция координат, в частности сами координаты  $x, y, z, q$  и операторы  $\hat{p}_x, \hat{p}_y, \hat{p}_z$ . Оператор энергии  $\hat{E} = -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + \hat{V}$  также является самосопряженным, тогда как оператор  $\hat{O} = \partial/\partial x$  не самосопряженный.

Остановимся еще на одном свойстве самосопряженного оператора: его собственные функции о р т о г о н а л ь н ы. Пусть  $\Psi_n$  и  $\Psi_m$  — две собственные функции самосопряженного оператора  $\hat{O}$ , отвечающие двум собственным значениям  $\lambda_n$  и  $\lambda_m$ . Рассматриваем невырожденный случай:

$$\hat{O}\Psi_n = \lambda_n\Psi_n; \quad \hat{O}\Psi_m = \lambda_m\Psi_m.$$

Ортогональность функций  $\Psi_n(q)$  и  $\Psi_m(q)$  означает, что при  $n \neq m$

$$\int_q \Psi_n^*(q) \Psi_m(q) dq = 0.$$

При  $n = m$  получим положительную величину:

$$\int_q \Psi_n^*(q) \Psi_n(q) dq = \int_q |\Psi_n|^2 dq.$$

Функции  $\Psi_n$  могут быть выбраны такими, чтобы эта величина была нормирована, т. е. равнялась единице. Это вытекает из того, что решением уравнения  $\hat{O}\Psi_n = \lambda_n\Psi_n$  вследствие линейности оператора  $\hat{O}$  является  $\lambda_n\Psi_n$ , где  $\lambda_n$  — произвольная постоянная.

Собственные функции, удовлетворяющие условиям ортогональности

$$\int_q \Psi_n^* \Psi_n dq = 0 \quad (2.4)$$

и нормировки

$$\int_q |\Psi_n|^2 dq = 1, \quad (2.5)$$

называются *ортонормированными*. Можно показать, что такая система функций является полной. Таким образом, собственные значения операторов квантовой механики вещественны, а собственные функции ортогональны. Этим определяется замечательное свойство функций

состояния  $\Psi(q)$  — их можно разлагать в ряд по собственным функциям оператора  $\hat{O}\Psi_n$ , т. е.

$$\Psi(q) = \sum_n \lambda_n \Psi_n. \quad (2.6)$$

Другое замечательное свойство функции состояния заключается в том, что если оператор  $\hat{H}$  соответствует любой физически наблюдаемой величине, например энергии  $E$ , и состояние квантовой системы описывается ортонормированной функцией  $\Psi(q)$ , то среднее значение наблюдаемой величины

$$\langle E \rangle = \int \Psi^*(q) \hat{H} \Psi(q) dq. \quad (2.7)$$

Напомним основные действия с линейными операторами:

1) сумма двух операторов  $\hat{S} = \hat{O} + \hat{A}$  для некоторой функции состояния  $\Psi$  равна

$$\hat{S}\Psi \rightarrow \hat{O}\Psi + \hat{A}\Psi;$$

2) умножение оператора  $\hat{O}$  на постоянную  $C$  дает

$$(C\hat{O})\Psi \rightarrow C(\hat{O}\Psi);$$

3) произведение двух операторов  $\hat{B} = \hat{O}\hat{A}$ , где оператор  $\hat{O}$  умножается на оператор  $\hat{A}$ , равно

$$\hat{B}\Psi \rightarrow \hat{O}\hat{A}\Psi \rightarrow \hat{O}(\hat{A}\Psi);$$

очень важно, что произведение операторов, так же как и матриц, *некоммутативно*, т. е.

$$\hat{O}\hat{A} \neq \hat{A}\hat{O};$$

4) разность  $\hat{O}\hat{A} - \hat{A}\hat{O}$  двух произведений операторов называется *коммутатором операторов*  $\hat{O}$ ,  $\hat{A}$  и обозначается квадратными скобками (квантовой скобкой Пуассона) [5, 17]:

$$\hat{O}\hat{A} - \hat{A}\hat{O} \rightarrow [\hat{O}, \hat{A}];$$

если эта разность равна нулю, считается, что операторы коммутируют, т. е.  $\hat{O}\hat{A} = \hat{A}\hat{O}$ .

**Пример.** Операторы дифференцирования коммутируют между собой, т. е.

$$\frac{\partial}{\partial x} \frac{\partial}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial t} \frac{\partial}{\partial x} \rightarrow \left[ \frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial t} \right] = 0; \quad \left[ \frac{\partial}{\partial q}, q \right] = 1;$$

$$\left[ \frac{\partial}{\partial y}, f(y) \right] = \frac{\partial}{\partial y} f(y).$$

4. Единственно возможными значениями физической величины являются собственные значения ее оператора. В классической механике физические величины могут принимать любые значения. Например, энергия колеблющейся частицы  $E = mv^2/2 + kx^2/2$  может быть любой в зависимости от значений скорости  $v$  и координаты  $x$ . В квантовой механике дело обстоит иначе. Этот постулат утверждает, что для определения возможных значений физической величины надо найти собст-

венные значения  $\lambda_n$  из уравнения  $\hat{O}\Psi_n = \lambda_n \Psi_n$ , в котором  $\hat{O}$  — оператор, соответствующий интересующей физической величине,  $\Psi_n$  — функция состояния.

Этот постулат задает способ составления уравнений квантовой механики и решения наиболее важной задачи — определения возможных значений физической величины. Чтобы определить, какие значения может принимать данная физическая величина, необходимо составить для нее уравнение классической механики, заменить входящие в это уравнение величины соответствующими операторами и, учитывая принцип суперпозиции, найти собственные значения полученного оператора [17].

5. Квадрат модуля функции состояния

$$|\Psi(q)|^2 = \Psi^*(q) \Psi(q)$$

есть плотность вероятности того, что частица находится в элементарном объеме на обобщенной координате  $q$ . Вероятность нахождения частицы в интервале  $(q_1 < q_2)$

$$P(q_1 \leq q \leq q_2) = \int_{q_1}^{q_2} |\Psi|^2 dq.$$

Так как вероятность того, что частица находится на координате  $q$ , есть достоверное событие, то

$$P(q) = \int_{-\infty}^{\infty} |\Psi(q)|^2 dq = 1. \quad (2.8)$$

Отсюда вытекает необходимость нормирования функции состояния по отношению к единице. Поведение даже одной квантовой частицы в квантовой механике носит вероятностный характер, тогда как в классической механике оно не описывается вероятностным математическим аппаратом.

Почти одновременно и независимо от Э. Шредингера немецкий физик В. Гейзенберг разработал другой метод решения уравнений состояния и математический аппарат квантовой механики. Вместо линейных операторов он предложил оператор-матрицу, что для количественных расчетов и описания физических процессов явилось более удобным математическим представлением.

Элементы матрицы эквивалентно определяют возможные состояния и вероятности квантовых переходов. Матричный метод анализа формализует поставленную задачу в компактной форме и с помощью достаточно простых алгебраических вычислений позволяет получить практически важные численные результаты. Заметим, что матрицы как удобную форму записи систем линейных уравнений впервые в 1857 г. ввел английский математик А. Кэли [10]. Оказалось, что аналогично вырожденным и невырожденным энергетическим уровням квадратные матрицы могут быть также вырожденными и невырожденными. *Вырожденной* матрицей является та, определитель которой равен нулю, у *невырожденной* матрицы определитель отличен от нуля. Самое благоприятное заключается в том, что собственные значения оператора-матрицы являются диагональными элементами  $d_{11}, d_{22}, d_{33}, \dots, d_{nn}$



где  $f(x)$  — произвольная функция, непрерывная в окрестности точки  $x = x_0$ .

Из определения *дельта-функции* следуют несовместные условия

$$\delta(x) = 0 \quad \text{при} \quad x \neq 0; \quad \int_{-\infty}^{\infty} \delta(\xi) d\xi = 1.$$

$\delta(x)$  является *обобщенной* функцией, позволяющей формально представить функциональное преобразование  $f(\xi) \rightarrow f(x)$  в виде интегрального преобразования.

Тем не менее классическая математика того времени игнорировала дискретное строение материи, объясняемое законами квантовой механики и фундаментальными открытиями экспериментальной физики. Все это вызывало методические трудности как в математике, так и в физике, пока теоретики не развили новый математический аппарат — *теорию обобщенных функций*. Эта теория дает единообразную запись дискретного и непрерывного и широко использует операционное исчисление, в котором сложные интегродифференциальные уравнения, описывающие физические явления, преобразуются в систему алгебраических уравнений, удобных для решения и аналитического конструирования.

В 1928 г. П. Дирак выдвинул оригинальную теорию фундаментального физического значения. Одно из ее главных достоинств заключалось в том, что она гармонически сочетала кванты, теорию относительности и спины\*. П. Дирак создал векторную модель многоэлектронных атомов и разработал основы релятивистской\*\* квантовой механики. Для изложения своих идей П. Дирак ввел необычный для того времени математический аппарат — линейную векторную алгебру.

Вектор состояния  $\Psi$  он обозначил символом  $|\Psi\rangle$  и назвал его *кет-вектором*. Существует единственное однозначное соответствие между каждым кет-вектором  $|\Psi\rangle$  и другим вектором  $\langle\Psi|$ , названным *бра-вектором*.

Основные свойства представления П. Дирака:

1. Векторы  $|\Psi\rangle$  и  $\langle\Psi|$  в зависимости от конкретной ситуации могут принимать любые дискретные или непрерывные значения.

2. Произведение любых бра-  $\langle\Psi|$  и кет-  $|\Psi\rangle$  векторов является скалярным произведением и равно интегралу от произведения комплексно-сопряженных функций состояния, представленных в пространстве Гильберта\*\*\*:

$$\langle\Psi_m|\Psi_n\rangle = \int \Psi_m^* \Psi_n dq. \quad (2.10)$$

3. Произведению векторов  $\langle\Psi|\Psi\rangle$  присущи свойства скалярного произведения:  $\langle\Psi_n|\Psi_m\rangle = \langle\Psi_m|\Psi_n\rangle^*$ ;  $\langle\Psi|\Psi\rangle \geq 0$ .

\* Спин — собственный момент количества движения квантовой частицы.

\*\* Релятивистские эффекты наблюдаются при скоростях квантовых частиц, близких к скорости света.

\*\*\* *Пространством Гильберта* называют полное бесконечномерное векторное пространство  $n$ , для которого можно определить бинарную операцию, ставящую каждой паре действительных либо комплексных векторов  $\vec{\Psi}, \vec{\eta}$  из  $n$  в соответствие скаляр  $\langle\Psi|\eta\rangle$ , т. е. скалярное произведение пары векторов  $\vec{\Psi}, \vec{\eta}$ .

4. Векторы  $\langle\Psi_n|$  и  $|\Psi_m\rangle$  ортонормированы:

$$\langle\Psi_m|\Psi_n\rangle = \delta_{mn} \begin{cases} 0, & n \neq m; \\ 1, & n = m. \end{cases}$$

5. Имеет место линейное соответствие векторов  $|\Psi\rangle$  и  $|\eta\rangle$  и любому линейному оператору  $\hat{A}$ . Если кет-вектору  $|\Psi\rangle$  соответствует некоторый кет-вектор  $|\eta\rangle$ , то считается, что вектор  $|\eta\rangle$  образуется в результате действия на  $|\Psi\rangle$  некоторого линейного оператора  $\hat{A}$ :

$$|\eta\rangle = \hat{A}|\Psi\rangle.$$

Кроме этого соответствия между линейным кет-вектором Дирака и оператором  $\hat{A}$  представления Шредингера, а также зависимостей (2.9) и (2.10), в матричной формулировке квантовой теории каждый линейный оператор  $\hat{A}$  может быть задан матрицей, причем элемент матрицы, соответствующий оператору  $\hat{A}$ , определяется как

$$A_{nm} = \int \Psi|\hat{A}|\Psi^* dq = \langle\P|\hat{A}|\Psi^*\rangle. \quad (2.11)$$

В представлении Дирака уравнение Шредингера имеет вид

$$\hat{H}|\Psi\rangle = j\hbar \partial |\Psi\rangle / \partial t.$$

Границы применимости квантовой теории пока неизвестны. Эта теория самая общая и всеобъемлющая из всех существующих физических теорий, ее применяют при изучении микромира и космоса.

## 2.2. Принципы неопределенности, соответствия, суперпозиции

В классической механике при изучении движения частицы по траектории предполагается, что в каждый данный момент времени у частицы существуют определенная координата и определенный импульс движения. Однако для микрочастиц это положение несправедливо. Частице с импульсом  $\vec{p}$  соответствует длина волны  $\lambda$ , определяемая из соотношения, установленного Л. де Бройлем (1892 г.):  $\vec{p} = \hbar k = \hbar \times 2\pi/\lambda$ . Поскольку длину волны невозможно определить для интервала пространства, равного точке, координата и импульс не могут одновременно иметь точных значений. Невозможность точного определения координаты электрона в атоме аналогична «размазыванию его по объему атома».

Подобная неопределенность существует также между энергией  $E$  и временем  $t$ : в каждый данный момент времени энергия частицы не определена точно из-за того, что в фиксированный момент времени нельзя определить частоту  $\nu$ , а следовательно, и энергию, связанную с частотой соотношением

$$E = \hbar\omega = 2\pi\hbar\nu.$$

При фиксированном  $x$  или  $t$  нельзя судить о значении импульса или энергии соответственно не потому, что эти величины неизвестны, а потому, что эти понятия лишены смысла так же, как «длина волны в точке» или «частота в определенный момент времени», так как для опре-

деления длины волны требуется некоторая область пространства, а для определения частоты — некоторый интервал времени.

Принцип неопределенности в 1927 г. сформулировал В. Гейзенберг так:

сопряженные измеряемые величины  $E \rightarrow t$ ,  $p \rightarrow x$ ,  $\varphi \rightarrow n$  и т. д. квантовых систем одновременно могут быть определены до значения постоянной Планка  $\hbar$ , например  $\Delta p \Delta x \geq \hbar$ ,  $\Delta E \Delta t \geq \hbar$ . Иными словами, существуют сопряженные пары физических измеряемых величин, характеризующих состояние квантовых частиц, которые не могут быть точно измерены одновременно.

Рассмотрим в общем виде возможность одновременного определения точного значения каких-либо двух физических величин  $A$  и  $B$ . В квантовой теории, как мы видели, им соответствуют операторы  $\hat{A}$  и  $\hat{B}$ . Предположим, что нас интересуют значения физических величин  $A$  и  $B$ .

Для одновременного точного определения двух физических величин  $A$  и  $B$  требуется, чтобы их операторы  $\hat{A}$  и  $\hat{B}$  имели общую собственную функцию. Это возможно, когда операторы  $\hat{A}$  и  $\hat{B}$  являются коммутирующими, т. е.  $\hat{A}\hat{B} = \hat{B}\hat{A}$ . В квантовой теории состояние ансамбля частиц задается спектром собственных значений коммутирующих операторов.

Если операторы не являются коммутирующими, то соответствующие им физические величины не могут одновременно иметь точных значений; поэтому  $\Delta x \Delta p_x \geq \hbar$ . Аналогично этому величины  $t$  и  $E$  связаны соотношением  $\Delta t \Delta E \geq \hbar$ . Соотношение неопределенностей показывает, что координата и импульс не могут быть одновременно точно измерены: так, при уменьшении разброса в значении координаты ( $\Delta x \rightarrow 0$ ) возрастает разброс значения импульса ( $\Delta p_x \rightarrow \infty$ ) и наоборот. Сравним проявление этого соотношения в микро- и макромире.

**Пример.** Определим погрешность в определении скорости электрона в макротеле. Положение электрона в атоме невозможно определить точно. Примем в качестве меры разброса его координаты радиус атома, равный  $10^{-10}$  м. Пользуясь соотношением неопределенностей, найдем неопределенность в скорости. Так как  $\Delta p = m\Delta v$ , то

$$\Delta v \geq \frac{\hbar}{m\Delta x} = \frac{1,05 \cdot 10^{-34}}{0,9 \cdot 10^{-30} \cdot 10^{-10}} \approx 10^6 \text{ м/с},$$

что является значительной величиной.

Рассмотрим теперь шарик массой 1 г, положение которого определено с погрешностью  $10^{-6}$  м. Тогда минимальная погрешность в определении скорости

$$\Delta v \geq \frac{\hbar}{m\Delta x} = \frac{1,05 \cdot 10^{-34}}{10^{-3} \cdot 10^{-6}} = 10^{-25} \text{ м/с}.$$

Это чрезвычайно маленькая величина, т. е. можно считать, что  $\Delta v = 0$ . Таким образом, для тел макроскопических размеров соотношение неопределенностей практически не имеет никакого значения. Однако оно чрезвычайно важно при изучении микрочастиц.

Выясним соотношение неопределенностей для времени и энергии. Учтем, что в эксперименте исследуется не полная энергия какого-

либо состояния, а разность энергий при переходе частицы из одного состояния в другое. Поэтому надо рассматривать неопределенность в получении разности энергии двух состояний:  $\Delta(E_n - E_m)$ . Под  $\Delta t \sim \tau$  понимают время жизни атома в возбужденном состоянии. Таким образом,  $\tau \Delta(E_n - E_m) \geq \hbar$ . Разбросу разности энергии соответствует разброс в частоте  $\Delta\omega = \Delta(E_n - E_m)/\hbar$ , который можно принять за ширину спектральной линии излучения. Используя выражение  $\Delta\omega$ , получаем, что  $\tau \Delta\omega \geq 1$ . Следовательно, чем больше ширина спектральной линии, тем меньше время жизни частицы в возбужденном состоянии. Учитывая полученное соотношение, можно сказать, что чем дольше время измерения, тем точнее может быть измерена энергия.

Рассмотрим соотношение неопределенностей, связывающее число фотонов и фазу. Неопределенность энергии можно представить как произведение энергии одного фотона на неопределенность числа фотонов  $\Delta n_\phi$ . Тогда  $\hbar\omega\Delta t\Delta n_\phi \geq \hbar/2$ . Но  $\omega\Delta t = \Delta\varphi$  — это неопределенность фазы. Следовательно,  $\Delta\varphi\Delta n_\phi \geq 0,5$ , т. е. чем больше неопределенность в числе фотонов, тем точнее можно измерить фазу.

Принцип неопределенности, записанный в виде  $\Delta v \Delta x \geq \hbar/m$ , при  $m \rightarrow \infty$  показывает, что чем больше масса частицы, тем с большей точностью некоторые понятия квантовой теории соответствуют понятиям классической механики. Действительно, если масса частицы бесконечна ( $m \rightarrow \infty$ ), то отношение  $\hbar/m \rightarrow 0$ , т. е. координата и скорость частицы могут быть определены точно. В этом заключается *принцип соответствия*, сформулированный в 1923 г. Н. Бором:

при разработке теории необходимо руководствоваться тем соображением, что когда квантовые числа системы принимают все большие и большие значения, характеристики испускаемого излучения должны асимптотически стремиться к значению, определяемому классическими законами.

Иными словами, законы новой теории должны соответствовать законам классической физики, когда квантовая дискретность стремится к нулю, т. е. когда квант действия при переходе к пределу  $\lim \hbar/m \rightarrow 0$  мал.

Основная трудность, с которой сталкивается классическая теория в микромире, состоит в дискретности и разрывности физических величин. Установлено [17], что классическая теория макроскопически корректна, т. е. она правильно описывает физические явления в предельном случае, когда квантовая дискретность считается пренебрежимо малой. Это утверждение можно сформулировать более кратко:

асимптотически в пределе больших квантовых чисел результаты квантовой и классической теории должны совпадать.

Третьим фундаментальным принципом квантовой теории, который узаконивает обоснованность применения линейных операторов и матричного математического аппарата, является *принцип суперпозиции*. В общем виде он формулируется следующим образом: если на консервативную систему действуют одновременно несколько возмущающих воздействий, то реакция системы на их совместный эффект эквивалентна сумме эффектов, вызываемых каждым из возмущающих воздействий в отдельности. Например, это утверждение с полным основанием можно

относится к так называемому *чистому состоянию* ансамбля квантовых частиц. Относя наши рассуждения вообще к квантовым системам, содержание принципа суперпозиции можно свести к следующему:

если квантовая система находится в состояниях, описываемых волновыми функциями  $\Psi_1, \Psi_2, \dots, \Psi_n$ , то линейная комбинация (суперпозиция) этих функций  $\Psi = \sum_1^n a_n \Psi_n$  также является волновой функцией, описывающей одно из возможных состояний.

В частности, ансамбль квантовых частиц (статистический набор микро-частиц), описываемый определенной волновой функцией, называют *чистым состоянием*.

Основное свойство чистых квантовых состояний как раз и определяется принципом суперпозиции: если какая-либо квантовая система может находиться в двух возможных состояниях, изображаемых волновыми функциями  $\Psi_1$  и  $\Psi_2$ , то существует третье состояние, изображаемое волновой функцией  $\Psi = a_1 \Psi_1 + a_2 \Psi_2$ , где она также может находиться. Ансамбль, не имеющий определенной волновой функции, называют *смешанным состоянием*. Смешанные состояния, в отличие от чистых, характеризуют матрицей плотности  $\rho_{nm}$ .

### 2.3. Простейшие случаи решения уравнения Шредингера

Учитывая корпускулярно-волновой дуализм физической природы излучения, можно предположить, что дифференциальное уравнение движения микрочастицы имеет вид волнового уравнения Максвелла [4]

$$\nabla^2 \Psi(x, y, z) + k^2 \Psi(x, y, z) = 0, \quad (2.12)$$

где  $k = 2\pi/\lambda$  — волновое число.

Кинетическая энергия частицы с учетом дебройлевской длины волны  $\lambda = h/p = 2\pi\hbar/(mv)$  есть  $\epsilon_k = E - V = mv^2/2 = \hbar^2/(2m\lambda^2)$ , где  $E$  — полная энергия;  $V$  — потенциальная энергия;  $\hbar = h/(2\pi)$  — постоянная Планка;  $\lambda^2 = \hbar^2/(2m(E - V))$ .

Так как

$$k^2 = \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2 = (2\pi)^2 \frac{2m}{\hbar^2} (E - V) = \frac{2m}{\hbar^2} (E - V),$$

то стационарное, независимое от времени уравнение Шредингера получается подстановкой  $k^2$  в волновое уравнение (2.12), которое позволяет определить все стационарные состояния микрочастицы:

$$\nabla^2 \Psi(x, y, z) + \frac{2m}{\hbar^2} (E - V) \Psi(x, y, z) = 0. \quad (2.13)$$

Решение аналогичного уравнения для нестационарного случая имеет вид

$$\Psi(x, y, z, t) = \Psi(x, y, z) e^{-j\omega t} \quad (2.14)$$

и дает собственное значение волновой функции, представляющее собой комплексную амплитуду  $\Psi(x, y, z)$ .

Дифференцируя по времени  $\Psi(x, y, z, t)$  и учитывая, что  $\omega = 2\pi\nu = E/\hbar$ , где  $E = \hbar\omega$  — соотношение Эйнштейна, получаем

$$\partial \Psi(x, y, z, t) / \partial t = -j\omega \Psi(x, y, z, t), \quad (2.15)$$

или

$$E\Psi(x, y, z, t) = j\hbar \partial \Psi(x, y, z, t) / \partial t.$$

Принимая во внимание оператор полной энергии (2.2), записываем нестационарное уравнение Шредингера, учитывающее координаты  $(x, y, z)$  и время  $t$ :

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + \hat{V}\right) \Psi(x, y, z, t) = j\hbar \partial \Psi(x, y, z, t) / \partial t. \quad (2.16)$$

Общее решение (2.16), по-видимому, будет аналогичным (2.14), т. е.

$$\Psi(x, y, z, t) = \Psi(x, y, z) e^{-jEt/\hbar}. \quad (2.17)$$

Учтя (2.2), получим

$$j\hbar \partial \Psi / \partial t = H\Psi, \quad \text{или} \quad H\Psi = E\Psi.$$

Это уравнение Шредингера, не зависящее от времени, является стационарным уравнением Шредингера.

Пользуясь элементами приведенного математического аппарата и постулатами квантовой теории, рассмотрим некоторые частные случаи решения уравнения Шредингера.

**Система  $n$  материальных точек.** Волновая функция принимается в виде  $\Psi(t, x_1, y_1, z_1, \dots, x_n, y_n, z_n) = \Psi$ . Уравнение Шредингера

$$j\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2} \sum_1^n \frac{1}{m_i} \nabla_i^2 \Psi + V\Psi$$

в стационарном случае сводится к уравнению

$$E\Psi(x_i, y_i, z_i) = -\frac{\hbar^2}{2} \sum_1^n \frac{1}{m_i} \nabla_i^2 \Psi(x_i, y_i, z_i) + V\Psi(x_i, y_i, z_i).$$

Для интервала  $0 \leq x \leq l$  и одной частицы уравнение Шредингера имеет вид [26]  $E\Psi(x) = -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2 \Psi(x)}{\partial x^2}$ . Если потенциальная энергия системы  $V(x) = 0$ , то при  $0 \leq x \leq l$  частное решение этого уравнения, предложенное Э. Ферми [26], будет

$$\Psi(x) \sim e^{-i\sqrt{2mE/\hbar^2}x}.$$

Условие периодичности требует, чтобы функция  $\Psi(x)$  имела вид  $\Psi(x) \sim e^{-j(\pi/l)nx}$ , где  $n$  принимает любые целые значения числового ряда  $(1, 2, 3, \dots, n)$ . Сравнивая это выражение с решением  $\Psi(x)$ , определяем энергию  $n$ -го состояния

$$E_n = \frac{\pi^2 \hbar^2 n^2}{2ml^2}.$$

Таким образом, пришли к интересному и важному выводу. Значения энергии оказываются квантованными даже в этом простейшем случае. Самое низкое энергетическое состояние частицы получается при  $n = 1$ ; оно называется *основным*, остальные состояния — *возбужденными*. В данном случае для частицы получилось бесчисленное множество возможных состояний, характеризующихся собственными функциями  $\Psi_n(x)$ . Собственные функции  $\Psi_n(x)$  характеризуют собственные состояния, при которых энергия принимает конкретное значение. Состояние физической системы описывается волновой функцией  $\Psi(x)$ . Если эта функция равна какой-либо собственной функции  $\Psi_n(x)$ , то

данная физическая величина — энергия — принимает значение  $E_n$ . Волновую функцию, теперь уже функцию состояния, согласно (2.6) можно разложить по собственным функциям  $\Psi_n$ :

$$\Psi(x) = a_1 \Psi_1 + a_2 \Psi_2 + \dots + a_n \Psi_n,$$

где коэффициенты разложения определяются зависимостью

$$a_n = \int \Psi_n^* \Psi_n dx.$$

Так как собственные функции ортонормированы, то сумма квадратов модулей коэффициентов разложения равна единице, т. е.

$$|a_1|^2 + |a_2|^2 + \dots + |a_n|^2 = 1.$$

В квантовой теории величине  $|a_n|^2$  придают смысл вероятности существования состояния  $\Psi_n$ . Таким образом, чистое состояние  $\Psi(x)$  конструируется из собственных состояний  $\Psi_1, \Psi_2, \Psi_3, \dots, \Psi_n$ , причем вероятность существования состояния  $\Psi_1$  равна  $|a_1|^2$ , вероятность существования состояния  $\Psi_2$  равна  $|a_2|^2$  и т. д. Так как каждой функции  $\Psi_n$  соответствует собственное значение  $E_n$ , то квадрат модуля коэффициента  $|a_n|^2$  равен вероятности того, что данная физическая величина принимает конкретное значение  $E_n$ .

Итак, если система находится в состоянии  $\Psi_n$ , то данная физическая величина (в нашем случае энергия  $E_n$ ) может принимать дискретные собственные значения  $E_1, E_2, E_3, \dots, E_n$  соответственно с вероятностями  $|a_1|^2, |a_2|^2, |a_3|^2, \dots, |a_n|^2$ . Набор собственных значений образует спектр. Если собственное значение физической величины  $E_n$  отождествить с уровнем энергии  $E_n$ , то этот набор собственных значений будет энергетическим спектром. Если одному уровню (собственному значению  $E_n$ ) соответствует одна собственная волновая функция (состояние)  $\Psi_n$ , говорят о невырожденном уровне энергии. Если же одному уровню  $E_n$  соответствует  $g_i$  волновых функций  $\Psi_1, \Psi_2, \dots, \Psi_i$ , то говорят о вырожденном уровне с кратностью вырождения  $g_i$ .

В квантовой теории нельзя указать точное значение физической величины, если квантовая система находится в собственном состоянии. Можно указать лишь вероятность, с которой эта физическая величина может принимать то или иное значение. Зная эту вероятность, можно найти среднее значение физической величины, которое называется *средним значением оператора*  $\hat{O}$ , соответствующим этой физической величине. Обозначается среднее значение оператора  $\langle \hat{O} \rangle$  или  $\hat{O}$ .

Общий случай вращения квантовой частицы вокруг фиксированной оси. В этом случае уравнение Шредингера имеет вид [26]

$$E \Psi(\alpha) = -\frac{\hbar^2}{2I_\alpha} \frac{\partial^2 \Psi(\alpha)}{\partial \alpha^2}, \quad (2.18)$$

где  $\alpha$  — угол поворота частицы вокруг фиксированной оси;  $I_\alpha$  — момент инерции.

Решением (2.18) является  $\Psi(\alpha) \sim e^{-i\sqrt{2I_\alpha E/\hbar^2} \alpha}$ . Следовательно, энергия вращательного движения частицы определяется квантованными собственными значениями  $E_n = \hbar^2 n^2 / (2I_\alpha)$  для  $0, 1, 2, \dots, n$ , а нормиро-

ванные функции состояния

$$\Psi_n(\alpha) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{-i n \alpha}.$$

Например, если состояние системы  $\Psi(x)$  совпадает с собственным состоянием  $\Psi_n$ , то среднее значение оператора совпадает с его собственным значением  $E_n$ , так как среднее значение оператора согласно (2.7)

$$\langle \hat{O} \rangle = \int \Psi^*(x) \hat{O} \Psi(x) dx.$$

Точное решение уравнения Шредингера, как отмечено выше, может быть получено лишь для простейших функций. Уже при определении спектра атома гелия приходится прибегать к приближенным методам. Еще сложнее определить энергетические уровни атома, находящиеся во внешнем электромагнитном поле [5, 29]. В этом случае решения уравнения Шредингера находят приближенным методом, получившим название *метода малых возмущений*. Другим, часто используемым на практике методом является *метод диагонализации матрицы возмущенного оператора* [5, 17, 26, 29].

**Туннельный эффект.** Это — фундаментальное явление проникновения квантовых частиц через потенциальный барьер. Допустим, что на координате  $x$  имеется потенциальный барьер — узкая область шириной  $a$ , внутри которой потенциальная энергия равна  $V_a$ , а вне ее — нулю (рис. 2.1). Частица, имеющая полную энергию  $E = p^2/(2m_0) + V_a$ , меньшую потенциальной ( $E < V_a$ ), движется слева направо. По законам классической механики частица не сможет преодолеть потенциальный барьер и в конечном счете должна отразиться от него. Квантовая теория дает иной результат: волновая функция частицы не затухает внутри барьера и не равна нулю в области  $a$  и за барьером. Если обратиться к уравнению Шредингера (см. п. 2.1) и определить решение его (2.17), то волновая функция  $\Psi(x) \sim \Psi_0 e^{-x/\sqrt{2m_0(V_a - E/\hbar^2)}}$ .

Существует некоторая вероятность обнаружения квантовой частицы на координате  $x$ , пропорциональная квадрату модуля волновой функции  $|\Psi(x)|^2$ . Следовательно, отношение вероятности нахождения частицы за барьером  $|\Psi(a)|^2$  в точке  $x = a$  к вероятности обнаружения ее перед барьером  $|\Psi(0)|^2$  в точке  $x = 0$  является «коэффициентом проникновения» частицы через потенциальный барьер:

$$k(x) = |\Psi(a)|^2 / |\Psi(0)|^2 = e^{-(2a/\hbar)\sqrt{2m_0(V_a - E)}}.$$

В этом равенстве квант действия  $\hbar$  — величина, много меньшая  $\sqrt{2m_0(V_a - E)}$ , находится в знаменателе экспоненты; поэтому коэффициент проникновения  $k(x)$  для классической частицы большой массы очень мал. Следовательно, чем меньше масса частицы, тем больше вероятность туннельного эффекта. Например, для высоты барьера 2 эВ и ширины его  $a = 10^{-8}$  см вероятность прохождения электрона с

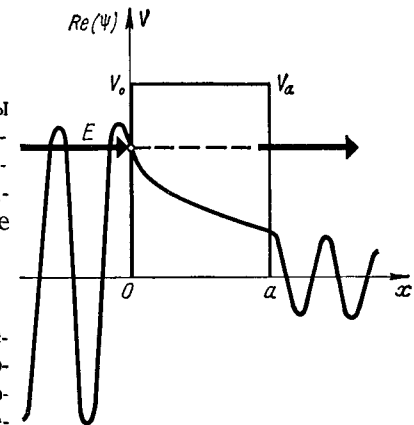


Рис. 2.1. К рассмотрению туннельного эффекта



энергией 1 эВ сквозь барьер равна 0,78 [5], для протона с энергией 1 эВ — всего лишь  $3,6 \cdot 10^{-19}$ .

Возможность проникновения частицы в «классически» запрещенную зону объясняет многие физические процессы, необъяснимые с точки зрения классической механики. К ним прежде всего следует отнести туннельные явления в полупроводниковых диодах, ионизацию атомов в сильном электрическом поле, явление  $\alpha$ -распада и т. д.

## 2.4. Кинетические уравнения квантовой системы

Квантовые переходы между энергетическими состояниями в первом приближении рассмотренной теории возмущений могут описываться кинетическими уравнениями. Эти уравнения иногда называют также скоростными уравнениями или уравнениями баланса. Метод кинетических уравнений применим для решения целого ряда физических задач микромира. Назовем основные из этих задач: накачка вещества в стационарном режиме; определение типов колебаний лазерного излучения вдоль продольной оси резонатора аксиальных мод; определение порогового значения мощности накачки; вычисление ширины линии излучения; получение условий, определяющих генерацию лазеров, динамику генерации гигантского импульса, устойчивость стационарного режима и др.

**Накачка** — физический процесс перевода квантовых частиц на возбужденные энергетические уровни под воздействием света, тока, химических реакций и т. д. В результате действия накачки образуется инверсия населенностей квантовых уровней и вещество, поглощая энергию накачки, становится активной лазерной средой.

Кинетические уравнения описывают изменение во времени средних значений количества фотонов и населенности энергетических уровней. В каждом конкретном случае кинетические уравнения составляются с учетом элементарных рассуждений о вероятностях переходов. Тем не менее существует ряд соображений общего характера. Поясним их кратко.

Элементарные процессы, приводящие к образованию инверсии на рабочих уровнях, связаны с квантовыми переходами между энергетическими уровнями. При анализе условий получения инверсии населенности рассматриваются только начальные и конечные состояния основных квантовых переходов. В зависимости от количества таких состояний говорят о двух-, трех- или четырехуровневой схеме возмущений рабочих состояний. Следует иметь в виду, что каждая из указанных схем является разумным упрощением, позволяющим учитывать только основные явления. Приведем упрощающие допущения.

Излучение накачки взаимодействует только с одним переходом. Это условие выполняется либо подбором спектрального состава излучения накачки и уровней поглощения активной среды, либо выбором конкретной группы уровней, у которых вероятность перехода из основного состояния в верхние возбужденные значительно превышает вероятности всех других квантовых переходов. Состояния квантовой системы представлены идеализированными бесконечно тонкими невырожденными уровнями энергии, кратность вырождения которых  $g_i = 1$ .

Изменение населенностей уровней обусловлено следующими квантовыми механизмами:

спонтанными переходами на нижние уровни с вероятностью перехода  $A_{nm}$ ;

безызлучательными переходами, преобразующими энергию квантовых переходов в тепловую с вероятностью перехода  $S_{nm}$ ;

вынужденным излучением (поглощением) с вероятностью перехода  $\rho_{\nu} B_{nm}$ .

Вначале рассмотрим простейшую двухуровневую квантовую систему (рис. 2.2, а), где активная среда имеет уровень  $E_1$  — основное состояние и уровень  $E_2$  — возможное возбужденное состояние. При создании возмущения, т. е. облучения активной среды порцией электромагнитной энергии, возникают три квантовых процесса, связанные с переходами микрочастиц из одного состояния в другое. Во-первых, происходит поглощение излучения накачки в частотном диапазоне, соответствующем данному переходу. Число фотонов, участвующих в этом процессе,  $\rho_{\nu h} = B_{12} N_1$ , где  $\rho_{\nu h}$  — спектральная плотность излучения накачки. Во-вторых, возникает обратный процесс вынужденного излучения, число фотонов которого  $\rho_{\nu} B_{21} N_2$ . Наконец, следует учитывать спонтанное излучение из-за распада второго возбужденного энергетического уровня. Если вероятность этого распада  $A_{21}$ , то число фотонов в спонтанном излучении равно  $A_{21} N_2$ . Для стационарного режима генерации составим баланс количества фотонов, участвующих во всех указанных выше процессах:

$$\rho_{\nu} B_{12} N_1 = (\rho_{\nu} B_{21} + A_{21}) N_2.$$

При равенстве кратностей вырождения уровней  $g_1 = g_2 = 1$  очевидно  $\rho_{\nu} B_{12} = \rho_{\nu} B_{21}$ .

Так как было допущено, что частицы находятся только в одном из двух рассматриваемых состояний, то справедливо условие  $N_0 = N_1 + N_2$ , где  $N_0$  — общее число квантовых частиц в единице объема активной среды (населенность активной среды). Решив систему двух уравнений, получим населенности этих двух уровней:

$$N_1 = \left( \frac{A_{21} + \rho_{\nu} B_{21}}{A_{21} + 2\rho_{\nu} B_{21}} \right) N_0; \quad N_2 = \left( \frac{\rho_{\nu} B_{21}}{A_{21} + 2\rho_{\nu} B_{21}} \right) N_0. \quad (2.19)$$

При отсутствии возбуждения, т. е. при нулевой спектральной плотности энергии излучения накачки ( $\rho_{\nu h} = 0$ ), все частицы находятся на энергетическом уровне  $E_1$  (рис. 2.2, б). С увеличением спектральной плотности энергии излучения накачки населенность уровня  $E_1$  экспоненциально убывает, а населенность уровня  $E_2$  монотонно увеличивается. В предельном случае, соответствующем бесконечной спектральной плотности энергии излучения накачки, населенности обоих уровней  $N_1$  и  $N_2$  выравниваются. Отметим, что при любом значении спек-

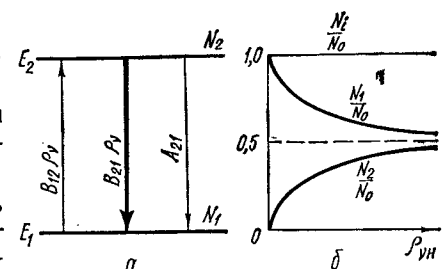


Рис. 2.2. Схема энергетических состояний двухуровневой квантовой системы (а) и зависимость населенностей уровней  $N_1/N_0$  и  $N_2/N_0$  от плотности излучения накачки  $\rho_{\nu h}$  (б)



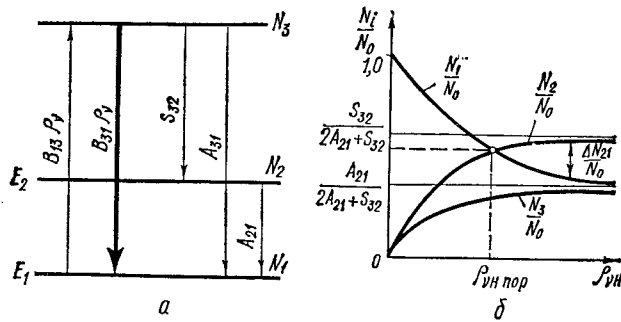


Рис. 2.3. Схема энергетических состояний трехуровневой квантовой системы (а) и зависимость населенностей уровней  $N_1/N_0$ ,  $N_2/N_0$  и  $N_3/N_0$  от плотности излучения накачки  $\rho_{vh}$  (б)

ральной плотности энергии излучения накачки ( $\rho_{vh} \rightarrow \infty$ ) и равенстве вероятностей поглощения и излучения ( $\rho_v B_{12} = \rho_v B_{21}$ ) населенность верхнего уровня не превысит населенности нижнего уровня. Отсюда вытекает важный вывод для двухуровневой квантовой системы: при оптической накачке принципиально невозможно создать инверсию населенностей и, следовательно, получить генерацию лазерного излучения. Для трехуровневой квантовой системы при стационарном режиме генерации кинетические уравнения выглядят так (рис. 2.3, а) [12]:

$$\begin{aligned} E_3 \rightarrow \rho_v B_{13} N_1 - (\rho_v B_{31} + A_{31} + S_{32}) N_3 &= 0; \\ E_2 \rightarrow S_{32} N_3 - A_{21} N_2 &= 0; \\ E_1 \rightarrow (\rho_v B_{31} + A_{31}) N_3 + A_{21} N_2 - \rho_v B_{13} N_1 &= 0; \\ N_0 = N_1 + N_2 + N_3; \quad B_{13} = B_{31}; \quad g_1 = g_2 = g_3 = 1. \end{aligned}$$

Решив эту систему относительно населенностей уровней, получим:

$$\begin{aligned} N_3 &= \left[ \frac{\rho_v A_{21} B_{13}}{(\rho_v B_{31} + A_{31} + S_{32}) A_{21} + (S_{32} + A_{21}) \rho_v B_{13}} \right] N_0; \\ N_2 &= \left[ \frac{\rho_v B_{13} S_{32}}{(\rho_v B_{31} + A_{31} + S_{32}) A_{21} + (S_{32} + A_{21}) \rho_v B_{13}} \right] N_0; \\ N_1 &= \left[ \frac{(\rho_v B_{13} + A_{31} + S_{32}) A_{21}}{(\rho_v B_{13} + A_{31} + S_{32}) A_{21} + (S_{32} + A_{21}) \rho_v B_{13}} \right] N_0. \end{aligned} \quad (2.20)$$

При отсутствии возмущения, когда спектральная плотность энергии излучения накачки равна нулю ( $\rho_{vh} = 0$ ), все квантовые частицы сосредоточены на нижнем основном уровне (рис. 2.3, б). При увеличении  $\rho_{vh}$  верхний и промежуточный уровни начинают заселяться. Населенность нижнего основного уровня  $E_1$  постепенно уменьшается. Если спектральная плотность энергии излучения накачки беспрестанно увеличивается ( $\rho_{vh} \rightarrow \infty$ ), то населенности  $N_1$  и  $N_3$  выравниваются и  $N_3 = N_1 = \frac{A_{21} N_0}{2A_{21} + S_{32}}$ . Если в рассматриваемой квантовой системе вероятность перехода  $S_{32}$  больше вероятности перехода  $A_{21}$ , то, начи-

ная с некоторой энергии накачки  $\rho_{vh} \sim (\rho_{vh})_{пор}$ , населенность второго уровня превысит населенность основного уровня, т. е.  $N_2 > N_1$ . В этом случае величину  $(\rho_{vh})_{пор}$  называют *пороговой спектральной плотностью* энергии излучения накачки, а избыток населенности частиц на втором уровне по сравнению с населенностью первого уровня — *инверсией населенности*

$$\Delta N_{21} = N_2 - N_1.$$

С увеличением  $\rho_{vh}$  инверсия населенностей возрастает, стремясь в пределе к величине

$$\lim_{\rho_{vh} \rightarrow \infty} \Delta N_{21} = \frac{S_{32} - A_{21}}{2A_{21} + S_{32}} N_0,$$

и при  $S_{32} \approx A_{21}$   $\Delta N_{21} \sim 0$ .

Таким образом, в трехуровневой системе можно получить инверсию населенностей на переходе  $E_2 \rightarrow E_1$ . Для этого необходимо, чтобы выполнялось условие  $S_{32} > A_{21}$  и спектральная плотность энергии излучения накачки превышала пороговое значение, так как только в этом случае относительная инверсия населенности будет больше нуля, т. е.  $\Delta N_{21}/N_0 > 0$ .

Приравняв значения населенностей уровней  $N_1 = N_2$  из уравнений (2.20) и решая полученное равенство относительно  $\rho_v B_{13}$ , находим пороговое значение спектральной плотности энергии излучения накачки

$$(\rho_{vh})_{пор} \approx \frac{(S_{32} + A_{31}) A_{21}}{B_{31} (S_{32} - A_{21})}. \quad (2.21)$$

Условие наименьшего порога накачки в трехуровневой системе соответствует наибольшему времени нахождения квантовых частиц на втором уровне, т. е. наличию метастабильного уровня в системе. Помимо этого необходимо, чтобы активное вещество имело широкую полосу поглощения и чтобы усиление превышало потери. При выполнении этих условий возможна генерация вынужденного излучения.

В общем случае, если рассматриваемая квантовая система состоит из  $m$  уровней, для определения населенностей уровней необходимо иметь систему  $m$  уравнений. Для  $m - 1$  возбужденных состояний записываются условия баланса — равенство скоростей заселения и обеднения энергетических уровней. Уравнение баланса для верхнего уровня записывается следующим образом:

$$E_m \rightarrow \rho_v B_{1m} N_1 - \left[ \rho_v B_{m1} + \sum_{m=1}^{m-1} (A_{m1} + S_{m(m-1)}) \right] N_m = 0,$$

где  $\sum_{m=1}^{m-1} (A_{m1} + S_{m(m-1)})$  — суммарная вероятность обеднения верхнего энергетического уровня. Любой  $l$ -й промежуточный уровень заселяется с учетом правил отбора при указанных ограничениях за счет обеднения верхних состояний и связан со спонтанными и безызлучательными переходами на нижние уровни:

$$\sum_{l=l+1}^n S_{il} N_l - N_i \sum_{l=1}^{l-1} \rho_v B_{il} = 0,$$

где  $\sum_{i=1}^{l-1} \rho_i B_{li}$  — суммарная вероятность обеднения  $l$ -го уровня. Последнее уравнение определяется условием постоянства количества частиц в системе  $\sum_{i=1}^n N_i = N_0$ .

Выше была описана идеализированная картина. В действительности дело обстоит гораздо сложнее — стационарный баланс скоростей заселения и обеднения энергетических уровней квантовыми частицами является приблизительным. Корректнее полагать, что это физическое явление представляет собой квазистационарный процесс, который математически наиболее строго необходимо описывать для любой квантовомеханической системы с помощью матрицы плотности [5, 29].

## 2.5. Смешанные состояния. Матрица плотности

Основной постулат квантовой механики утверждает, что для определения состояния квантовой системы достаточно задать волновую функцию. При этом различают состояния квантовой системы, которым можно или нельзя сопоставить волновую функцию. Первые из них обычно называют *чистыми*, вторые — *смешанными* состояниями.

Чистые состояния соответствуют максимально возможным сведениям об идеальной квантовой системе. Действительно, если система находится в одном из  $n$  собственных состояний, описываемых собственной функцией  $U_n$ , то физически измеряемая величина  $M$  с соответствующим оператором  $\hat{M}$  имеет среднее значение  $\langle M \rangle = \langle U_n | \hat{M} | U_n \rangle$  и собственные значения определяются из уравнений собственных значений:  $\hat{M}U_n = M_n U_n$  (см. п. 2.1).

Произвольному чистому состоянию можно сопоставить, исходя из принципа суперпозиции, волновую функцию  $\Psi_n$  вида (2.6):

$$\Psi_n = \sum_n c_n U_n, \quad (2.22)$$

где  $c_n$  — коэффициенты разложения по полной ортонормированной системе собственных функций  $U_n$ . В этом случае физическая величина  $M$  определяется своим средним значением (математическое ожидание) [см. (2.7)]:

$$\langle M \rangle = \int \Psi_n^* \hat{M} \Psi_n dq = \langle \Psi_n | \hat{M} | \Psi_n \rangle. \quad (2.23)$$

Часто возникает недоуменный вопрос, каков физический смысл состояний квантовых частиц? Собственные и чистые состояния являются частными понятиями формализма квантовой теории, а вот смешанное состояние может быть интерпретировано как энергетические уровни реального активного вещества квантовых генераторов и усилителей или квантованное электромагнитное поле в свободном пространстве.

В общем случае нет достоверной информации о квантовой системе с тем, чтобы описать ее с помощью линейных операторов или в матричном виде. Тогда применяют методы теории статистического распре-

деления, т. е. находят вероятность того, что система описывается функцией состояния  $\Psi(q, t)$  и зависит от природы процесса измерений, который возмущает систему так, что эта система переходит в некоторое смешанное состояние (некогерентной суперпозиции чистых состояний).

Если известны волновые функции  $\Psi_n$  чистых состояний квантовой системы, то смешанному состоянию можно сопоставить волновую функцию вида

$$\Psi = \sum_n p_n \Psi_n,$$

где  $p_n$  — вероятность наличия  $n$ -го чистого состояния в рассматриваемом смешанном состоянии. Индекс  $n$  как бы задает порядковый номер состояния в рассматриваемом смешанном состоянии.

Тогда, учитывая (2.23), среднее значение величины  $M$  для смешанного состояния есть

$$\langle M \rangle = \sum_{n,m} p_n \Psi_n^* \hat{M} \Psi_m; \quad \Psi_n^* = \sum_n c_n^* U_n^*; \quad \Psi_m = \sum_m c_m U_m; \quad (2.24)$$

любой элемент матрицы  $M_{nm}$  соответствующего оператора определяется как

$$M_{nm} = \sum_{n,m} U_n^* \hat{M} U_m.$$

Тогда для смешанного состояния среднее значение величины  $\langle M \rangle$  принимает вид

$$\langle M \rangle = \sum_n p_n \sum_{n,m} c_n^* U_n^* \hat{M} c_m U_m. \quad (2.25)$$

Если ввести обозначение

$$\rho_{nm} = \sum_n p_n c_n^* c_m, \quad (2.26)$$

то (2.25) можно записать в виде следующего произведения матричных элементов:

$$\langle M \rangle = \sum_{n,m} \rho_{nm} M_{nm}. \quad (2.27)$$

Оператор  $\hat{\rho}$ , представленный матрицей с матричными элементами  $\rho_{nm}$  (2.26), называют *оператором плотности*, а саму матрицу — *матрицей плотности*. Эти понятия почти одновременно были введены Л. Д. Ландау и Дж. фон Нейманом в 1927 г. [5, 29].

Если использовать правило перемножения матриц, то (2.27) записывается более кратко так:

$$\langle M \rangle = \sum_{n,m} (\rho M)_{nm} = \text{Sp}(\rho M), \quad (2.28)$$

где знаком  $\text{Sp}$  (шпур) обозначен след матрицы — сумма диагональных элементов матрицы  $(\rho M)$ .

Таким образом, смешанное состояние квантовой системы полностью описывается с помощью матрицы плотности, что дает возможность вычислить среднее значение любой физически наблюдаемой величины  $\langle M \rangle$ .

Так как применяя среднее значение оператора  $\langle M \rangle = \text{Sp}(\rho M)$ , можно получить среднее значение любой измеряемой величины, то матрица плотности  $\rho_{nm}$  с точки зрения физика содержит всю существенную информацию, которую можно получить о данной квантовой системе. Поэтому новая формулировка квантовой теории в понятиях матрицы плотности является весьма полезной, поскольку позволяет изящно решать многие прикладные задачи квантовой теории.

Для дальнейших рассуждений необходимо знать следующие свойства матрицы плотности:

из условия действительности средних значений следует эрмитовость матрицы плотности, т. е.  $\rho_{nm} \rightarrow \rho_{mn}^* \rightarrow \rho_{nm}^+$ ;

из условия нормировки след матрицы плотности равен единице ( $\text{Sp}(\rho) = 1$ );

любой диагональный элемент матрицы плотности для смешанного состояния системы равен значению  $\rho_{nn} = \sum_n \rho_n |c_n|^2$ ;

любой диагональный элемент матрицы плотности для чистого состояния системы равен значению  $\rho_{nn} = |c_n|^2$ .

Уравнение движения матрицы плотности (уравнение движения измеряемых физических величин) получается при дифференцировании матрицы плотности по времени и замене волновой функции  $\Psi(q, t)$  величиной  $\rho_{nm}$ :

$$\frac{\partial \rho_{nm}}{\partial t} = -\frac{i}{\hbar} \sum_k (\rho_{nk} H_{mk} - H_{kn} \rho_{km}), \quad (2.29)$$

или в операторной форме

$$\frac{\partial \hat{\rho}}{\partial t} = -\frac{i}{\hbar} [\hat{H}\hat{\rho} - \hat{\rho}\hat{H}]. \quad (2.30)$$

Вводя квантовые скобки Пуассона  $\hat{H}\hat{\rho} - \hat{\rho}\hat{H} = [\hat{H}, \hat{\rho}]$ , уравнение (2.30) можно переписать в виде

$$i\hbar \partial \hat{\rho} / \partial t = [\hat{H}, \hat{\rho}].$$

Полученное уравнение движения матрицы плотности определяет изменение матрицы плотности во времени подобно уравнению Шредингера для волновой функции чистого состояния. Это уравнение является более общим по сравнению с уравнением Шредингера, так как оно выведено для смешанных состояний реальных квантовых систем.

### Глава 3. КОГЕРЕНТНОСТЬ, ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ И ПОЛЯРИЗАЦИЯ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

#### 3.1. Математическая запись квазимонохроматического излучения

В общем случае излучение является процессом возбуждения и распространения электромагнитного поля, которое может быть представлено суперпозицией электромагнитных волн со следующими характеристиками: амплитудой, частотой, фазой, поляризацией и направлением

распространения. Если излучением интересоваться практически, когда из электромагнитного поля необходимо извлечь информацию, закодированную в его характеристиках, то можно это излучение принимать за оптический сигнал [4, 22], который является однозначной функцией трех координат пространства и времени.

Волна, которую можно описать простой периодической функцией времени, называется *монохроматической*. Проекция напряженности векторов электрического  $\vec{E}$  и магнитного  $\vec{H}$  полей этой волны на оси любой системы координат в этом случае изменяются во времени по гармоническому закону  $\cos(\omega t + \varphi)$ . Величину  $\omega$  называют *круговой* (циклической) *частотой* волнового процесса,  $\varphi$  — начальной его *фазой*. Заметим, что такая форма зависимости имеет наибольшее практическое применение, особенно в квантовых приборах. Результаты изучения подобных полей применимы и к более сложным случаям, ибо, как известно, любую периодическую функцию времени всегда можно разложить в ряд Фурье, каждый член которого является косинусоидальной функцией времени.

Ограничимся в дальнейшем рассмотрении монохроматических волн с плоским фронтом, для которых в произвольный момент времени во всех точках любой плоскости, перпендикулярной к направлению распространения волны, векторы электрического или магнитного поля имеют одинаковое значение. При анализе волны векторы  $\vec{E}$  и  $\vec{H}$  имеют эквивалентное значение, однако при математическом описании излучения вектору  $\vec{E}$  отдают предпочтение, полагая, что все операции с вектором  $\vec{H}$  будут аналогичными. Тогда форма записи квазимонохроматической плоской волны, распространяющейся, например, в ортогональной системе координат  $x y z$  в положительном направлении вдоль оси  $z$ , в проекциях на оси координат будет иметь вид

$$\begin{aligned} E_x &= E(x, 0, z, t) = E_{0x} \cos[\omega t - kz + \varphi_x]; \\ E_y &= E(0, y, z, t) = E_{0y} \cos[\omega t - kz + \varphi_y], \end{aligned}$$

где  $E_{0x}$ ,  $E_{0y}$  — амплитуды составляющих поля.

Для монохроматического излучения величины  $E_{0x}$ ,  $E_{0y}$  — постоянны и не зависят от времени.

Иногда вместо тригонометрической функции  $\cos \omega t$  поле удобно выразить через показательные функции, так как

$$\cos \omega t = (e^{i\omega t} + e^{-i\omega t})/2.$$

Тогда, учитывая временную и пространственную структуру квазимонохроматического излучения, вектор напряженности электрического поля такой волны удобнее всего записать в виде вещественной части комплексного выражения \*

$$\vec{E} = \text{Re}[\vec{E}_0 e^{-j\omega(t-z/c)}],$$

где  $\vec{E}_0$  — некоторый постоянный комплексный вектор. Очевидно, что и напряженность магнитного поля  $\vec{H}$  имеет аналогичный вид с той же

\* См.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теория поля. — М., 1960. — 328 с.

частотой  $\omega$ . Величина

$$\lambda = 2\pi c/\omega$$

называется *длиной волны*; она характеризует период изменения поля  $\vec{E}$  вдоль координаты  $z$  в заданный момент времени  $t$ .

Величину  $2\pi n/\lambda = \omega n/c = \vec{k}$  называют *волновым вектором*, а модуль вектора  $|\vec{k}| = 2\pi/\lambda$  — *волновым числом* ( $\vec{n}$  — единичный вектор в направлении распространения волны). С помощью  $\vec{k}$  можно записать квазимонохроматическую плоскую волну в виде

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \text{Re} [\vec{E}_0 e^{i(\vec{k}\vec{r} - \omega t)}].$$

Величину  $j\omega t$  в показателе экспоненты называют *комплексной фазой волны*;  $\vec{r}$  является радиусом-вектором в принятой для рассмотренной системе координат.

Как известно, преобразование периодических функций значительно упрощается, если применять комплексные величины. Непосредственное физическое значение имеет, конечно, лишь вещественная часть этих комплексных выражений. Можно, однако, воспользоваться тем обстоятельством, что вещественная часть результатов, получаемых при выполнении линейных операций (дифференцирование,  $\text{rot}$ ,  $\text{div}$  и т. д.) над комплексными выражениями, совпадает с результатами выполнения этих же операций над одними лишь вещественными частями исходных зависимостей. Поэтому переход к вещественной части комплексных величин может быть совершен как до, так и после выполнения этих операций [4]. Лишь при нелинейных операциях (например, умножении) необходимо переходить к вещественным частям комплексных выражений до выполнения над ними этих операций, ибо вещественная часть произведения комплексных величин не равна произведению их вещественных частей.

Обычно на практике приходится иметь дело с квазимонохроматическими волнами, содержащими частоты в некотором малом интервале  $\Delta\omega \ll \omega$ . Учитывая это, квазимонохроматическое излучение, имеющее среднюю круговую частоту  $\omega = 2\pi\nu$ , представляем математически вектором напряженности электрического поля в виде

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}_0(t) e^{i(\vec{k}\vec{r} - \omega t)},$$

где комплексная амплитуда  $\vec{E}_0(t)$  является некоторой медленно меняющейся функцией периода времени  $t = 1/\Delta\omega \gg \tau = 1/\omega$ . Поэтому во временном интервале порядка  $\tau$  напряженность электрического поля  $\vec{E}_0(t)$  можно считать практически неизменной величиной. Так как  $\omega = \text{const}$ , то множитель  $e^{-j\omega t}$ , общий для всех точек пространства  $(x, y, z \rightarrow \vec{r})$ , можно выделить и записать эту формулу в виде

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}_0(\vec{r}, t) e^{-j\omega t},$$

где  $\vec{E}_0(\vec{r}, t) = E_0(t) e^{i\vec{k}\vec{r}}$  — комплексная амплитуда электромагнитного поля, или так называемый *оптический сигнал*, представляющий

собой огибающую квазимонохроматических колебаний:

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}_0(\vec{r}, t) e^{-j\omega t}.$$

В общем случае, учитывая поляризацию излучения, можно представить еще одну запись излучения через компоненты поля на оси  $x$  и  $y$  в виде матрицы-столбца

$$E(x, y, z, t) = \begin{bmatrix} E_x(x, 0, z, t) \\ E_y(0, y, z, t) \end{bmatrix},$$

или для поля, линейно-поляризованного, например, в плоскости  $xz$ ,

$$E(x, 0, z, t) = E_0(x, 0, z, t) e^{-j\omega t} \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix}.$$

В дальнейшем в зависимости от постановки задачи будем использовать различные математические представления квазимонохроматического излучения: тригонометрическое, показательное или матричное.

### 3.2. Матрица когерентности

Обычно вопрос о наличии *когерентности* излучения решается при рассмотрении амплитуд и фаз волнового электромагнитного поля. Поэтому понятие когерентности очень тесно связывают с другим фундаментальным явлением излучения — *интерференцией* — сложением волновых полей со взаимным усилением либо со взаимным ослаблением в зависимости от координат пространства и времени.

Классический эксперимент Т. Юнга (1773—1829) интерференции от двух отверстий (рис. 3.1) дает представление о когерентности излучения. Если оба источника имеют одинаковую яркость, то наличие четких интерференционных полос можно считать признаком хорошей когерентности, тогда как отсутствие полос соответствует полной некогерентности. Отметим, что стационарность интерференционной картины с высоким контрастом также определяет когерентность излучения. С достаточной степенью приближения можно считать, что

когерентность есть свойство электромагнитных полей, когда происходит согласование во времени и пространстве нескольких волновых процессов. Качество когерентности оценивается по наблюдаемой в эксперименте интерференционной картине.

В этом определении качественная сторона ясна и понятна, но вот при оценке количественных характеристик возникают определенные трудности. Амплитуду и фазу по интерференционной картине непосредственно определить нельзя. Любой приемник излучения дает отклик только на интенсивность — суммарную или среднюю величину, пропорциональную квадрату амплитуды волны. Поэтому измеряемой характеристикой когерентности за период времени наблюдения  $T_{\text{изм}}$  является ее *интенсивность* \*

$$I_{\text{изм}} \approx \langle \vec{E} \vec{E}^* \rangle \quad (3.1)$$

\* Строго говоря, интенсивность  $I = \frac{ce}{2T} \int_0^T |\vec{E}|^2 dt = \frac{1}{2} ce \langle EE^* \rangle$  определяется как усредненная во времени плотность энергии электрического поля излучения, пересекающая перпендикулярно единичную площадку в единицу времени [16, 22].

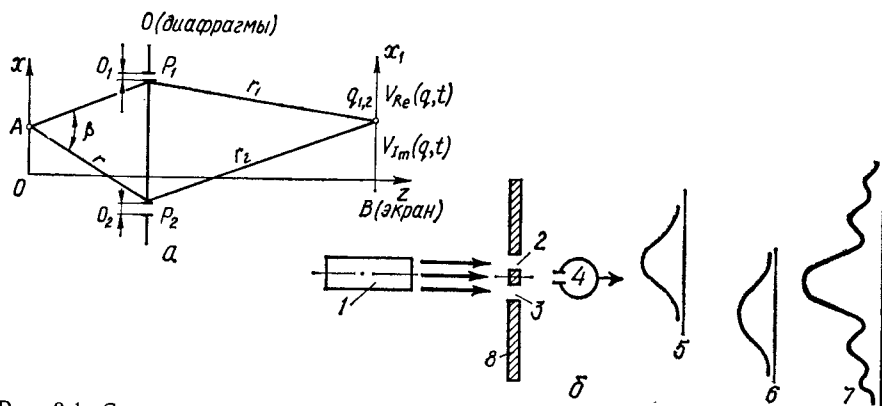


Рис. 3.1. Схема классического эксперимента Юнга для наблюдения интерференционной картины (а) и интерференция электронов (б): А — источник;  $P_{1,2}$  — положение диафрагм;  $q_{1,2}$  — положение точки на экране; 1 — электронная пушка; 4 — счетчик; 5 — распределение вероятности обнаружения электронов, когда открыта диафрагма 2; 6 — открыта только диафрагма 3; 7 — распределение вероятности обнаружения электронов при открытых диафрагмах 2 и 3; 8 — экран

или  $|E|^2 = dI_{\text{изм}}/dt$ , где  $|E|^2$  — квадрат модуля напряженности электрического поля;  $|E|^2 = |EE^*|$ ;  $E^*$  — комплексно-сопряженный модуль вектора  $\vec{E}$ ;  $\epsilon$  — диэлектрическая проницаемость.

Допустим, что два пучка излучения, выйдя из указанных выше щелей, пересекаются в заданном объеме пространства. Тогда, учитывая принцип суперпозиции, результирующее поле  $\vec{E}(x, y)$  равно сумме волновых полей в каждом из пучков:

$$E(x, y) = \vec{E}_1(x, y) + \vec{E}_2(x, y), \quad (3.2)$$

где  $\vec{E}_1(x, y)$  и  $\vec{E}_2(x, y)$  — векторы напряженности электрического поля.

Поскольку поле есть функция координат пространства и времени, принято различать пространственную и временную когерентность. Эти различные аспекты одного физического явления можно сформулировать следующим образом.

**Пространственная когерентность** в заданный момент времени связана с корреляцией между фазами волн электромагнитного поля в различных точках пространства.

**Временная когерентность** характеризует корреляцию между фазами электромагнитного поля в заданной точке пространства в разные моменты времени.

Вначале рассмотрим естественное, неполяризованное поле, для которого, как известно, пространственное положение вектора напряженности электрического поля неопределенно. Это означает, что все возможные направления вектора  $\vec{E}$  в плоскости  $xy$ , ортогональной к направлению распространения излучения по оси  $z$ , равновероятны. Можно представить себе, что при весьма продолжительном наблюдении ( $T_{\text{изм}} \gg 1/\omega_0$ ) проекции вектора  $\vec{E}$  на оси  $x$  и  $y$  ортогональной системы координат  $xyz$  окажутся положительными и отрицательными почти рав-

ное количество раз. Следовательно, при усреднении за промежуток времени  $T_{\text{изм}}$  можно ожидать, что усредненные значения проекций на соответствующие оси будут равны нулю:

$$\langle E_x \rangle \sim \int_0^T E_x dt = 0; \quad \langle E_y \rangle \sim \int_0^T E_y dt = 0. \quad (3.3)$$

Угловые скобки  $\langle \rangle$  означают усреднение во времени. Можно также ожидать, что средние значения  $x$ - и  $y$ -й составляющих интенсивности будут равны между собой:

$$\langle E_x E_x^* \rangle = \langle E_y E_y^* \rangle, \quad (3.4)$$

где  $E_x^*$ ,  $E_y^*$  — комплексно-сопряженные составляющие вектора напряженности электрического поля  $\vec{E}$ .

Так как составляющие  $E_x$  и  $E_y$  некоррелированы между собой ( $\langle E_x \rangle = \langle E_y \rangle = 0$ ), то усредненные во времени произведения перекрестных составляющих также равны нулю, т. е.

$$\langle E_x E_y^* \rangle = \langle E_y E_x^* \rangle = 0. \quad (3.5)$$

Если вычислить полную интенсивность  $I_{\text{полн}}$  неполяризованного излучения через составляющие  $E_x$  и  $E_y$ :

$$I_{\text{полн}} = \langle E_x E_x^* \rangle + \langle E_y E_y^* \rangle + \langle E_x E_y^* \rangle + \langle E_y E_x^* \rangle, \quad (3.6)$$

то ее, учитывая условие (3.3)...(3.5), удобно также представить в матричном виде:

$$\frac{1}{2} I_{\text{полн}} \begin{vmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{vmatrix} = \frac{1}{2} [\langle E_x E_x^* \rangle + \langle E_y E_y^* \rangle] \begin{vmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{vmatrix}. \quad (3.7)$$

В (3.7) квадратная диагональная матрица типа  $\begin{vmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{vmatrix}$  называется **матрицей когерентности**. Она математически описывает полностью неполяризованное поле излучения, например естественный свет.

Приведем пример сравнения интенсивностей когерентного и некогерентного излучений.

**Пример.** На поверхность падают  $n$  некогерентных лучей со случайными фазами, но одинаковой интенсивности, суммарная интенсивность которых  $I_{\Sigma}^{\text{неког}} = nI$ . На ту же поверхность падают  $n$  когерентных лучей с одинаковыми фазами. Суммарная интенсивность пучка в этом случае  $I_{\Sigma}^{\text{ког}} = \left| \sum_i^n \sqrt{I_i} \right|^2 = n^2 I$ . Таким образом, получается, что наибольшая суммарная интенсивность когерентного излучения превосходит интенсивность некогерентного излучения в  $n$  раз.

Следуя Э. Вольфу [4], составим когерентную матрицу из уравнения (3.6) для квазимонохроматического излучения  $E = \begin{vmatrix} E_x \\ E_y \end{vmatrix}$

$$K_{\text{ког}} = \begin{vmatrix} \langle E_x E_x^* \rangle & \langle E_x E_y^* \rangle \\ \langle E_y E_x^* \rangle & \langle E_y E_y^* \rangle \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} K_{xx} & K_{xy} \\ K_{yx} & K_{yy} \end{vmatrix} = \langle EE^+ \rangle. \quad (3.8)$$

Учитывая равенства (3.5) и (3.6), полную интенсивность излучения, падающего на вход оптического прибора, можно записать как след

когерентной матрицы  $K_{\text{ког}}$ :

$$I_{\text{полн}} = \text{Sp } K_{\text{ког}} = \langle E_x E_x^* \rangle + \langle E_y E_y^* \rangle = K_{xx} + K_{yy}, \quad (3.9)$$

так как  $E = \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix}$ , а  $E^+ = [E_x^* E_y^*]$ ; тогда  $I_{\text{полн}} = \langle E E^+ \rangle = K_{\text{ког}}$ .

Допустим, что на вход некоторого оптического прибора, имеющего матрицу передаточной функции  $M$ , падает излучение  $\vec{E} = \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix}$ . Тогда излучение на выходе прибора равно произведению матрицы передаточной функции прибора на матрицу входного излучения, т. е.

$$E_{\text{вых}} = ME = \begin{pmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix}. \quad (3.10)$$

Когерентную матрицу интенсивности выходного излучения можно представить через эрмитовы матрицы в виде

$$K_{\text{вых}} = MK_{\text{ког}}M^+,$$

или

$$K_{\text{вых}} = [E_{\text{вых}} E_{\text{вых}}^+] = [MEE^+M^+] = MK_{\text{ког}}M^+, \quad (3.11)$$

где  $E^+$ ,  $E_{\text{вых}}^+$ ,  $M^+$  — эрмитовы матрицы входного и выходного излучений и прибора.

Получен важный закон преобразования когерентной матрицы в квазимонохроматическом приближении. Получение эрмитовой матрицы при наличии матрицы прибора  $M$  представляет формальную операцию.

### 3.3. Интерференция и когерентность

Эффект интерференции проще всего наблюдать при изменении во времени суммарной интенсивности двух линейно-поляризованных интерферирующих излучений, напряженности электрического поля которых

$$E_1 = E_{01}e^{-i\varphi_1}; \quad E_2 = E_{02}e^{-i\varphi_2}.$$

Здесь  $E_{01}$ ,  $E_{02}$  — амплитуды;  $\varphi_1$ ,  $\varphi_2$  — фазы двух волн в плоскости наблюдения интерференции.

Тогда производная по времени полной интенсивности

$$\begin{aligned} dI_{\text{полн}}/dt &= |E_1 + E_2|^2 = (E_1 + E_2)(E_1 + E_2)^* = \\ &= |E_1|^2 + |E_2|^2 + E_1^*E_2 + E_1E_2^*. \end{aligned} \quad (3.12)$$

Так как по условию  $|E_1|^2 = dI_1/dt$ ,  $|E_2|^2 = dI_2/dt$ , то полная интенсивность за период времени  $T_{\text{изм}}$  при интерференции

$$I_{\text{полн}} = I_1 + I_2 + \int_0^T (E_1^*E_2 + E_1E_2^*) dt. \quad (3.13)$$

Уравнение (3.13) является основным уравнением интерференции и показывает, что полная интенсивность излучения при интерференции не является аддитивной функцией координат и времени.

Комплексная амплитуда суммарного поля излучения, интерферирующего на оптической поверхности,

$$E_1 + E_2 = E_{01}e^{-i\varphi_1} + E_{02}e^{-i\varphi_2} \quad (3.14)$$

показывает, что при интерференции поля двух волн излучения суммируются либо со взаимным усилением, либо со взаимным ослаблением в зависимости от  $E_{01}$ ,  $E_{02}$ ,  $\varphi_1$  и  $\varphi_2$ . Для простоты рассуждений ограничимся скалярным суммированием комплексных амплитуд, что соответствует случаю, когда векторы напряженности интерферирующих волн параллельны. Подставив в (3.12) значения  $E_1$  и  $E_2$ , получим интерференционную картину, пространственное распределение интенсивности излучения в результате интерференции в месте ее наблюдения:

$$\begin{aligned} I(E_{01}, \varphi_1) &\sim (E_1 + E_2)(E_1 + E_2)^* = E_{01}^2 + E_{02}^2 + \\ &+ E_{01}E_{02}e^{i(\varphi_1 - \varphi_2)} + E_{01}E_{02}e^{-i(\varphi_1 - \varphi_2)}. \end{aligned} \quad (3.15)$$

Заменив сумму показательных функций косинусом:

$$0,5 [e^{i(\varphi_1 - \varphi_2)} + e^{-i(\varphi_1 - \varphi_2)}] = \cos(\varphi_1 - \varphi_2),$$

запишем

$$I(E_{01}, \varphi_1) \simeq E_{01}^2 + E_{02}^2 + 2E_{01}E_{02} \cos(\varphi_1 - \varphi_2). \quad (3.16)$$

Анализируя это равенство, оценим максимальную и минимальную интенсивности полос интерференционной картины:

$$I(E_{01}, \varphi_1)_{\text{max}} \sim (E_{01} + E_{02})^2 \text{ при } \varphi_1 = \varphi_2;$$

$$I(E_{01}, \varphi_1)_{\text{min}} \sim (E_{01} - E_{02})^2 \text{ при } \varphi_1 - \varphi_2 = \pi.$$

Контраст изображения полос интерференционной картины определяется соответствующими соотношениями:

$$k = \frac{I(E_{01}, \varphi_1)_{\text{max}} - I(E_{01}, \varphi_1)_{\text{min}}}{I(E_{01}, \varphi_1)_{\text{max}} + I(E_{01}, \varphi_1)_{\text{min}}} = \frac{2E_{01}E_{02}}{E_{01}^2 + E_{02}^2}. \quad (3.17)$$

Следовательно, суммарную интенсивность интерференционной картины можно выразить через среднюю интенсивность:

$$I(E_{01}, \varphi_1)_{\text{cp}} = [I(E_{01}, \varphi_1)_{\text{max}} + I(E_{01}, \varphi_1)_{\text{min}}]/2 = I_{\text{cp}}$$

и контраст:

$$I(E_{01}, \varphi_1) = I_{\text{cp}} [1 + k \cos(\varphi_1 - \varphi_2)]. \quad (3.18)$$

Явление интерференции можно наблюдать и при сложении пучков электронов в опыте прохождения их через щели в непрозрачном материале. Этот эксперимент наглядно объясняет корпускулярно-волновую природу излучения.

Направим пучок электронов из электронной пушки на непроницаемый экран, имеющий две узкие диафрагмы 2, 3 и поместим за экраном счетчик Гейгера 4 (см. рис. 3.1, б). Поочередно открывая диафрагмы 2 и 3, получаем плотность вероятности распределения проходящих электронов на экране непосредственно за диафрагмами, как показано на рис. 3.1, б. Откроем обе диафрагмы и с помощью счетчика Гейгера зафиксируем полученную интерференционную картину, описываемую математически плотностью вероятности прохождения пучка электро-

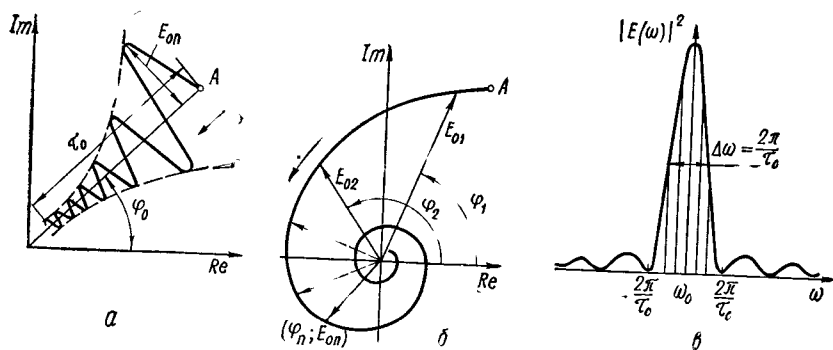


Рис. 3.2. Изображение затухающего монохроматического излучения пакета волн конечной длительности  $\tau_0$  на комплексной плоскости движущейся точкой A (а), годограф амплитуды затухающего излучения, испускаемого движущимся атомом, (б) и энергетический спектр излучения, описываемого гармоникой конечной продолжительности, (в)

нов при одновременно открытых диафрагмах:

$$|\Psi|^2 = |\Psi\Psi^*| = |\Psi_1|^2 + |\Psi_2|^2 + \Psi_1^*\Psi_2 + \Psi_1\Psi_2^*,$$

где  $(\Psi_1^*\Psi_2 + \Psi_1\Psi_2^*)$  — интерференционный член, который показывает, что каждый из прошедших электронов «чувствовал» влияние обеих диафрагм;  $\Psi_1$  и  $\Psi_2$  — функции состояния пучков электронов.

Комплексную амплитуду  $E_{0n}e^{i\varphi_0}$  квазимонохроматического излучения можно воспроизвести на комплексной плоскости некоторой точкой A с координатами  $E_{0n} \cos \varphi_0$ ,  $E_{0n} \sin \varphi_0$  (рис. 3.2, а).

Процесс излучения фотонов не может продолжаться бесконечно долго и обрывается спустя некоторое время  $\tau_0$  после начала. В идеальном случае колебания амплитуды излучения являются синусоидальными. В действительности картина будет намного сложнее и амплитуда колебаний будет изменяться по затухающей синусоиде. Преобразование Фурье (Фурье-образ) цуга (пакета) волн, испущенных атомом в этом случае, занимает некоторый конечный интервал частот  $\Delta\omega$ . Помимо затухания, существенное влияние оказывает доплеровский эффект. Если атом движется с некоторой скоростью  $\vec{v}$ , это приводит к изменению наблюдаемой частоты излучения на  $\Delta\omega_D = \pm \omega_0 v/c$ . Тогда комплексная амплитуда оптического сигнала излучения атома изменяется как по значению, так и по фазе, т. е.  $E = E_0 e^{-t/\tau_c} e^{i(\omega_D t + \varphi_0)}$ .

Графическое изображение этого процесса осуществляется построением годографа амплитуды оптического сигнала на комплексной плоскости (рис. 3.2, б, в) (годограф — геометрическое место точек множества концов векторов-амплитуд на комплексной плоскости). В данном случае годограф представляет собой спиральную кривую затухающего процесса излучения атомом цуга волн. В реальных условиях необходимо учитывать случайные столкновения атомов с соседними атомами, из-за чего годограф комплексной амплитуды описывает очень сложную кривую. Эксперименты показывают [4, 22], что когерентность двух излучений, интерферирующих между собой, определяется дли-

тельностью цуга волн, т. е. временем когерентности или же длиной когерентности. Поясним эти важнейшие характеристики.

Допустим, что излучение атома представляет собой гармонику конечной продолжительности  $\tau_0$ , а энергетический спектр гармонического излучения аналогичен спектру вероятности индуцированного поглощения (рис. 3.2, в).

Ширина спектральной характеристики  $\Delta\omega = 2\pi/\tau_0$ . Отсюда следует, что ширина спектра однозначно определяет продолжительность цуга волн  $\tau_0$ . Интервал времени  $\tau_0$  называют *временем когерентности* ( $\tau_0 = 2\pi/\Delta\omega$ ). Если определить длину оптического пути  $l_{\text{ког}} = \tau_0 c$  и учесть, что  $\lambda_0 = c/v_0$ ,  $\omega_0 = 2\pi v_0$ , то

$$|\Delta\lambda| = c\Delta v/v_0^2 = \Delta v\lambda_0^2/c; \quad l_{\text{ког}} = c/\Delta v = \lambda_0^2/\Delta\lambda. \quad (3.19)$$

В этом случае длину оптического пути  $l_{\text{ког}}$  называют *длиной когерентности*.

**Пример.** Сравним длину когерентности натриевой лампы, имеющей ширину полосы излучения  $\Delta v_{\text{Na}} = 10^{10}$  Гц, с лазером, у которого  $\Delta v_{\text{лаз}} = 30$  МГц. Для натриевой лампы  $l_{\text{ког}}^{\text{Na}} = 3$  см, для лазера  $l_{\text{ког}}^{\text{лаз}} = 10$  м. Время когерентности для лазера  $\tau_0 = l_{\text{ког}}^{\text{лаз}}/c \sim 3,3 \cdot 10^{-8}$  с.

Длина когерентности лазеров на несколько порядков больше длины когерентности обычных некогерентных источников. Во всех предыдущих рассуждениях предполагалось, что излучения на различных частотах взаимно не коррелированы. В действительности вследствие модового состава излучения энергетический спектр будет представлять собой более сложную картину.

При более строгом изучении когерентности должны быть учтены флуктуационные эффекты взаимодействия излучений на основе корреляционных функций. Корреляционная зависимость между колебаниями в любых произвольных точках волнового поля устанавливается исходя из анализа интерференционной картины.

Синтез двух, казалось бы, различных определений когерентности изящно осуществляется применением функции взаимной когерентности  $\Gamma_{12}(\tau)$ , впервые введенной Э. Вольфом [4]. Функция взаимной когерентности имеет свойства, позволяющие дать полное описание когерентности, и объясняет временной и пространственный аспекты этого явления. Временная и пространственная когерентность вынужденного излучения оценивается как экспериментально, так и теоретически функцией взаимной когерентности  $\Gamma_{12}(\tau)$ .

В соответствии с ГОСТ 24453—80 определяется модуль комплексной степени пространственно-временной когерентности при фиксированных координатах точек  $q_{12}$  в пространстве (см. рис. 3.1, а) и времени, равный

$$|\gamma_{12}(\tau)| = \left| \frac{\Gamma_{12}(\tau)}{\sqrt{\Gamma_{11}(0)} \sqrt{\Gamma_{22}(0)}} \right|,$$

где  $0 \leq |\gamma_{12}(\tau)| \leq 1$ ;  $\Gamma_{11}(0)$ ,  $\Gamma_{22}(0)$  — функции взаимной когерентности для точек пространства с радиусами-векторами  $\vec{r}_1$  и  $\vec{r}_2$  соответственно при  $\tau = 0$ .



Наряду с голографическим методом и методом счета фотонов для измерения параметров временной и пространственной когерентности лазерного излучения применяют интерференционный метод, основанный на создании оптическими средствами сдвига фаз сигналов, исходящих из различных точек пучка излучения, и определении видности полос интерференционной картины  $V(q, t)$ .

### 3.4. Поляризация излучения

Представление о поляризации излучения как его особом физическом свойстве впервые ввел в 1704 г. И. Ньютон, а термин «поляризация» принадлежит французскому военному инженеру Э. Малюсу (1775—1812).

Электромагнитные волны, у которых направления векторов электрического  $\vec{E}$  и магнитного  $\vec{H}$  полей сохраняются неизменными в пространстве или изменяются по определенному закону, называются *поляризованными*.

За направление поляризации условлено принимать направление вектора электрического поля  $\vec{E}$ , поскольку направления векторов  $\vec{E}$  и  $\vec{H}$  являются взаимно ортогональными. Исследуя поляризацию излучения, исключим из рассмотрения вектор  $\vec{H}$  и будем интересоваться ориентацией вектора  $\vec{E}$  в плоскости  $xoy$ , так как все изложенное ниже будет справедливо и для магнитного поля.

Различают несколько типов поляризации волны: линейно-поляризованное, поляризованное по кругу и эллиптически поляризованное излучение. Характер поляризации определяется движением конца вектора  $\vec{E}$ , который в зависимости от типа поляризации описывает либо синусоиду, либо окружность, либо эллипс в проекции на плоскость  $xoy$  с частотой, равной частоте распространения волны в пространстве. В зависимости от направления вращения вектора  $\vec{E}$  различают правую и левую поляризации (вращение вектора  $\vec{E}$  против хода часовой стрелки, если смотреть против направления распространения света). Плоскость, проходящую через направление излучения и ортогональную к плоскости колебаний векторов, называют *плоскостью поляризации* (рис. 3.3).

Рассмотрим квантовую природу поляризации. Изменение квантовых чисел атома, сопровождаемое переходами, в частности с излучением фотонов, регламентируется правилами отбора. Это разрешенные квантовые переходы.

Физическая сущность явления поляризации основана на правиле отбора для магнитного квантового числа фотона  $m_i = 0, \pm 1$ . Например, при  $m_i = 0$  поглощается или излучается линейно-поляризованное излучение. При  $m_i = \pm 1$  излучение имеет правую круговую поляризацию, при  $m_i = -1$  — левую.

Кроме магнитного момента и импульса, фотон имеет еще *спин* — собственный момент количества движения  $\vec{S}$ . Спин фотона равен единице и как элементарная векторная величина направлен противоположно-

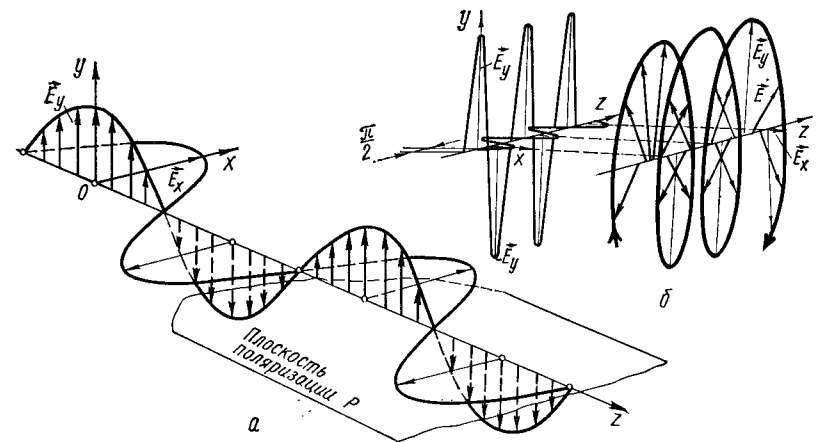


Рис. 3.3. Схема направления распространения поляризованных волн излучения, колебаний векторов  $\vec{E}_y$ ,  $\vec{E}_x$  и плоскости поляризации  $P$  (а) и сложение двух поляризованных волн с неравными амплитудами и разностью фаз  $\pi/2$  (б)

но моменту  $m_i$ . Квантовая природа спина проявляется в том, что он может иметь только дискретную ориентацию в пространстве, что и определяет анизотропию поляризации фотона.

Таким образом, поляризацию фотона объясняет не только дискретная ориентация магнитного момента  $m_i$ , но и ориентация его спина  $\vec{S}$ . Такая дискретность ориентации спина фотона состоит в том, что вектор  $\vec{S}$  может иметь только два направления — совпадающее с направлением движения фотона (правую круговую поляризацию) либо противоположное (левую круговую поляризацию). Линейно-поляризованное излучение не имеет спина, так как в этом случае каждый фотон определяется суперпозицией двух взаимоисключающих противоположных круговых поляризаций.

Квантовая теория следующим образом объясняет все типы поляризации излучения. Пусть в потоке излучения имеется  $N_1$  фотонов с левой круговой поляризацией и  $N_2$  фотонов с правой круговой поляризацией. Если  $N_1 = 0$ , а  $N_2 \neq 0$ , то излучение будет с правой круговой поляризацией; если  $N_2 = 0$ , а  $N_1 \neq 0$ , то излучение имеет левую круговую поляризацию. При  $N_1 = N_2$  излучение поляризовано линейно. Если  $N_1 \neq N_2 \neq 0$ , то излучение эллиптически поляризовано; если же  $N_1 = N_2$  и фотоны не когерентны, то излучение естественное и неполяризованное.

Если наши рассуждения отнести к видимому спектру оптического диапазона длин волн, то световое излучение, представляющее собой совокупность электромагнитных волн одинаковой интенсивности, колебания которых происходят во всевозможных мыслимых направлениях, ортогональных к направлению распространения света, называют *естественным*.

Например, естественный солнечный свет не поляризован, так как состоит из множества плоскополяризованных волн со всевозможными направлениями поляризации, а электрическое поле его суммарной



волны беспорядочно меняет напряженность и направление. Однако не составляет особого труда превратить солнечный неполяризованный свет в линейно-поляризованный, пропустив его через поляроид — элементарный оптический прибор, пропускающий волны с определенным направлением вектора  $\vec{E}$  и поглощающий или отклоняющий волны с другими направлениями поляризации. Поляроидом могут служить, например, герпатитовая пленка (соль йода и хинина), зажатая между двумя стеклянными пластинками, турмалин и даже целлофан.

Лучшие поляроиды дороги, так как их изготавливают из исландского шпата или кристаллического кварца в виде составных призм Волластона, Глана, Томпсона, Франка — Риттера, Сенармона, Николя и т. д. (по имени авторов — изобретателей этих приборов). Например, призма-поляризатор Волластона имеет на выходной грани два луча: обыкновенный и необыкновенный одинаковой интенсивности (последний — с ортогонально направленной линейной поляризацией). Линейная поляризация излучения на выходе призм-поляризаторов образуется за счет явления двойного лучепреломления в кристаллах.

Другой путь практического получения поляризованного света — его отражение. Волны, падающие на границу раздела двух однородных изотропных сред, делятся на проходящие и отраженные с ортогональной поляризацией, причем отраженная волна имеет преимущественное направление колебаний вектора  $\vec{E}$ , перпендикулярное к плоскости падения, а преломленная — параллельна ей.

При падении волны под некоторым определенным углом  $i_B = \arctg n$ , называемым *углом Брюстера*, вектор  $\vec{E}$  отраженной волны не имеет составляющей в плоскости падения. Это явление, названное *законом Брюстера*, объясняет принцип работы *отражательных* поляризаторов — оптических приборов, преобразующих естественный свет в линейно-поляризованный. Отражательные поляризаторы, выполненные из набора непоглощающих свет пластин, расположенных параллельно или V-образно под углом Брюстера к падающему излучению, имеют степень поляризации до 99,5 % при угле поля зрения  $10^\circ$ .

Однако как бы мы не стремились анализировать неполяризованный свет, ограничивая себя выбором любых двух независимых ортогональных состояний  $E_x$  и  $E_y$ , мы никогда не обнаружим, что какое-либо из этих состояний имеет преимущество перед другим. Дело в том, что, во-первых, поляризация такого света носит случайный характер. во-вторых, она мгновенно проходит через все мыслимые комбинации выбранной пары состояний. В большинстве случаев любое состояние поляризации изменяется примерно  $10^{12}$  раз в секунду и мы наблюдаем усредненное состояние поляризации, т. е. неполяризованный свет [4, 10]. Поэтому представить себе модель неполяризованного естественного света весьма трудно, в то время как полностью когерентный поляризованный свет математически описывается несколькими методами.

Наиболее простым и доступным является метод Р. Джонса, который в 1941 г. рассмотрел проблему о когерентном и полностью поляри-

зованном свете и ввел матричное представление его \*. Он принял соответствие приходящей на вход оптического прибора плоской когерентной волны вектору  $\vec{E}$ , записываемому двухкомпонентной матрицей-столбцом:

$$\vec{E} = \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix},$$

где  $E_x = \text{Re} [E_{0x} e^{j(\omega t + \varphi_x)}]$ ,  $E_y = \text{Re} [E_{0y} e^{j(\omega t + \varphi_y)}]$  — действительные части комплексной функции напряженности электрического поля;  $E_{0x}$ ,  $E_{0y}$  — амплитуды ортогональных составляющих вектора  $\vec{E}$ .

Обозначив разность фаз этих составляющих через  $\delta = \varphi_y - \varphi_x$ , удобно поле  $\vec{E}$  записать в виде матрицы-столбца Джонса

$$\begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} E_{0x} \\ E_{0y} e^{j\delta} \end{bmatrix} e^{j(\omega t + \varphi_x)}. \quad (3.20)$$

Комплексная запись составляющих поля  $\vec{E}$  введена для точности его математического представления и удобства выделения разности фаз  $\delta = \varphi_y - \varphi_x$ . Реально эти поля существуют и их можно измерить.

Матрица  $\begin{bmatrix} E_{0x} \\ E_{0y} e^{j\delta} \end{bmatrix}$  является матрицей-столбцом Джонса, которая описывает состояние поляризации любого полностью поляризованного светового пучка. Покажем это, анализируя (3.20).

Когда  $E_{0y} \rightarrow 0$ , то свет поляризован в горизонтальной плоскости, а когда  $E_{0x} \rightarrow 0$ , то — в вертикальной плоскости. Если разность фаз равна нулю [ $\delta = \varphi_y - \varphi_x \rightarrow 0$ ], то будет линейно-поляризованный свет, а если  $E_{0x} = E_{0y}$  и  $\delta = \pi/2$ , то свет имеет круговую поляризацию. Во всех промежуточных положениях свет будет поляризован эллиптически. Для получения эллиптической поляризации необходимо плоскополяризованный пучок пропустить через элементарный поляризационный прибор — фазовую пластинку, вырезанную из одноосного кристалла, например кварца.

Предположим, что кристаллографическая ось  $ox'$  фазовой пластинки располагается компланарно с осью  $ox$ . В этом случае составляющие вектора напряженности электрического поля  $\vec{E}$  пучка света, прошедшего через пластинку, определяются равенствами

$$E_x = E_{0x} \cos \omega t; \quad E_y = E_{0y} \cos (\omega t - \delta).$$

Возведя в квадрат  $E_x$ ,  $E_y$  и исключив  $\omega t$ , получим

$$\left( \frac{E_x}{E_{0x}} \right)^2 + \left( \frac{E_y}{E_{0y}} \right)^2 - \frac{2E_x E_y \cos \delta}{E_{0x} E_{0y}} = \sin^2 \delta. \quad (3.21)$$

Рассмотрим несколько частных случаев.

1. Фазовая пластинка отсутствует, т. е.  $\delta = 0$ ,  $\cos \delta = 1$ ,  $\sin \delta = 0$ . Уравнение (3.21) при этом преобразуется к виду

$$\left( \frac{E_x}{E_{0x}} - \frac{E_y}{E_{0y}} \right)^2 = 0, \text{ откуда } \frac{E_x}{E_{0x}} = \frac{E_y}{E_{0y}}.$$

\* См.: Jones R. C. — J. Opt. Soc. Am., 46, 1956. — Р. 126. Существует и другой, более строгий и сложный метод расчета — матричный метод Мюллера [4, 10].

\* См.: Ванюрихин А. И., Герчановская В. П. Опτικο-электронные поляризационные устройства. — К., 1984. — 160 с.

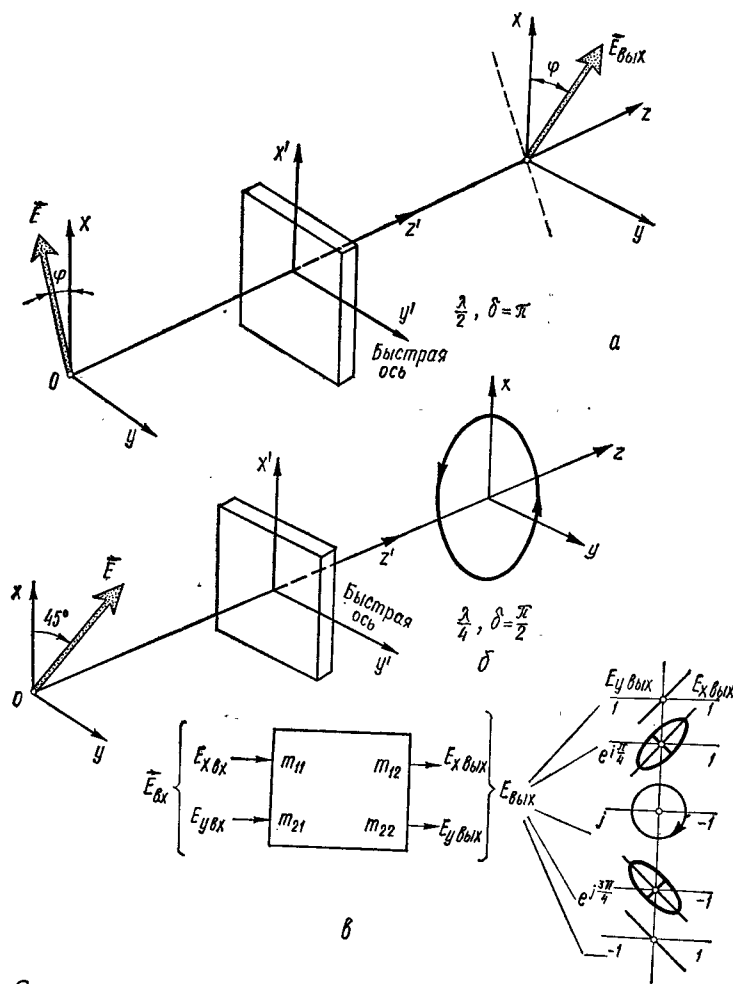


Рис. 3.4. Схема прохождения линейно-поляризованного излучения через полуволновую кристаллическую пластинку под углом  $\varphi$  к оси  $ox$  (а), схема прохождения линейно-поляризованного излучения, имеющего плоскость поляризации относительно оси  $ox$  под углом  $45^\circ$ , через четвертьволновую пластинку (б) и схема поляризационного прибора с передаточной матрицей  $M = \begin{bmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{bmatrix}$  — приборной матрицей Джонса (в)

В результате получается линейная поляризация выходного излучения, т. е. исходная волна света.

2. Имеется полуволновая кристаллическая пластинка, т. е.  $\delta = \pi$  и  $\sin \delta = 0$ ,  $\cos \delta = -1$ . Если плоскость поляризации падающего на полуволновую пластинку излучения составляет угол  $-\varphi$  с кристаллографической осью  $ox'$  (рис. 3.4, а), то плоскость поляризации выходного излучения составит угол  $+\varphi$ , т. е. плоскость поляризации развернется на угол  $(180^\circ - 2\varphi)$  относительно первоначального положения.

3. Имеется четвертьволновая пластинка, т. е.  $\delta = \pi/2$ ,  $\cos \delta = 0$ ,  $\sin \delta = 1$ . Уравнение (3.21) при этом принимает вид уравнения эллипса:  $E_x^2/E_{0x}^2 + E_y^2/E_{0y}^2 = 1$ . Полуоси эллипса параллельны главным направлениям пластинки  $x'$ ,  $y'$  и равны  $E_{0x}$  и  $E_{0y}$ . В общем случае получается эллиптическая поляризация. В частном случае, если  $\delta = 45^\circ$ ,  $E_0 = E_{0x} = E_{0y}$ , имеет место круговая поляризация и уравнение (3.21) принимает вид  $E_x^2 + E_y^2 = E_0^2$  (рис. 3.4, б). Если известны интенсивности составляющих поляризации  $E_x$  и  $E_y$ , нетрудно рассчитать степень поляризации излучения.

Действительно, степень поляризации определяется как отношение интенсивности части излучения  $I_{\text{поляризованная}}$  к полной интенсивности  $I_{\text{полная}}$  излучения, падающего на фазовую пластинку:

$$P = \frac{I_{\text{поляризованная}}}{I_{\text{полная}}} = \frac{MK_{\text{ког}}M^+}{\text{Sp}(K_{\text{ког}})}, \quad (3.22)$$

где  $M$ ,  $M^+$  — матрица и эрмитова матрица фазовой пластинки;  $\text{Sp}(K_{\text{ког}})$  — след когерентной матрицы  $K_{\text{ког}}$  интенсивности входного излучения.

Матрицу когерентности неполяризованного излучения можно представить двояко, например [4]:

$$0,5I_{\text{полн}} \begin{vmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{vmatrix} = 0,5I_{\text{полн}} \begin{vmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{vmatrix} + 0,5I_{\text{полн}} \begin{vmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{vmatrix}.$$

Это означает, что волна неполяризованного излучения полной интенсивности  $I_{\text{полн}}$  эквивалентна двум независимым линейно-поляризованным волнам с интенсивностью  $0,5I_{\text{полн}}$  каждая и электрическими векторами  $\vec{E}_x$ ,  $\vec{E}_y$ , колеблющимися в двух взаимно ортогональных плоскостях.

Рассмотрим другое интересное представление матрицы когерентности:

$$0,5I_{\text{полн}} \begin{vmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{vmatrix} = 0,25I_{\text{полн}} \begin{vmatrix} 1 & j \\ -j & 1 \end{vmatrix} + 0,25I_{\text{полн}} \begin{vmatrix} 1 & -j \\ j & 1 \end{vmatrix}.$$

Оно означает, что волна неполяризованного излучения полной интенсивности  $I_{\text{полн}}$  эквивалентна двум независимым поляризованным вправо и влево по кругу волнам.

Многие задачи поляризованной оптики можно решить, применяя метод Джонса и метод когерентной матрицы\*. Метод Джонса особенно удобен, когда рассматривается лазерное излучение и необходимо учитывать интерференционные эффекты. Как мы уже видели, между составляющими электрического вектора поля излучения, прошедшего через прибор, имеется линейная связь по матрице передаточной функции прибора с составляющими вектора  $\vec{E}$  входного излучения. Экспериментально установлено, что отклик оптически прозрачной среды на воздействие электромагнитного поля небольших интенсивностей линеен. Следовательно, если матрица

\* См.: Байбородин Ю. В., Дерюгина А. И., Курашов В. Н., Машенко А. И. Деполаризация частично когерентного излучения в анизотропных оптических каналах // ДАН СССР, — 1987. — Т. 293. — № 4. — С. 840—844.

$$\begin{vmatrix} E_{0x} & e^{j\varphi_x} \\ E_{0y} & e^{j\varphi_y} \end{vmatrix} = E_{\text{вх}}$$

является матрицей-столбцом входящего в прибор излучения, то матрица-столбец Джонса выходящего из прибора излучения записывается в виде

$$E_{\text{вых}} = \begin{bmatrix} E_{0x}^{\text{вых}} & e^{j\varphi_{x\text{вых}}} \\ E_{0y}^{\text{вых}} & e^{j\varphi_{y\text{вых}}} \end{bmatrix}.$$

Учтя (3.20), запишем матричное уравнение, описывающее метод Джонса:

$$E_{\text{вых}} = [M E_{\text{вх}}], \quad (3.23)$$

где  $M = \begin{vmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{vmatrix}$  — приборная матрица Джонса.

Физический смысл приборной матрицы  $M$  по аналогии с теорией автоматического регулирования может быть пояснен передаточной матрицей некоторого двухканального линейного оптического звена (рис. 3.4, в), причем, как это следует из постановки задачи, каналы ортогональных поляризаций должны быть слабо коррелированы. Матричное уравнение (3.23) можно записать в раскрытом виде

$$\begin{bmatrix} E_{0x}^{\text{вых}} & e^{j\varphi_{x\text{вых}}} \\ E_{0y}^{\text{вых}} & e^{j\varphi_{y\text{вых}}} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_{0x} & e^{j\varphi_x} \\ E_{0y} & e^{j\varphi_y} \end{bmatrix},$$

где

$$E_{0x}^{\text{вых}} e^{j\varphi_{x\text{вых}}} = m_{11} E_{0x} e^{j\varphi_x} + m_{12} E_{0y} e^{j\varphi_y};$$

$$E_{0y}^{\text{вых}} e^{j\varphi_{y\text{вых}}} = m_{21} E_{0x} e^{j\varphi_x} + m_{22} E_{0y} e^{j\varphi_y}.$$

Элементы квадратной передаточной матрицы  $M$  являются комплексными числами и зависят от характеристик прибора; элементы матриц-столбцов входного излучения также являются комплексными числами и зависят как от амплитуд составляющих вектора  $\vec{E}$ , так и от разности фаз  $\delta = \varphi_y - \varphi_x$ . Матрицы и столбцы Джонса определены для большей части поляризационных приборов и фазовых пластинок [10].

В том случае, если имеется два или более приборов с матрицами Джонса  $M_1, M_2, \dots, M_n$  соответственно, то, пропустив последовательно через каждый из них излучение, получим на выходе матрицу

$$E_{\text{вых}} = [M_1 M_2 \dots M_n] E_{\text{вх}}.$$

Следовательно, параметры такой сложной системы вычисляются перемножением соответствующих передаточных матриц на матрицу-столбец входного излучения. Следует, однако, заметить, что произведение согласованных матриц, обладая ассоциативными свойствами, не подчиняется закону коммутации (перестановке), т. е. для матриц  $M$  и  $E$  произведение  $ME \neq EM$ .

**Пример.** Определить характеристики выходного излучения, если на четвертьволновую пластинку падает линейно-поляризованное излучение, составляющее с осью  $x$  угол  $\theta = \pi/4$ .

Представим падающее излучение матрицей-столбцом

$$E = \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix} = A \begin{vmatrix} 1 \\ 1 \end{vmatrix},$$

где  $A = E_0 e^{j\omega t}$ , т. е. множитель  $A$  содержит и амплитуду  $E_0$ , и временной комплексный множитель  $\exp(j\omega t)$ .

Компенсатор в виде четвертьволновой фазосдвигающей пластинки не смешивает составляющие вектора  $\vec{E}$  по осям  $x$  и  $y$ , а приборная его матрица должна быть диагональной и создавать относительный фазовый сдвиг составляющих на угол  $2\delta$ . В этом случае приборная матрица Джонса

$$M(2\delta) = \begin{vmatrix} e^{j\delta} & 0 \\ 0 & e^{-j\delta} \end{vmatrix}.$$

В соответствии с методом преобразования поляризованного излучения на выходе четвертьволновой пластинки имеем

$$E_{\text{вых}} = \begin{vmatrix} e^{j\delta} & 0 \\ 0 & e^{-j\delta} \end{vmatrix} A \begin{vmatrix} 1 \\ 1 \end{vmatrix} = A e^{j\delta} \begin{vmatrix} 1 \\ -j \end{vmatrix}.$$

Если  $\theta = \pi/4$  и  $A = E_0 e^{j\omega t}$ , то  $E_{\text{вых}} = E_0 e^{j(\omega t + \pi/4)} \begin{vmatrix} 1 \\ -j \end{vmatrix}$ . Это означает, что составляющая  $E_y$  поля запаздывает по фазе на  $90^\circ$  относительно составляющей  $E_x$  поля и, следовательно, электромагнитное поле на выходе четвертьволновой пластинки поляризовано по кругу с правым вращением (см. рис. 3.4, б). Полная интенсивность излучения на входе и выходе четвертьволновой пластинки

$$I_{\text{полн}} = |E_x|^2 + |E_y|^2 = 2|A|^2 = 2E_0^2 e^{2j\omega t}.$$



Жидкие активные среды имеют существенные преимущества перед твердыми в возможности создания любых объема и конфигурации активного элемента. Жидкие среды просты и дешевы в изготовлении, обладают ничтожными потерями излучения. Проблема отвода тепла решается конструированием замкнутой системы циркуляции самой активной жидкости. Созданы и серийно изготавливаются жидкостные лазеры на органическом красителе — родамине-6G ( $\lambda_0 = 0,55$  мкм). Выпускаются промышленностью и неорганические жидкие активные среды:  $\text{Eu}^{3+}(\text{BA})_4\text{Na}^+$  ( $\lambda_0 = 0,61$  мкм);  $\text{Nd}^{3+}-\text{SeOCl}_2-\text{SnCl}_4-\text{SbCl}_5$  ( $\lambda_0 = 1,05$  мкм) [24]. Помимо плавной перестройки частоты, узкого спектра генерации ( $\sim 0,01$  нм), жидкие среды обладают потенциально неограниченным уровнем выходной мощности (50...220 МВт).

Основное достоинство газовой активной среды по сравнению с твердой и жидкой — получение высокой монохроматичности, стабильности и когерентности узконаправленного лазерного излучения (расходимость  $\sim 1...5'$ ).

Особенностью активной среды, находящейся в газовой фазе, является ее высокая оптическая однородность, что позволяет применять большие длины резонаторов и вследствие этого получать высокую направленность и монохроматичность излучения. Другая особенность такой среды — ее малая плотность, в результате чего энергетический спектр активных центров (атомов, ионов, молекул) не искажается из-за взаимодействия с соседними активными центрами. Поэтому энергетические уровни в спектре газовые узкие, что позволяет сосредоточить энергию излучения газового лазера в нескольких или даже одной модах. При соответствующем выборе активной среды в газовых лазерах можно осуществить генерацию в любой части спектра — от ультрафиолетовой области ( $\sim 0,2$  мкм) до далекой инфракрасной ( $\sim 0,45$  мм).

Большим достоинством газовых активных сред является их способность работать как в непрерывном, так и в импульсном режиме с большим диапазоном мощностей излучения (от 10 мВт до 100 кВт) и высоким к. п. д. (0,015...25 %).

Активной средой в ионном лазере могут быть инертный газ (аргон-II,  $\lambda_0 \sim 0,48$  мкм), криптон ( $\lambda_0 \sim 0,56$  мкм), неон ( $\lambda_0 \sim 0,23; 0,33$  мкм), пары различных химических элементов (кадмия, цинка, йода,  $\lambda_0 \sim 1,01$  мкм), а также ионы фосфора ( $\lambda_0 \sim 0,42$  мкм), серы ( $\lambda_0 \sim 0,53$  мкм), хлора ( $\lambda_0 \sim 0,7$  мкм), брома ( $\lambda_0 \sim 2,8$  мкм) и других элементов.

Наиболее распространенными активными средами в молекулярных лазерах, использующих энергию колебательного и вращательного состояния, являются азот и углекислый газ ( $\lambda_0 \sim 10,6$  мкм) в смеси с азотом и гелием.

Полупроводниковые активные среды обладают исключительно высокой концентрацией активатора ( $\sim 10^{22}$  см $^{-3}$ ), что обуславливает получение генерации непрерывного или импульсного излучения мощностью от 0,5 мВт до 10 Вт с высоким к. п. д. ( $\sim 15...45$  %) в очень малых объемах активного вещества. Другими достоинствами полупроводниковых активных сред являются прямое превращение электрического тока инжекции в лазерное излучение и простота внутррезонаторной модуляции. Недостаток полупроводниковых сред — большая расходимость излучения (5...30°).

В настоящее время разработано значительное количество полупроводниковых лазерных материалов: ZnO ( $\lambda_0 = 0,38$  мкм); CdS ( $\lambda_0 = 0,5$  мкм); CdSe ( $\lambda_0 = 0,58$  мкм); InSb ( $\lambda_0 = 3,1$  мкм); PbS ( $\lambda_0 = 4,27$  мкм) и т. д. Однако наиболее распространенными и выпускаемыми промышленностью полупроводниковыми материалами являются арсенид галлия GaAs и гетероструктура  $\text{Ga}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$  ( $\lambda_0 \sim 0,8...0,94$  мкм). Электронно-дырочная проводимость полупроводника обусловлена небольшим количеством свободных носителей заряда, которые, перемещаясь под воздействием накачки, возбуждают поток фотонов в  $p-n$  переходе — активной области толщиной  $\sim 1$  мкм.

Из великого множества активных сред мы рассмотрели лишь те, которые составляют активный элемент излучателей промышленных лазеров.

## 4.2. Кристалл рубина — активная среда лазера

Рубин — драгоценный материал, в чистом виде редко встречающийся в природе. Это диамагнитный кристалл окиси алюминия  $\text{Al}_2\text{O}_3$  ( $\alpha$ -корунд) с парамагнитными примесными ионами хрома  $\text{Cr}^{3+}$ . Как активное вещество синтетический рубин розового цвета с содержанием хрома около 0,05 мас. % применяется в квантовых приборах с 1958 г., когда А. М. Прохоров исследовал электронный парамагнитный резонанс ионов  $\text{Cr}^{3+}$  в кристаллах, заимствованных в часовой промышленности. В зависимости от концентрации хрома кристалл  $\alpha$ -корунда принимает различные цвета: 0,5 % Cr — окраска яркокрасная, более 8 % Cr — цвет кристалла зеленый.

Ионы  $\text{Cr}^{3+}$  изоморфно замещают в кристаллической решетке  $\alpha$ -корунда ионы алюминия  $\text{Al}^{3+}$ , каждый из которых находится в окружении шести ионов кислорода  $\text{O}^{2-}$ , образующих правильный октаэдр (рис. 4.2, а). Ионный радиус  $\text{Al}^{3+}$  составляет  $0,51 \cdot 10^{-4}$  мкм, он меньше ионного радиуса  $\text{Cr}^{3+}$  ( $0,63 \cdot 10^{-4}$  мкм) и поэтому ион  $\text{Cr}^{3+}$  оказывается несколько смещенным от центра октаэдра вдоль тригональной оси кристалла.

Искажение симметрии кристалла приводит к внутренним напряжениям и дефектам структуры кристалла. Показатель преломления рубина для поляризованного обыкновенного луча составляет  $\sim 1,76$ . Разность показателей преломления для обыкновенного и необыкновенного лучей равна 0,008, теплоемкость кристалла 753,6 Дж/(кг · К),

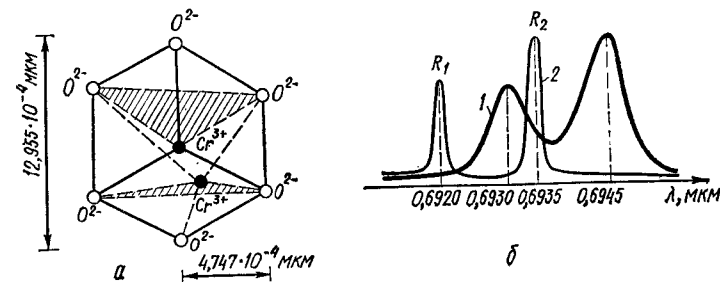


Рис. 4.2. Строение ячейки кристалла рубина (а) и линии люминесценции рубина  $R_1$  и  $R_2$  (б) при  $T = 330$  К (кривая 1) и  $T = 77$  К (кривая 2)

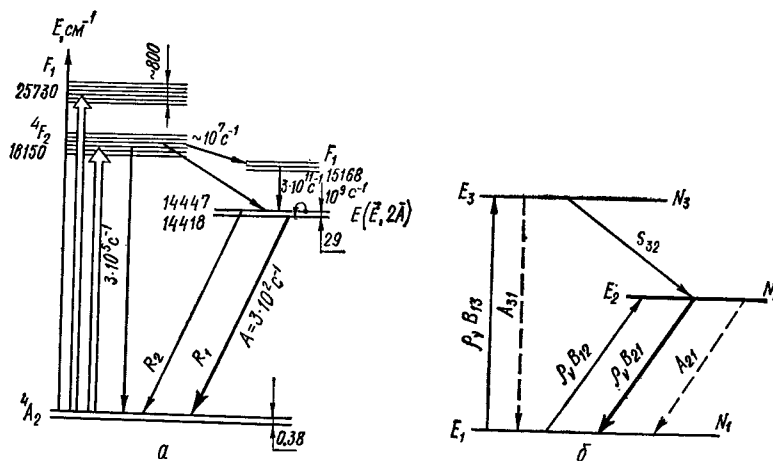


Рис. 4.3. Схема энергетических уровней и вероятностей переходов для ионов  $\text{Cr}^{3+}$  в рубине при температуре  $T = 4,2 \text{ K}$  (а) и расчетная схема энергетических уровней активного вещества трехуровневого лазера (б)

теплопроводность  $45 \text{ Вт/(м} \cdot \text{К)}$  (при  $30^\circ \text{C}$ ). Учитывая высокие оптические, механические и квантовые свойства, рубин занимает особое место среди активных веществ лазерной техники.

Если применить волновые функции, описывающие состояние иона с одинаковым значением суммарного орбитального момента, но различными проекциями его на кристаллографическую ось  $z'$ , то при некоторых операциях симметрии волновые функции имеют дву- или трехкратное орбитальное вырождение. Диаграмма уровней энергии [20, 24] ионов  $\text{Cr}^{3+}$  в рубине состоит из двух наборов уровней (рис. 4.3, а): первый слева характерен для состояния иона  $\text{Cr}^{3+}$  со спином  $S = 3/2$ , нижний уровень набора  $4A_2$  — основное состояние  $\text{Cr}^{3+}$  — имеет два подуровня с расстоянием между ними  $0,38 \text{ см}^{-1}$ . Два верхних уровня представляют собой уровни резонансного поглощения. Они состоят из шести дублетов и вследствие неоднородности поля сильно размыты. Второй набор уровней справа соответствует состояниям ионов  $\text{Cr}^{3+}$  со спином  $S = 1/2$ . Уровень  $2E$  — метастабильный, дважды вырожденный, расщеплен на два подуровня с промежутком  $29 \text{ см}^{-1}$ ; уровни  $A$  являются орбитальными синглетами. Уровни  $2E$  и  $2F_1$  соответственно дважды и трижды вырождены. Положение уровней  $2F_1$ ,  $2E$  слабо зависит от неоднородностей кристалла, и они почти не имеют уширения.

В результате спин-орбитального взаимодействия ионов  $\text{Cr}^{3+}$  с полем кристалла электронные состояния, соответствующие энергетическим уровням кристалла, оказываются смешанными состояниями (см. п. 2.5). Это приводит к тому, что излучательные переходы с уровней  $4F_1$ ,  $4F_2$  на  $2F_1$  и  $2E$  запрещены правилами отбора для спина. Однако между этими уровнями осуществляются интенсивные безызлучательные переходы  $S_{32} \sim (2 \dots 5) \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$  с огромным выделением тепла.

При возбуждении оптической накачкой в полосах  $4F_1$ ,  $4F_2$  изменение населенностей уровней связано со спонтанными переходами на нижние уровни, индуцированным поглощением и излучением и безызлуча-

тельными переходами. Возбужденные квантовые частицы (ионы хрома) с основного уровня  $4A_2$  переходят на резонансно-поглощающиеся уровни  $4F_1$ ,  $4F_2$ . Время жизни частиц в возбужденном состоянии мало. Уровни  $4F_1$ ,  $4F_2$  вследствие спонтанного перехода частиц на основной  $4A_2$  уровень с вероятностью  $A_{31} = 3 \cdot 10^5 \text{ с}^{-1}$  и безызлучательного перехода с вероятностью  $S_{32} = (2 \dots 5) \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$  на метастабильное состояние  $2E$  быстро обедняются. Так как вероятность спонтанного перехода с уровня  $2E$  мала ( $A_{21} \sim 3 \cdot 10^2 \text{ с}^{-1}$ ), то на уровнях  $2E$  и  $2A$  возможно образование инверсии населенности частиц. При достижении порогового значения инверсии  $\Delta N = 0,5N_0$  происходит спонтанное и вынужденное (индуцированное) излучение.

Если инверсия населенностей не достигает порогового значения, то наблюдается только спонтанное излучение в виде люминесценции рубина на одной из двух узких линий  $R_1$  ( $\lambda_1 = 0,6943 \text{ мкм}$ ) либо  $R_2$  ( $\lambda_2 = 0,6929 \text{ мкм}$ ) с уровнями  $2A$  и  $2E$  соответственно (рис. 4.2, б). Квантовая эффективность в  $R$ -линиях составляет  $\sim 0,52$ . Практически рубиновый лазер излучает на  $R_1$ -линии, так как вероятность перехода в ней выше и проще достижимы пороговые условия.

Как видно, не все энергетические состояния участвуют в процессе генерации вынужденного излучения. Поэтому с некоторой долей погрешности удобно этапы поглощения и возбуждения, создания инверсии и излучения представить в виде трехуровневой модели (рис. 4.3, б) с соответствующими квантовыми переходами и населенностями. Однако при этом не учитывается наличие в рубине дуплетных состояний и второстепенных уровней, уширение уровней, так как принято  $g_1 = g_2 = g_3 = 1$ .

В уровень  $E_3$  обычно включают зеленую ( $4F_2$ ) и синюю ( $4F_1$ ) полосы поглощения оптического спектра, играющие основную роль в возбуждении уровней  $2E$  и  $2A$ . Эти уровни характеризуются большой скоростью релаксации колебаний кристаллической решетки. Основное состояние  $E_1$  при температуре  $T = 300 \text{ K}$  можно рассматривать как один уровень с вырождением  $g_1 = 4$ . В кристалле рубина с массовой концентрацией хрома, равной  $0,05 \%$ , при температуре  $T = 300 \text{ K}$  вероятность безызлучательного перехода составляет около  $2 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$ , а время жизни квантовых частиц в метастабильном состоянии — приблизительно  $3 \cdot 10^{-3} \text{ с}$ . Если проводить накачку световым потоком, параллельным оси  $z$  рубина, то показатель поглощения для генерации  $R_1$ -линии составляет  $0,4 \text{ см}^{-1}$ , а поперечное сечение поглощения равно  $2,5 \cdot 10^{-20} \text{ см}^2$ . Обычно при практических расчетах рубинового лазера применяется приближенная трехуровневая модель состояний — рабочая схема энергетических уровней рубина  $E_1, E_2, E_3$  с обозначениями вероятностей  $A_{21}, A_{31}, S_{32}, W_{12} = B_{12}\rho_\nu, W_{13} = B_{13}\rho_\nu, W_{21} = B_{21}\rho_\nu$  населенностей  $N_1, N_2, N_3$  каждого из уровней (см. рис. 4.3, б).

### 4.3. Методы инверсии населенностей активных лазерных сред

Физический процесс перевода активных центров на возбужденные энергетические уровни под воздействием света, тока, тепла, химических реакций, ядерных процессов и т. д. называется *накачкой*. В результате

Таблица 4.1. Процессы возбуждения инверсии населенностей, протекающие в газоразрядных лазерах

Инициатор	Атомный процесс	Молекулярный процесс
Фотон	Поглощение $\leftrightarrow$ излучение $h\nu + A \rightleftharpoons A^*$	Рамановское рассеяние $h\nu + AB \rightleftharpoons AB^*$
Электрон	Ионизация $\leftrightarrow$ рекомбинация $h\nu + A \rightleftharpoons A^* + e$ Столкновения 1-го рода: возбуждение $e + A \rightleftharpoons A^* + e$ ионизация $e + A \rightleftharpoons A^+ + 2e$ тройственная рекомбинация $e + A^+ + B \rightleftharpoons A + B$	Фотодиссоциация $h\nu + AB \rightleftharpoons A^* + B$ $h\nu + AB \rightleftharpoons A^+ + B^-$ $e + AB \rightleftharpoons AB^* + e$ Диссоциация — ионизация $e + AB \rightleftharpoons A^+ + B^- + e$ $e + AB \rightleftharpoons A + B + e$ $e + A^+ + B \rightleftharpoons A + B$
Атом	Рассеяние, столкновения 2-го рода: $A + B^* \rightleftharpoons A^* + B$ $A^* + B \rightarrow A + (B^+)^* + e$ $A^* + B \rightarrow A + (B^+)^*$	

Примечание. Условные обозначения:  $A, B$  — частицы в нормальном состоянии;  $A^*$  — частица в возбужденном состоянии;  $A^+$  — положительно заряженный ион;  $A^-$  — отрицательно заряженный ион;  $h\nu$  — фотон;  $e$  — электрон;  $AB$  — молекула.

действия накачки образуется инверсия населенностей на метастабильном уровне и лазерное вещество, поглощая энергию накачки, становится активной средой.

В условиях термодинамического равновесия населенности энергетических уровней распределяются в соответствии с законом Больцмана (см. п. 1.2), т. е. нижние уровни заселены больше верхних ( $N_2 < N_1$ ). Поэтому обычно процессы поглощения преобладают над процессами вынужденного излучения фотонов. Для получения лазерного излучения, напротив, требуется преобладание процессов вынужденного излучения, т. е. необходима инверсия (обращение) населенностей на метастабильном уровне ( $N_2 > N_1$ ).

Обозначим  $E_{\text{вых}}$  энергию вынужденного излучения, генерируемого на частоте  $\nu_{21}$  в единице объема активной среды в единицу времени; тогда

$$E_{\text{вых}} = (N_2 B_{\rho\nu} - N_1 B_{\rho\nu}) h\nu_{21} = B_{\rho\nu} \Delta N h\nu_{21}.$$

Таким образом, выходящая энергия лазерного излучения зависит от инверсии населенностей  $\Delta N = N_2 - N_1$ . Чтобы создать инверсию населенностей, нужно позаботиться о преимущественном заселении верхнего метастабильного уровня. Это выполнимо при условии более интенсивного заселения метастабильного уровня либо более интенсивного опустошения нижнего лазерного уровня.

Трудность в осуществлении инверсии населенностей явилась главной причиной столь позднего рождения квантовой электроники (1954 г.) как науки, хотя фундаментальное физическое явление, лежащее в основе квантового усиления, — вынужденное излучение было открыто А. Эйнштейном в 1917 г. [13]. Существо этой проблемы состоит в том,

что всякая попытка нарушить равновесное состояние взаимодействующих друг с другом квантовых частиц встречает противодействие, так как в активной среде возникают квантовые переходы, которые стремятся вернуть квантовую систему в состояние термодинамического равновесия, т. е. осуществить процесс *релаксации*.

В настоящее время предложены многие методы накачки активной среды. Помимо оптической накачки, которой отдадим особое предпочтение (см. п. 4.4), разработаны другие методы накачки, тесно связанные с характеристиками и свойствами активной среды.

Первыми из газовых были созданы лазеры, возбуждаемые самоподдерживающимся электрическим разрядом, направленным вдоль оптической оси резонатора, и получившие название *газоразрядных*.

Инверсия населенностей уровней в газоразрядных лазерах создается в результате прохождения через газовую активную среду электрического тока (табл. 4.1). Различают три типа газоразрядных лазеров, где в качестве активных частиц используются нейтральные атомы, ионы и молекулы газов. Механизмы возбуждения этих частиц различны. В лазерах на нейтральных атомах основным механизмом возбуждения является неупругое столкновение электрона с атомом (столкновения 1-го рода). Этот механизм используют для возбуждения атомов неона, аргона, криптона и ксенона, а также паров свинца, марганца, меди. Другим важным механизмом является резонансное возбуждение атомов — неупругое столкновение возбужденных атомов одного газа с атомами другого (столкновения 2-го рода). Этот механизм эффективен тогда, когда энергия метастабильного уровня одного газа близка к энергии возбужденного уровня атомов другого газа. Характерным примером газовой активной среды, возбуждаемой таким образом, является смесь гелия с неоном ( $\lambda_0 \sim 0,6328; 1,15$  мкм).

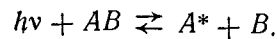
Наиболее эффективным процессом возбуждения ионных лазеров непрерывного действия является опустошение нижнего лазерного уровня за счет спонтанного излучения и соударения возбужденных ионов со стенками кювета. Высокая населенность верхнего лазерного уровня обеспечивается в результате соударения ионов с быстрыми электронами в газовом разряде.

Инверсия населенностей в молекулярных лазерах происходит под влиянием различных процессов (соударений молекул с быстрыми электронами, неупругих столкновений молекул различных газов в рабочей смеси, диссоциации и др.), которые качественно подобны процессам возбуждения лазеров на нейтральных газах.

Газовые лазеры могут возбуждаться не только продольным электрическим разрядом. Большие мощности излучения обеспечивают газодинамические, химические, электроионизационные и ТЕА-лазеры (Transversely Excited, Atmospheric Pressure). Жидкостные и газовые лазеры импульсного действия, работающие при высоком давлении, возбуждаются поперечным электрическим разрядом с плотностью тока около  $300 \text{ А/см}^2$ . При поперечной импульсной накачке возбуждающее лазерное излучение накачки распространяется перпендикулярно к направлению полученного при генерации излучения. Накачивающее излучение от вспомогательного лазера на стекле с  $\text{Nd}^{3+}$  имеет либо частоту лазерного перехода, либо более высокую частоту.



Широкополосная оптическая накачка вследствие узости линии поглощения для возбуждения газовых активных сред не применяется. Исключение из правила составляют газовые среды, молекулы которых диссоциируют под воздействием большой интенсивности света. Явление распада молекул под воздействием света называется *фотодиссоциацией* (см. табл. 4.1):



Для повышения давления в молекулярных CO<sub>2</sub>-лазерах используют электроионизационный метод накачки, при котором с целью получения быстрых электронов ионизирующее излучение  $h\nu + AB \rightleftharpoons A^+ + B^-$  сочетается с внешним электрическим полем разряда:  $e + AB \rightleftharpoons AB^* + e$ ;  $e + A^+ + B \rightleftharpoons A + B$ .

Эффективным методом заселения колебательных и вращательных состояний молекул является нагрев с последующим быстрым охлаждением активной среды. Для этого в активных центрах необходимо иметь соседние уровни энергии, на которых при тепловом ударе возникают различные скорости их заселения. Типичным примером использования тепловой накачки могут быть газодинамические лазеры [24].

В химических газовых лазерах инверсия населенностей возникает при экзотермических реакциях. Кроме теплового инициирования реакции, для получения инверсии населенностей наиболее часто применяют фотодиссоциацию, накачку электронным пучком, импульсом электрического разряда или гамма-излучением.

#### 4.4. Система оптической накачки

Процесс изменения распределения населенностей активных центров и получения неравновесного состояния на метастабильном уровне активной среды под действием электромагнитного излучения оптического диапазона длин волн называется *оптической накачкой*.

Наибольшее распространение в импульсном и непрерывном режимах работы твердотельных, жидкостных, химических и фотодиссоционных лазеров получили системы оптической накачки газоразрядными лампами, наполненными инертными газами Хе, Кг. Некоторые активные среды генерируют лазерное излучение при накачке ртутными лампами сверхвысокого давления, йодными лампами, лазерами и светодиодами.

При оптической накачке нужно выполнить три условия. Во-первых, уровень резонансного поглощения активатора должен иметь довольно большую ширину. Во-вторых, необходимо, чтобы максимум линии поглощения активатора совпадал с областью спектра излучения накачки. В-третьих, интенсивность излучения накачки должна быть выше порогового значения мощности возбуждения активной среды.

Оптическая накачка носит универсальный характер. Она применяется для возбуждения различных активных сред — диэлектрических и полупроводниковых кристаллов, стекол, жидкостей, газовых смесей. Примеры практической реализации осветителей и излучателей лазеров и схем оптической накачки даны на рис. 5.5 и 7.6...7.10. Остановимся подробнее на главных элементах этих схем.

**Лампы.** Изготавливаются из высококачественных кварцевых трубок со стандартными толщинами стенок. При выборе лампы исходным параметром является объем разрядного промежутка, который должен быть примерно равен объему активного элемента. Наиболее часто используемая в твердотельных лазерах прямая импульсная лампа имеет электроды на каждом конце заполненной инертным газом цилиндрической кварцевой трубки. Оба конца трубки вакуумплотно свариваются с молибденовыми стержнями — электродами. Потери энергии на нагрев лампы и электродов, а также на поглощение кварцевой трубкой в области длин волн 180...3500 нм не превышают 25...30 %.

Лампы накачки, предназначенные для работы в лазерах импульсного действия, наполняют ксеноном, так как этот газ обеспечивает более высокую по сравнению с другими инертными газами светотдачу, что связано с низким потенциалом ионизации и сравнительно высокой атомной массой (131,3) его. Оптимальное давление газа при наполнении составляет  $(4...13) \cdot 10^4$  Па. Ксеноновые лампы бывают различной конфигурации: прямые, трубчатые, трапециевидные, П- и U-образные, коаксиальные, спиральные. Рекомендуемые значения длины междueleктродного промежутка и внутреннего диаметра кварцевой трубки составляют 4...30 и 0,3...3 см соответственно.

К недостаткам импульсных ламп относится сравнительно небольшой срок службы даже при эксплуатации в номинальном режиме. Этот срок может быть значительно увеличен при снижении предельно допустимых нагрузок и наоборот. Для эксплуатации твердотельных лазеров необходимо знать долговечность и надежность ламп, определяемую *коэффициентом нагрузки*  $k_{\text{л}}$ . Коэффициент нагрузки представляет собой отношение рабочей энергии лампы  $E_{\text{л}}$  к предельной энергии  $E_{\text{л max}}$ , подводимой от источника питания, которую лампа может выдержать при накачке. Одной из причин разрушения ламп, наряду с эрозией электродов, появлением налета и микротрещин, является термоудар, возникающий при генерации импульсов излучения. Максимальная энергия  $E_{\text{л max}}$  лампы накачки зависит от приложенного импульса накачки и конструктивных параметров лампы [7, 23]:

$$E_{\text{л max}} \approx 0,2 \cdot 10^4 d_{\text{л}} L_{\text{л}}^{0,5}. \quad (4.1)$$

В зависимости от режима питания лампы изменяется спектральное распределение энергии излучения (рис. 4.4). С увеличением тока, протекающего через лампу, спектр излучения смещается в область коротких длин волн, отдельные линии становятся менее выраженными.

Удельное сопротивление газоразрядной плазмы связано с плотностью тока зависимостью  $\rho_{\text{л}} = 0,9j^{-0,5}$ . Эмпирическая зависимость  $\rho_{\text{л}}$  от начального давления наполняющего газа  $p_0$  такова:  $\rho_{\text{л}} \sim p_0^{0,25}$ .

Полное сопротивление разряда импульсной лампы  $R_{\text{л}} = 1,14 L_{\text{л}} d_{\text{л}}^{-2} j^{-0,5}$  [6]. Пиковое значение плотности тока  $j_{\text{м}} \sim 1,28 i_{\text{м}} d_{\text{л}}^{-2}$ . При условии полного заполнения объема междueleктродного промежутка разрядом плазмы разрядный импульс тока  $i_{\text{м}} = \eta_{\text{р.к}} c_{\text{л}} u_0 / \tau_{\text{л}}$ , где  $\eta_{\text{р.к}} = 0,8...1$  — к. п. д. разрядного контура. Удельная мощность излучения лампы, выделяющегося с единицы длины разрядного промежутка,  $P_{\text{л}} \sim 0,7 d_{\text{л}}^2 j_{\text{м}}^{1,5}$ .



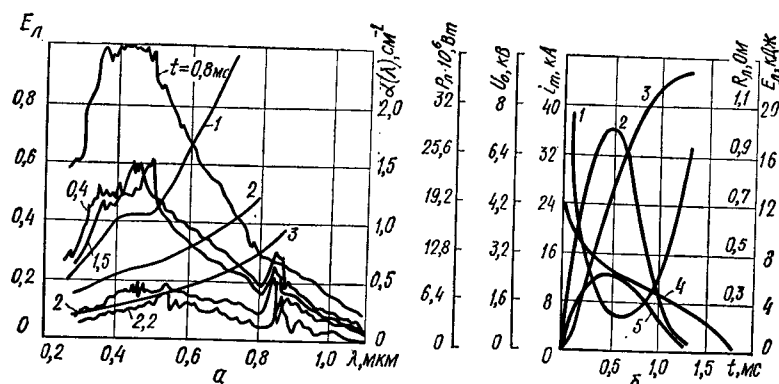


Рис. 4.4. Спектральное распределение энергии излучения лампы в моменты времени  $t = 0,2...2$  мс и зависимость коэффициента поглощения от длины волны (а): 1 —  $d_L = 1,8$  см,  $U = 5$  кВ,  $C = 1115$  мкФ,  $L = 30$  мкГ,  $j_M = 2,7$  кА/см²; 2 —  $d_L = 2,6$  см,  $U = 4,9$  кВ,  $C = 1408$  мкФ,  $L = 30$  мкГ,  $j_M = 2,1$  кА/см²; 3 —  $d_L = 3,5$  см,  $U = 4$  кВ,  $C = 2450$  мкФ,  $L = 80$  мкГ,  $j_M = 1$  кА/см².

а также изменение во времени параметров разряда импульсной лампы (б): 1 — активное сопротивление; 2 — мощность; 3 — энергия; 4 — напряжение; 5 — ток

Длительность вспышки и энергия, подводимая к лампе, увеличиваются с увеличением емкости конденсаторов блока питания. Например, при изменении емкости в пределах 100...800 мкФ длительность вспышки увеличивается от  $10^{-4}$  примерно до  $7 \cdot 10^{-4}$  с. Также благоприятно сказывается на возрастании предельной энергии лампы уменьшение крутизны нарастания импульса разрядного тока. Это достигается введением индуктивности в разрядный контур лампы. Спектральный коэффициент поглощения разрядом собственного излучения  $\alpha_0(\lambda)$  пропорционален напряжению питания лампы и при оптимальном значении напряжения на электродах достигает  $1,1...2$  см $^{-1}$ . Например, для лампы типа ИФП-800 при  $u_0 = 500$  В  $\alpha_0(\lambda) = 1,5$  см $^{-1}$ , а при  $u_0 = 1000$  В  $\alpha_0(\lambda) = 2,6$  см $^{-1}$ .

Коэффициент поглощения  $\alpha_0(\lambda)$  зависит от длины волны (см. рис. 4.4, а) и от плотности тока  $j_m$ . Зависимость коэффициента поглощения от плотности тока близка к прямой  $\alpha_0(\lambda) = \varphi(p) j_m$ , где  $\varphi(p)$  — функция давления наполнения, определяемая графически. Напряжение на электродах лампы [23]

$$u_0 = j_{R_L} = 0,9 j^{0,5} L_n S_n^{-1}. \quad (4.2)$$

Изменение величин  $u_0$ ,  $i_m$ ,  $P_n$ ,  $E_n$ ,  $R_n$  во времени показано на рис. 4.4, б. Температуру плазмы можно рассчитать, используя эмпирическую формулу [6]

$$T_n = 1,14 \cdot 10^3 j^{0,3}.$$

Перечисленные особенности и характеристики импульсных ламп обуславливают определенные требования к системам питания. Эти требования влияют на выбор принципиальных электрических схем источников и на расчет отдельных элементов их конструкции.

Одной из характерных особенностей лампы является возможность использования ее в качестве коммутирующего устройства для лазеров

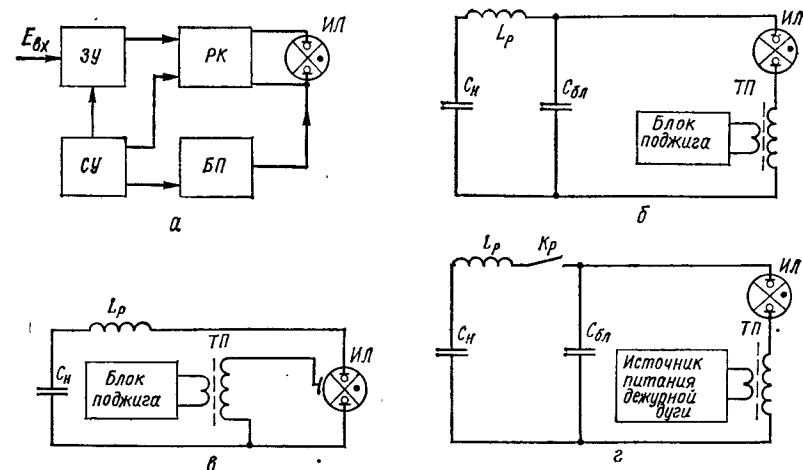


Рис. 4.5. Структурная схема системы управления источниками питания импульсных ламп (а) и схемы включения блока поджига в разрядный контур импульсной лампы (б...г):

б — внешний поджиг; в — последовательный поджиг; г — поджиг дежурной дугой

импульсного действия. В этом случае лампа обеспечивает непроводящее состояние разрядного контура при наличии на ней напряжения питания. Для каждой лампы существует своя предельная частота вспышек, при превышении которой импульсная лампа переходит в стационарный режим горения [6, 23]. Максимальное напряжение источника питания не должно превышать напряжения самопробы (самопроизвольный разряд). Управление лампой осуществляется инициированием разряда высоковольтным кратковременным импульсом поджига. Напряжения самопробы и зажигания определяют границы изменения напряжения на выходе источника питания.

**Конденсаторы.** Импульсные лампы оптической накачки подключаются к накопителям энергии — конденсаторам, которые обеспечивают высокую импульсную мощность при сравнительно малой удельной энергии и неравномерной нагрузке питающей сети. Основными характеристиками накопителей энергии являются удельная энергия, максимальная импульсная мощность, удельный объем, удельная масса.

В [23] приведены основные характеристики накопительных конденсаторов, разработанных и освоенных промышленностью специально для устройств лазерной техники.

**Схемы источников питания импульсных ламп.** Проектирование малогабаритных систем накачки для получения устойчивой импульсной генерации индуцированного излучения лазеров является сложной задачей, поскольку при достаточно малых размерах и массе необходимо разработать надежную конструкцию блока питания, обеспечивающую высокие значения энергии накачки и частоты заряда накопителя\*.

К основным функциональным элементам электрических схем источников питания импульсных ламп ИЛ относятся (рис. 4.5, а): за-

\* См.: Волков И. Б., Вакуленко В. М. Источники электропитания лазеров. — К., 1976. — С. 76.

рядное устройство ЗУ, назначением которого является передача энергии от питающей сети в емкостный накопитель; разрядный контур РК, предназначенный для преобразования запасенной в накопителе электрической энергии в световую энергию ИЛ; блок поджига БП, необходимый для инициирования разряда в лампах, и, наконец, система управления СУ, координирующая работу всех входящих в источник питания приборов. Среди зарядных устройств емкостных накопителей наибольшее распространение получили схемы с активным или индуктивным сопротивлением. Эти схемы находят применение в импульсных модуляторах генераторов СВЧ. Теория таких модуляторов разработана достаточно полно, что и предопределило их широкое применение в первых экспериментальных и опытных образцах источников питания твердотельных лазеров.

Анализ и исследованию разрядного контура импульсной лампы уделяется большое внимание прежде всего потому, что правильный выбор разрядного контура определяет длительность излучения, эффективность и срок службы лазера. В зависимости от режима работы лазера (свободная генерация или генерация с модулированной добротностью) применяются одноконтурные схемы и схемы с искусственными длинными линиями. Форма импульса разрядного тока накопителя и, соответственно, форма импульса и длительность вспышки лампы в этих схемах зависят от соотношения волнового сопротивления разрядного контура  $\rho_{p.k} = \sqrt{L_{p.k}/C_{p.k}}$  и сопротивления лампы  $R_d$ . Наиболее полное использование энергии, запасенной в разрядном контуре, наблюдается при выполнении условия  $\rho_{p.k} = R_d$ .

Поджиг лампы осуществляется высоковольтным импульсом, вырабатываемым в генераторе импульсов поджига. При внешнем поджиге высоковольтный импульс подается на специальный электрод поджига (рис. 4.4, б...г), которым обычно служит провод, подводимый к колбе лампы.

**Пороговое значение мощности накачки.** Генерация лазера возникает, когда энергия, излучаемая активным веществом на частоте рабочего перехода, равна или несколько больше полных потерь энергии на этой же частоте. В этом случае электрическая мощность системы накачки трехуровневого лазера превышает ее пороговое значение [23]:

$$P_n^{\text{пор}} = \frac{0,5}{b\eta_0\eta_l\eta_s} (1 + \delta) S I N_0 h\nu_n W_{21} m_p, \quad (4.3)$$

где  $\delta$  — отношение потерь излучения ( $\tau_\lambda + \beta_{\text{дис}} + \tau_{\text{днф}}$ ) к максимальному усилению  $G_{\text{max}}$ ;  $S$ ,  $l$  — площадь и длина активного элемента соответственно;  $h\nu_n$  — энергия кванта излучения накачки;  $W_{21}$  — вероятность индуцированного перехода  $E_2 \rightarrow E_1$  (деактивации метастабильного уровня, см. п. 7.8);  $m_p$  — коэффициент радиационных шумов;  $b$  — коэффициент преобразования электрической энергии в лучистую (к. п. д. лампы накачки);  $\eta_0$  — к. п. д. осветителя;  $\eta_l$  — коэффициент использования излучения от лампы накачки, поглощенного активным элементом;  $\eta_s$  — квантовая эффективность. Здесь  $\tau_\lambda = \beta_{\text{зер}}$  — потери на зеркалах резонатора (коэффициент пропускания выходного зеркала);  $\beta_{\text{дис}}$  — внутренние потери (диссипативные) в активной среде;  $\beta_{\text{днф}}$  — дифракционные потери.

Для уменьшения порогового значения мощности накачки — порога накачки (следовательно, уменьшения массогабаритных параметров лазеров) необходимо уменьшать площадь поперечного сечения стержня активного вещества, уменьшать неоднородность кристалла и температуру его нагрева, увеличивать параметры  $b$ ,  $\eta_l$ ,  $\eta_0$ ,  $\eta_s$ . Для кристаллов очень малых размеров порог накачки мал и генерация возникает даже при использовании источников света непрерывного излучения. Для стержней больших размеров и высоких  $\tau_\lambda$ , необходимых для получения интенсивного излучения, значение порога накачки велико. Например, если принять  $\delta = 0,3$ ;  $d/2 = 0,2$  см;  $\eta_0 = 0,5$ ;  $m_p = 1,2$ ;  $\eta_l = 0,1$ ;  $l = 1$  см, то пороговая мощность накачки  $P_n^{\text{пор}} = 500$  Вт. При радиусе стержня активного вещества  $d/2 = 0,6$  см, длине  $l = 10$  см и тех же параметрах  $\delta$ ,  $\eta_0$ ,  $m_p$ ,  $\eta_l$  порог накачки равен примерно 800 Вт. Для четырехуровневого лазера порог накачки

$$P_n^{\text{пор}} = N_0 S l h\nu_n \delta m_p / (\tau_\lambda \eta_s \eta_\phi b \eta_0 \eta_l).$$

Если провести численную оценку и сравнить порог накачки рубинового и неодимового лазеров с кристаллами одинаковых размеров и излучателями одной и той же конструкции, то

$$\frac{(P_n^{\text{пор}})_{\text{Nd}}}{(P_n^{\text{пор}})_{\text{Cr}}} = \frac{(v_n)_{\text{Nd}}}{(v_n)_{\text{Cr}}} \frac{(N_0)_{\text{Nd}} (\eta_s \eta_\phi \eta_l \tau_\lambda)_{\text{Cr}} (m_p)_{\text{Nd}} \delta_{\text{Nd}}}{(N_0)_{\text{Cr}} (\eta_s \eta_\phi \eta_l \tau_\lambda)_{\text{Nd}} (m_p)_{\text{Cr}} \cdot 0,5 (1 + \delta_{\text{Cr}})}.$$

Подставив сюда типовые значения параметров лазеров, получим  $(P_n^{\text{пор}})_{\text{Nd}} / (P_n^{\text{пор}})_{\text{Cr}} \sim 0,3$ .

Таким образом, порог накачки у неодимового лазера примерно в три раза ниже, чем у рубинового, что справедливо для качественных стержней лазерного вещества [6].

## Глава 5. ОПТИЧЕСКИЕ РЕЗОНАТОРЫ

### 5.1. Открытые оптические резонаторы

Идеальный *открытый резонатор* оптического диапазона длин волн представляет собой систему отражающих поверхностей, в которой могут возбуждаться электромагнитные колебания высоких частот. В простейшем случае это два зеркала с плоской, сферической или параболической поверхностью, удаленные друг от друга на расстояние от 0,1 мм до 5 м.

Основное назначение открытого резонатора оптических генераторов и усилителей — создавать когерентное выходное излучение и осуществлять положительную обратную связь, с помощью которой созданное лазерное излучение многократно проходит через активную среду. Этому назначению удовлетворяет интерферометр Фабри — Перо, который в 1956 г. для этих целей применил А. М. Прохоров. Несмотря на то, что интерферометр Фабри — Перо используется физиками в исследованиях спектрального состава излучения около 100 лет, теорию оптического резонатора подробно рассмотрели А. Фокс и Т. Ли [24] только в 1962 г., когда это было необходимо для создания положительной обратной связи в квантовых генераторах. Не рассматривая подробности

этой теории, полученной на основе принципа Гюйгенса и точечных источников вторичных сферических волн и многократного отражения их на поверхностях зеркал, а также теории Л. А. Вайнштейна [12], который получил аналогичные результаты, решая однородные волновые уравнения Гельмгольца, приведем основные выводы этих исследований.

Теоретические исследования электромагнитного поля в резонаторе показали, что его можно представить в виде продольной и поперечной структур и разложить в ряд по некоторой системе функций волновых уравнений (имеющих индексы  $m, n, q$ ), однозначно связанных с определенной системой координат. Каждое слагаемое этого ряда соответствует определенному типу колебаний — моде  $ТЕМ_{mnq}$  (transverse electromagnetic), т. е. стационарной картине — *стоячей световой волне*, установившейся в открытом резонаторе после большого числа проходов. Различают *продольные* (основные), аксиальные с индексом  $00q$  ( $ТЕМ_{00q}$ ), и *поперечные* ( $ТЕМ_{mn0}$ ) моды. В типовом открытом резонаторе обычно  $q \sim 10^6$ , тогда как  $m$  и  $n \sim 1...4$ . Поперечные индексы определяют числа перемен знака поля на поверхности зеркала.

В зависимости от геометрии резонатора и степени накачки имеют место как регулярные, так и нерегулярные режимы возбуждения большого количества мод различных порядков. В резонаторе одновременно присутствуют колебания  $n(\nu) = 8\pi\nu^2/c^3$  типов на единицу объема. Например, в рубиновом лазере с кристаллом длиной 8 см и диаметром 0,6 см в режиме свободной генерации возбуждаются продольные колебания приблизительно  $2,3 \cdot 10^5$  типов.

Для математического описания мод вынужденное излучение (выходящее наружу полезное излучение) можно считать возмущением для электромагнитного поля внутри резонатора.

Теория резонатора Фабри — Перо предполагает наличие некоторых идеальных условий. Наиболее важные из них: активная среда лазера должна обладать осевой симметрией, быть оптически однородной и изотропной. На самом деле, если даже активные среды однородны в невозбужденном состоянии, то их возбуждение системой накачки, как правило, делает неоднородными. Также необходимо учитывать предположение о независимости различных типов ортогональных мод. В действительности же отклонение от идеальных условий и учет поляризуемости активного вещества приводят к взаимодействию между модами, т. е. к передаче энергии от одной моды к другой. При этом в хорошо сфазированном и не имеющем потерь резонаторе для каждой поперечной моды  $ТЕМ_{mnq}$  поле волны при прохождении от одного зеркала к другому и возвращении обратно должно иметь одну и ту же фазу и амплитуду. Для каждой поперечной моды  $ТЕМ_{mnq}$  существует последовательность продольных мод, для которых фазовый сдвиг  $\varphi = 2\pi$ . Последнее обстоятельство важно при расчетах дифракционных потерь на зеркалах интерферометра Фабри — Перо. Чтобы уяснить работу резонатора с активным веществом, рассмотрим продольный тип колебаний.

Ансамбль атомов, возбужденный накачкой в активной среде лазера, приводит к усилению волны электромагнитного поля. Этот квантовый процесс лавинно развивается, так как возбужденные атомы спонтанно и индуцированно излучают фотоны. Фотон, излученный любым из

атомов, вынуждает соседний атом испустить также фотон и т. д. и т. п. Поток квантов лазерного излучения перемещается между зеркалами резонатора. Когда энергия излучения становится больше суммарных потерь энергии в резонаторе, часть вынужденного излучения выходит из резонатора через зеркало, у которого коэффициент отражения меньше единицы ( $r_2 < 1$ ). Так как лазер работает в резонансном режиме, то происходит резонансное сужение спектральной линии, т. е. излучение на центральной (резонансной) частоте вынужденного перехода усиливается, а излучение на ближайших частотах уменьшается. Другая часть фотонов, движущихся не параллельно главной оптической оси резонатора, покидает его, минуя зеркала. Между зеркалами распространяются две электромагнитные волны: падающая на зеркало и отраженная от него. Интерферируя между собой, они в зависимости от амплитуды и фазы усиливают или ослабляют друг друга. Чтобы электромагнитные волны усиливались и резонатор был способен возбуждать колебания собственной частоты, необходимо на длине резонатора в пространстве между зеркалами разместить целое число полуволн ( $\lambda_0/2$ ) таких колебаний:

$$2L/\lambda_0 = q, \quad (5.1)$$

где  $q$  — целое число (индекс продольной моды). В этом случае фаза отраженной волны должна совпадать с фазой падающей волны, а амплитуда колебаний на поверхности зеркал должна быть равна нулю. Иначе волна излучения будет частично проходить за пределы зеркала. Такая система зеркал может создавать резонанс продольных колебаний поля с собственными частотами  $\nu_q = qc/(2L)$ . Очевидно, для продольных колебаний данной поперечной моды условие образования собственных частот записывается так:

$$\nu_q = qc/(2L \cos \theta), \quad (5.2)$$

где  $\theta$  — угол распространения продольных колебаний данной поперечной моды (*расходимость*).

Для  $m$ -й поперечной моды  $\cos \theta_m = (q - m)/q$  при  $m \ll q$ . Полагая  $\sin(\theta_m/2) \sim \theta_m/2$ , имеем

$$\cos \theta_m \sim 1 - (\theta_m/2)^2 = 1 - m/q, \quad (5.3)$$

или  $\theta_m = \sqrt{2m/q} \approx \sqrt{m\lambda/L}$ ; тогда угловая разность между соседними поперечными модами

$$\Delta\theta_m = \sqrt{\lambda/L} (\sqrt{m+1} - \sqrt{m}); \quad \Delta\theta_n = \sqrt{\lambda/L} (\sqrt{n+1} - \sqrt{n}). \quad (5.4)$$

При небольших значениях  $m, n$  энергия поля сосредоточена по середине зеркала и быстро падает до нуля на краю зеркала. Чем больше индексы  $m$  и  $n$ , тем больше дифракционные потери (рис. 5.1, а). Запаздывание фазы у краев зеркала по сравнению с центром составляет малую долю длины волны и на диаметре зеркала укладывается множество длин волн. Отсюда следует, что кривизна фронта волны мала.

В действительности спектр собственных колебаний более сложен и, несмотря на простоту оптической схемы резонатора, в нем происходят сложные процессы: усиление и потери энергии вынужденного излучения, затягивание резонансных частот, образование спектра излу-

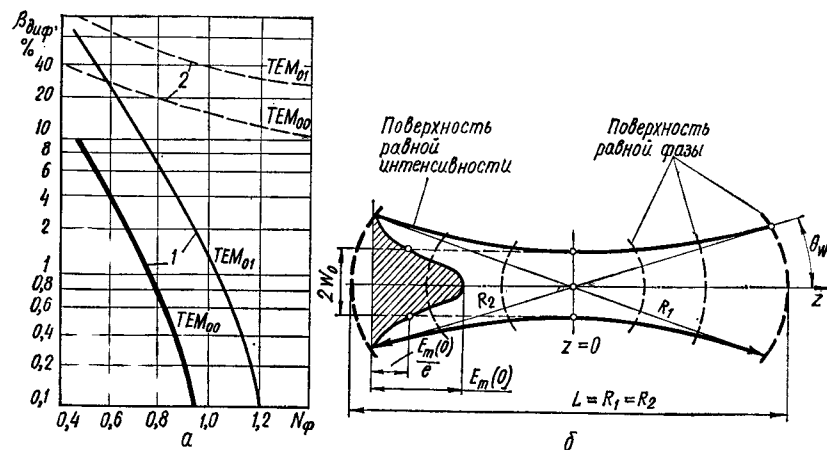


Рис. 5.1. Потери мощности за один проход в зависимости от числа Френеля  $N_F$  в конфокальном 1 и плоском 2 резонаторах (а), поперечное и продольное распределения поля основного типа колебаний в конфокальном резонаторе (б)

чения. Например, для конфокального резонатора, у которого  $R_1 = R_2 = L$ , резонансные частоты [29]

$$\nu_{mnq} = c/[4L(2q + 2m + n + 1)]. \quad (5.5)$$

Поле внутри такого резонатора является суперпозицией двух волновых пучков, распространяющихся навстречу друг другу. Поверхность постоянной фазы представляет собой часть сферы, радиус которой изменяется от бесконечности в фокальной плоскости до радиуса зеркала. Пучки когерентного излучения, распространяющиеся между зеркалами, являются гауссовыми, так как поперечное распределение амплитуды поля для основного колебания вследствие дифракционных потерь имеет гауссов профиль и обладает самой высокой направленностью. Поверхности равной интенсивности поля имеют вид гиперboloида вращения, ось которого совпадает с осью резонатора (рис. 5.1, б). В точке  $z = 0$  наблюдается минимальное сечение гиперboloида радиуса  $W_0$ , так называемая «перетяжка пучка». Асимптоты его расположены под углом

$$\theta_W = \pm \lambda_0/(\pi W_0). \quad (5.6)$$

В ближней зоне поля сечение гауссова пучка имеет диаметр перетяжки  $2W_0$ .

Распределение интенсивности поля в поперечном и продольном направлениях определяется комплексным параметром кривизны

$$\frac{1}{R_q} = \frac{1}{R(z)} - j \frac{\lambda_0}{\pi W^2(z)}, \quad (5.7)$$

где  $R(z) = z \left[ 1 + \left( \frac{\pi W_0^2}{\lambda_0 z} \right)^2 \right]$  — радиус кривизны поверхности равной фазы (волнового фронта);  $W(z) = W_0 \sqrt{1 + \left( \frac{\lambda_0 z}{\pi W_0^2} \right)^2}$  — радиус сечения пучка.

Действительная часть комплексного параметра  $1/R_q$  определяет расхождение гиперboloида, а мнимая — концентрацию энергии в пучке. Реальный резонатор с активной средой отличается от идеальной модели наличием оптических неоднородностей, неравномерным распределением энергии накачки, погрешностями юстировки зеркал, потерями запасенной энергии. Коэффициенты отражения лучших прецизионных зеркал с многослойными диэлектрическими покрытиями составляют около 99,8 %. Условия резонанса выполняются для небольшой полосы частот  $\Delta\nu_p$  вблизи каждой из собственных частот.

На зеркале, у которого коэффициент отражения  $r_2 \neq 1$ , происходит частичное гашение энергии колебаний и вывод части ее за пределы резонатора. По сути дела, это та полезная доля энергии, для которой и разрабатывается лазер. Резонансный характер колебаний сохраняется, но собственные частоты несколько «размазываются» в пределах полосы излучения  $\Delta\nu_p$ . Возможны два случая: ширина атомной спектральной линии  $\Delta\nu_N$  меньше расстояния между двумя соседними собственными частотами  $\nu_q$  и  $\nu_{q+1}$ , т. е.  $\Delta\nu_N \leq \Delta\nu$ , где  $\Delta\nu = \nu_{q+1} - \nu_q$ . В этом случае излучение будет квазимонохроматическим, поскольку первоначально за счет спонтанного излучения наблюдается генерация излучения во всем контуре спектральной линии. Однако резонатор вырезает узкую полосу частот  $\Delta\nu_p$ , колебания в которой испытывают наибольшее усиление, что при многократном прохождении энергии в резонаторе приводит к доминированию моды частоты  $\nu_q = \nu_0$  над всеми соседними колебаниями. Спонтанное излучение, нагрев элементов конструкции резонатора, дрожание и неоднородность покрытия зеркал создают отклонение излучения от монохроматического.

Во втором случае в полосе спектральной доплеровски уширенной линии контура усиления  $G(\nu)$  находится несколько собственных частот резонатора, т. е.  $\Delta\nu_D \gg c/(2L)$  (рис. 5.2). Это характерно для газовых лазеров, когда возможна генерация нескольких собственных частот излучения  $\nu_q \pm i$ .

По мере увеличения мощности накачки условие генерации выполняется для тех колебаний, частоты которых ближе к резонансной частоте активной среды  $\nu_0$ , и генерация квазимонохроматического излучения небольшой мощности возникает на частоте  $\nu_0 = \nu_q$ . При увеличении мощности накачки возрастает мощность генерации, так как неизбежно возникает генерация на соседних модах  $\nu_{q+1}$ ,  $\nu_{q+2}$ ,  $\nu_{q-2}$ ,  $\nu_{q-1}$  и т. д. Излучение лазера становится более мощным, но менее монохроматическим. Образуется многомодовость поперечной структуры

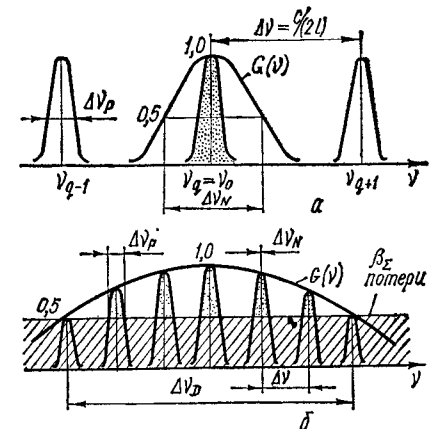


Рис. 5.2. К случаю, когда ширина спектральной линии излучения меньше расстояния между двумя резонансными собственными частотами (а) и когда в доплеровски уширенный контур усиления  $G(\nu)$  попадает несколько собственных частот (б)

излучения электромагнитного поля, причем характер многомодовости зависит от *дифракционных потерь* \*. Вкратце рассмотрим основные виды потерь энергии в резонаторе.

Дифракционные потери неизбежно возникают при отражении плоской волны от зеркал. В результате дифракции происходит распространение волны в пределах некоторого малого угла  $\beta_{\text{диф}} \approx 1/N_{\Phi}$ . Поэтому часть энергии, зависящей от угла  $\beta_{\text{диф}}$  и амплитуды волны на краю зеркала, будет теряться при каждом отражении.

Другие потери обусловлены потерями на торцах активной среды, на излучение через стенки резонатора, из-за непараллельности зеркал и т. д. Все потери, кроме дифракционных, почти не зависят от поперечной структуры поля. Дифракционные же потери растут с увеличением поперечных индексов мод  $m, n$ . Поэтому, если каким-либо образом уменьшить эти потери, то можно добиться генерации одной основной моды. Как показали исследования, дифракционные потери зависят от числа Френеля [12, 30] \*\*

$$N_{\Phi} \approx a^2/(\lambda_0 L), \quad (5.8)$$

где  $a$  — радиус круглого зеркала.

При прохождении излучения через активную среду часть излучения рассеивается на неоднородностях активной среды. Это так называемые *диссипативные потери*. При этом ослабление за один проход можно оценить так:

$$\beta_{\text{дис}} = e^{-2k_p L}, \quad (5.9)$$

где  $k_p$  — коэффициент рассеяния;  $L$  — длина резонатора.

Отражение от зеркала сопровождается потерями в зеркалах резонатора, частичным рассеянием, поглощением при прохождении излучения через зеркало (*излучательные потери*). Значение этих потерь оценивается так:

$$\beta_{\text{зер}} = \frac{1}{2L} \ln(1/r_1 r_2), \quad (5.10)$$

где  $r_1, r_2$  — коэффициенты отражения зеркал.

Для конфокального резонатора, образованного двумя сферическими зеркалами с радиусами кривизны, равными длине резонатора, расположенными на одной оси зеркал ( $R_1 = R_2 = L$ ), зависимость потерь от числа Френеля имеет вид, изображенный на рис. 5.1, а.

Полные потери в резонаторе будут состоять из дифракционных потерь, диссипативных потерь, потерь на торцах активной среды и зеркалах. Полные потери можно условно представить как внутренние и внешние потери, определяемые с момента прохождения энергии через выходное зеркало. Тогда на первом зеркале при  $L = 0$  комплексная ам-

\* Дифракция — волновое явление, заключающееся в нарушении законов геометрической оптики и приводящее к отклонению прямолинейно распространяющегося излучения на краях непрозрачных препятствий или в местах резкой смены однородности среды.

\*\* Число Френеля приближенно равно числу зон Френеля, участков разбиения волновой поверхности при исследовании дифракции. Участки выбираются так, чтобы фазы вторичных волн, посылаемых соседними зонами, находящимися на расстоянии  $\lambda/2$  друг от друга, были противоположны.

плитуда  $E_m(0)e^{i\omega_0 t_0}$  напряженности поля циркулирующей в резонаторе энергии за полный проход (две длины резонатора) изменится так:

$$E_m(0)e^{i\omega_0 t_0} = r_1 r_2 e^{-2\beta_{\text{дис}} L} e^{2G_0 L} e^{-2\beta_{\text{диф}} L} E_m(2L) e^{i(\omega_0 t_0 + \Delta\Phi)}.$$

Режим колебаний в резонаторе с активной средой будет стационарным, если амплитуды поля в начале и в конце полного прохода будут одинаковыми:  $E_m(0) = E_m(2L)$ . Тогда

$$r_1 r_2 e^{i\Delta\Phi} e^{2L(G_0 - \beta)} = 1, \quad (5.11)$$

где  $\Delta\Phi = \Delta\Phi_1 + \Delta\Phi_2$  — сдвиг фазы волнового фронта на зеркалах;  $\beta = \beta_{\text{дис}} + \beta_{\text{диф}}$  — внутренние потери в резонаторе;  $t_0$  — время полного прохода энергии.

Стационарный режим будет осуществлен, если выполняются условия:

1) баланса фазы волны:  $\Delta\Phi_1 + \Delta\Phi_2 = 2\pi q$ , который означает, что фазовый сдвиг при отражении волны от двух зеркал для стационарного режима колебаний должен быть кратным  $2\pi$  ( $q = 0, 1, 2, \dots, n$ );

2) баланса амплитуд

$$r_1 r_2 e^{2L(G_0 - \beta)} = 1, \text{ или } (G_0 - \beta) = \frac{1}{2L} \ln \frac{1}{r_1 r_2}. \quad (5.12)$$

Генерация излучения лазером возможна, когда коэффициент квантового усиления  $G_0$  на один проход излучения компенсирует его потери в резонаторе или когда коэффициент квантового усиления больше внутренних потерь резонатора на значение потерь энергии на зеркалах. Это и является *условием самовозбуждения лазера* (см. п. 1.2):

$$G_0 \geq \beta + \frac{1}{2L} \ln \frac{1}{r_1 r_2} = \beta_{\Sigma}, \quad (5.13)$$

где  $\beta_{\Sigma} = \beta_{\text{дис}} + \beta_{\text{диф}} + \beta_{\text{зер}}$ .

Поскольку суммарные внутренние потери  $\beta_{\Sigma}$  резонатора известны, можно определить ширину резонансного контура:

$$\Delta\nu_p = \beta_{\Sigma} c / (2\pi L). \quad (5.14)$$

Ширину спектральной линии излучения  $\Delta\nu_N$ , для которой условия самовозбуждения являются наилучшими, можно рассчитать, если известны ширина спектральной кривой резонатора  $\Delta\nu_p$  и выходная мощность генерации индуцированного излучения  $P_{\text{вых}}$ :

$$\Delta\nu_N = 8\pi h\nu_0 \Delta\nu_p^2 / P_{\text{вых}}. \quad (5.15)$$

Напомним (см. п. В. 2) определение добротности — важнейшей характеристики резонатора, которая, строго говоря, различна для разных мод резонатора. Отношение электромагнитной энергии, запасенной в резонаторе  $E_p$ , к средней энергии, потерянной им за один период колебания, — классическое определение добротности резонатора (рис. 5.3):

$$Q = 2\pi\nu_0 E_p / P_{\text{ср}} = 2\pi L / (\beta_{\Sigma} \lambda_0), \quad (5.16)$$

где  $P_{\text{ср}}$  — средняя мощность, потерянная в резонаторе.

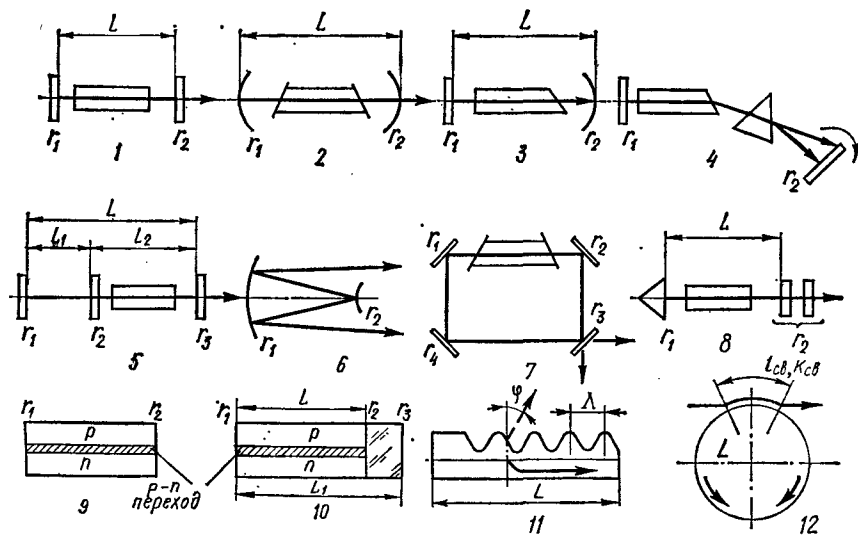


Рис. 5.3. Основные типы оптических резонаторов:

1 — с плоскими зеркалами; 2 — конфокальный; 3 — полуконфокальный; 4 — дисперсионный; 5 — связанный; 6 — телескопический; 7 — кольцевой; 8 — призмный; 9, 10 — резонаторы полупроводникового лазера; 11 — пленочный с распределенной обратной связью; 12 — интегрально-оптический (пассивный, кольцевой)

**Пример.** Определить добротность и спектральные характеристики резонатора, если известно:  $L = 100$  см;  $\lambda_0 = 0,63 \cdot 10^{-4}$  см;  $\beta_{\Sigma} = 0,01$ .

Добротность

$$Q = \frac{2\pi L}{\beta_{\Sigma} \lambda_0} = \frac{2 \cdot 3,14 \cdot 100}{0,1 \cdot 0,63 \cdot 10^{-4}} = 10^8.$$

Расстояние между резонансными частотами

$$\Delta\nu = \frac{c}{2L} = \frac{3 \cdot 10^{10}}{2 \cdot 10^2} = 150 \text{ МГц.}$$

Ширина спектральной резонансной кривой

$$\Delta\nu_p = \frac{\beta_{\Sigma} c}{2\pi L} = \frac{0,01 \cdot 3 \cdot 10^{10}}{2 \cdot 3,14 \cdot 10^2} \approx 0,5 \text{ МГц.}$$

Резонатор является устойчивым, если его основные параметры удовлетворяют неравенству  $0 < (1 - L/R_1)(1 - L/R_2) < 1$ , где  $R_1, R_2$  — радиусы кривизны зеркал. В таком резонаторе происходит попеременная фокусировка лазерного пучка зеркалами, так что запасенная энергия почти (без учета  $\beta_{\text{диф}}$ ) не выходит из резонатора. На диаграмме устойчивости (рис. 5.4, а) резонатору каждого типа соответствует своя точка. Например, резонаторы 2, 3, 7, 9 — устойчивы; 1, 4, 8 — работают на границе устойчивости; 5, 6 — неустойчивы (см. рис. 5.3 и 5.4, а).

Отметим, что конфокальный резонатор 2 имеет некоторые преимущества: дифракционные потери у него меньше и его легче настроить, чем резонатор с плоскими зеркалами 1 и призмный 8. Пленочный с распределенной обратной связью 11 и пассивный интегрально-оптиче-

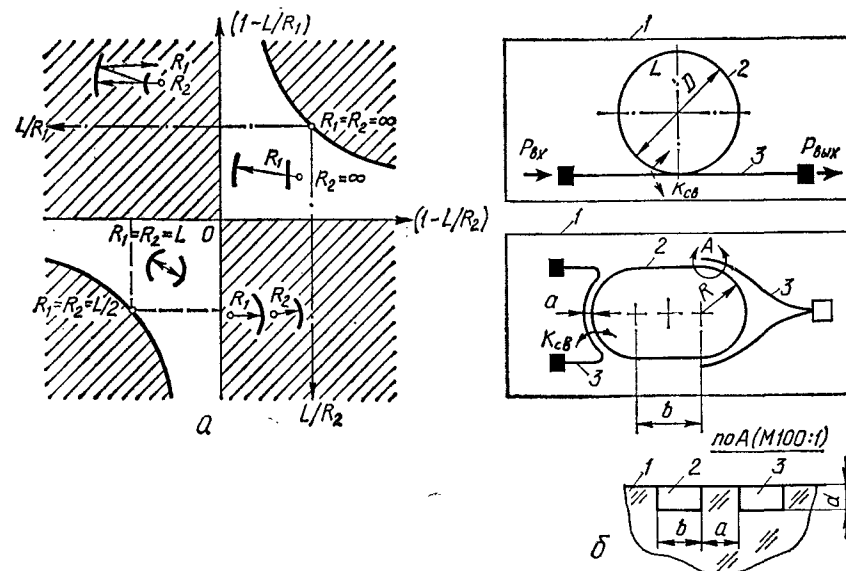


Рис. 5.4. Диаграмма устойчивости резонатора (области неустойчивости заштрихованы) (а) и типы кольцевых интегрально-оптических пассивных резонаторов с элементами волноводной связи (б):

1 — подложка; 2 — волноводная структура; 3 — ответвители (элементы ввода — вывода излучения); а, б, д — размеры волновода

ский 12 резонаторы являются перспективными устройствами для приборов интегральной оптики.

Итак, оптический резонатор формирует избирательность фотонных состояний в пространстве, обеспечивает определенную частотную структуру оптического поля и осуществляет управление лазерным излучением.

## 5.2. Кольцевые резонаторы

*Кольцевым резонатором* является оптическая система, состоящая из трех или более отражателей, в которой траектория лазерного луча замкнута и лазерный луч, пройдя через все оптические элементы, замыкается сам на себя в плоскости контура резонатора.

Кольцевые резонаторы разделяются на две группы: *активные*, используемые, как правило, в лазерной гиromетрии [6, 23, 25], и *пассивные*, в которых активная среда отсутствует. Кольцевой резонатор всегда содержит анизотропные элементы. Простейшим примером является диэлектрическое зеркало — отражатель падающего на него под углом 30 или 45° пучка электромагнитного излучения. В активном резонаторе (см. поз. 7 на рис. 5.3) может существовать как стоячая волна, образованная двумя встречными интерферирующими волнами, так и бегущая волна, поскольку практически любые резонаторы содержат одно сферическое выходное зеркало. Активный кольцевой резонатор преобразуется двумя (в меридиональной и сагиттальной плоскостях)



линейными резонаторами, так что к нему применимы результаты и зависимости, полученные в п. 5.1.

Кратко рассмотрим пассивные интегрально-оптические кольцевые резонаторы, в которых активная среда отсутствует и традиционные зеркала заменены планарной диэлектрической волноводной структурой. Лазерный луч в результате специально подобранной толщины пленки и разности показателей преломления пленки и подложки, испытывая полное внутреннее отражение, распространяется в канале этой волноводной структуры.

В настоящее время особое внимание уделяется разработке канальных волноводных структур, реализуемых на подложках из стекла ионным обменом  $\text{Ag}^+$  и  $\text{K}^+$  или из ниобата лития диффузией титана ( $\text{Ti} : \text{LiNbO}_3$ -волноводы). К основным характеристикам кольцевых резонаторов относятся их конфигурация, тип волновода, геометрические размеры, оптические и частотные характеристики. Благодаря простоте расчета и изготовления на практике часто применяются две конфигурации волноводных резонаторов — кольцевая и овальная (рис. 5.4, б). Резонансная частота  $\nu_0 = \nu_p$ , ширина резонансного пика  $\delta\nu_p = \frac{c}{\pi L N_{\text{эф}}} \frac{1 - k_r}{\sqrt{k_r}}$ , расстояние между резонансными пиками  $\Delta\nu = c/(L N_{\text{эф}})$  и параметр качества (резкость)  $F(D) = \Delta\nu/\delta\nu_p = \Delta\nu Q/\nu_0$  определяют спектральные характеристики резонансной системы в целом. Имея спектральные характеристики  $\nu_0$ ,  $\delta\nu_p$ ,  $\Delta\nu$ , нетрудно определить добротность пассивного резонатора

$$Q = \frac{\nu_0}{\delta\nu_p} = \frac{\pi L N_{\text{эф}} \sqrt{k_r}}{\lambda_0 (1 - k_r)}, \quad (5.17)$$

где  $k_r = (1 - \gamma_0) e^{-\alpha L}$ , являясь коэффициентом обратной связи кольца и ответвителя по мощности, дает представление и о затухании мощности в кольцевом волноводе  $\alpha_r$  (дБ · см<sup>-1</sup>), и о потерях мощности на элементе связи  $\gamma_0 = 1 - k_r$  ( $\alpha$  [см<sup>-1</sup>] — коэффициент затухания, а  $N_{\text{эф}}$  — эффективный показатель преломления волноводной структуры, причем  $\alpha = \alpha_r/(20 \lg e)$ .

К основным конструктивным параметрам пассивного резонатора можно отнести: диаметр  $D$  и длину резонатора  $L$ , полную длину волноводной связи  $l_{\text{кр}}$  между соседними участками, размеры волноводов — ширину  $b$ , глубину  $d$  и зазор  $a$  между волноводами (см. рис. 5.4, б).

Для измерительных систем выбор конструктивных параметров ограничен чувствительностью или полосой пропускания фильтра и технологической культурой производства прецизионных волноводных структур [27]. Если первое ограничение определяет принципиальную схему приема и обработки оптического сигнала, то второе ограничение сводится к потерям излучения в волноводных структурах, что, в свою очередь, влияет на избирательные свойства фильтров и качество резонансной системы. Оптимальной конфигурацией резонатора является простейшая геометрическая фигура замкнутого волновода — кольцо с прилегающими на расстоянии волноводной связи для ввода — вывода излучения в кольцо направленными ответвителями.

Если потери мощности в кольце  $\alpha_r$  приравнять к потерям мощности на элементе связи  $\gamma_0$ , то получим в этом случае оптимальные значения длины резонатора

$$L_{\text{опт}} = 4,3 \frac{1 - k_r}{20 \lg \alpha} = 4,3 \gamma_0 / \alpha_r. \quad (5.18)$$

Поперечное сечение канальных волноводов имеет размеры, допускающие возбуждение одной или нескольких (не более четырех) поперечных мод. Ввиду малых потерь для нижней оптической волноводной моды и удобства обработки информации одномодовый режим распространения излучения в волноводе предпочтителен. В этом случае глубина канального волновода \*

$$d = 0,5 \lambda_0 [\Delta N_{\text{эф}} (N_{\text{эф}} + n_2)]^{-1/2}, \quad (5.19)$$

где  $\Delta N_{\text{эф}} = (N_{\text{эф}} - n_2)$  — разность показателей преломления пленки  $N_{\text{эф}}$  и подложки  $n_2$ .

Полная длина волноводной связи  $l_{\text{кр}}$ , когда происходит полная перекачка энергии из направленного ответвителя в кольцо резонатора, связана с коэффициентом волноводной связи выражением [27]  $l_{\text{кр}} = \pi/(2k_{\text{св}})$ . При выбранных потерях  $\gamma_0$  на элементе связи можно определить коэффициент волноводной связи  $k_{\text{св}} \sim \arccos(1 - \gamma_0)^{-1/2}/l_{\text{кр}}$ . В измерителях угловой скорости, например, совершенство технологических процессов изготовления планарных волноводных структур с допустимым пространственным разрешением соседних элементов конфигурации фотошаблона и собственно самой топологии определяет необходимый диаметр  $D$  резонатора.

В свою очередь, значение  $D$  зависит от резкости (остроты) резонансного пика спектральной характеристики, т. е. параметра, который также связан с чувствительностью измерителя — минимальным уровнем выходного оптического сигнала, соответствующего минимально измеряемой угловой скорости  $\Omega_0$ :

$$D^2 = \frac{c \lambda_0}{\pi \Omega_0 F(D)} \sqrt{\frac{2e}{P_{\text{изл}} e_{\lambda} T_{\text{изм}}}}, \quad (5.20)$$

где  $c = 3 \cdot 10^{10}$  см · с<sup>-1</sup> — скорость света;  $\lambda_0$  — длина волны излучения, см;  $F(D) = 6 \dots 20$  — параметр качества резонансной системы;  $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$  Кл — заряд электрона;  $P_{\text{изл}}$  — мощность излучения на входе в кольцевой резонатор, Вт;  $e_{\lambda}$  — чувствительность приемника излучения, А · Вт<sup>-1</sup>;  $T_{\text{изм}}$  — время измерения, с.

**Пример.** Если известны:  $\Omega_0 = 0,5 \cdot 10^{-12}$  рад · с<sup>-1</sup>;  $T_{\text{изм}} = 5 \cdot 10^{-2}$  с;  $e_{\lambda} = 0,5$  А · Вт<sup>-1</sup>;  $\lambda_0 = 0,8 \cdot 10^{-4}$  см;  $P_{\text{изл}} = 2 \cdot 10^{-3}$  Вт;  $F(D) = 12$ ;  $\alpha_r = 0,5$  дБ × см<sup>-1</sup>;  $\gamma_0 = 5\%$ ;  $k_{\text{св}} = 2,5$  см<sup>-1</sup>, то, пользуясь приведенными выше формулами, находим конструктивные параметры пассивного резонатора:  $D = 1,1$  см;  $L = 3,5$  см;  $l_{\text{кр}} = 0,5$  см;  $d = 2,5 \cdot 10^{-4}$  см;  $a \sim 5 \cdot 10^{-4}$  см;  $b = 2a$  см.

\* См.: Байбородин Ю. В., Машенко А. И. Интегрально-оптические устройства квантовой электроники, — К., 1986. — 18 с.



Пассивные интегрально-оптические резонаторы кольцевого типа обычно применяют в качестве избирательных фильтров и чувствительных элементов в измерителях физических величин [6, 9, 23, 27].

### 5.3. Оптические элементы резонаторов

**Осветители.** Для повышения эффективности накачки лампы и активное вещество помещают в осветитель (рис. 5.5). Эффективность светопередачи осветителя далека от идеальной. Потери в осветителе составляют от 30 до 70 % [23], что в основном и обуславливает низкий к. п. д. (0,1...1,5 %) твердотельных лазеров. Наибольший к. п. д. (около 1,5 %) можно получить, применяя осветитель, показанный на рис. 5.5, а, ж, и нитевидную лампу накачки.

В группе осветителей с лампой накачки, расположенной на оси активного вещества, максимальная эффективность достигает 56 % (рис. 5.5, б), а у остальных осветителей этой группы она не превышает 50 %. Осветители, показанные на рис. 5.5, в, г, имеют ограниченное применение, так как получение высокого коэффициента отражения в них связано со значительными технологическими трудностями. Допустимый уровень энергии накачки не превышает 25 Дж.

На рис. 5.5, д, е, ж изображены схемы двух эффективных осветителей, получивших наиболее широкое применение (осветители с «плотной упаковкой»). Эффективность светопередачи осветителя с сечением

в виде эллипса (рис. 5.5, д) [23]

$$\eta_{\text{осв}} = R_1/R_2 \text{ при } R_2/R_1 \leq \frac{1-e}{1+e};$$

$$\eta_{\text{осв}} = 0,7 \text{ при } R_2/R_1 \geq \frac{1-e}{1+e},$$

где  $R_1, R_2$  — радиусы лампы накачки и активного вещества;  $e$  — эксцентриситет эллипса. Максимальные значения  $\eta_{\text{осв}}$  достигают 75 %.

Эффективность светопередачи осветителя, показанного на рис. 5.5, ж,  $\eta_{\text{осв}} = r_{\text{ст}} R_2/R_1$ , где  $r_{\text{ст}}$  — коэффициент отражения стенок.

На рис. 5.5, з, и показаны схемы осветителей, образованных несколькими эллиптическими цилиндрами. Такие осветители применяются в лазерах с большой выходной энергией. С увеличением числа ламп накачки относительная доля энергии возрастает, однако общая эффективность осветителя снижается. Оптимальное число ламп накачки  $N_{\text{опт}} = R_2 n / R_1$ , где  $n$  — показатель преломления.

Применение осветителя, показанного на рис. 5.5, к, обеспечивает относительно высокий к. п. д. (до 75 %). Допустимая энергия накачки достигает 1000 Дж. На рис. 5.5, м, н изображены схемы осветителей для активных тел прямоугольного сечения. Осветитель, показанный на рис. 5.5, н, применяется в схемах накачки лазеров с высокой импульсной мощностью и в каскадах оптических квантовых усилителей.

**Зеркала.** В лазерной технике нашли применение зеркала с металлическими и диэлектрическими отражающими покрытиями. Зеркала с металлическими отражающими покрытиями имеют существенные недостатки: отражательная способность металлов мала и составляет 70...90 %; покрытия имеют стойкость к световому излучению и малую механическую прочность. Так, при плотностях энергии 50...80 Дж/см<sup>2</sup> серебряные покрытия начинают отслаиваться от стеклянной подложки после 50...2000 вспышек [23].

Коэффициент отражения у диэлектриков значительно меньше, чем у металлов (для стекла с показателем преломления  $n = 1,5$  коэффициент отражения составляет всего 4 %), однако использование многослойных отражающих диэлектрических покрытий дает возможность получать коэффициенты отражения более 99 %. Диэлектрические зеркала состоят из большого числа (13...17) слоев двух диэлектриков (с высоким и низким показателями преломления), расположенных попеременно. Необходимо, чтобы толщина диэлектрического покрытия  $\Delta = \lambda_0 n_k / 4$ , где  $n_k$  — число слоев покрытия.

Нечетные слои делают из диэлектриков с высоким показателем преломления: сульфидов цинка и сурьмы, окислов титана, циркония, гафния, тория, свинца, четные слои — из материала с низким показателем преломления (фторидов магния, стронция, двуокиси кремния). Преимущества диэлектрических покрытий можно реализовать лишь при высококачественном изготовлении подложки. Для получения коэффициентов отражения более 99 % при  $\lambda_0 = 0,7$  мкм высота микронеровностей не должна превышать 0,005 мкм. Стойкость диэлектрических покрытий к световому излучению зависит от числа слоев, тем-

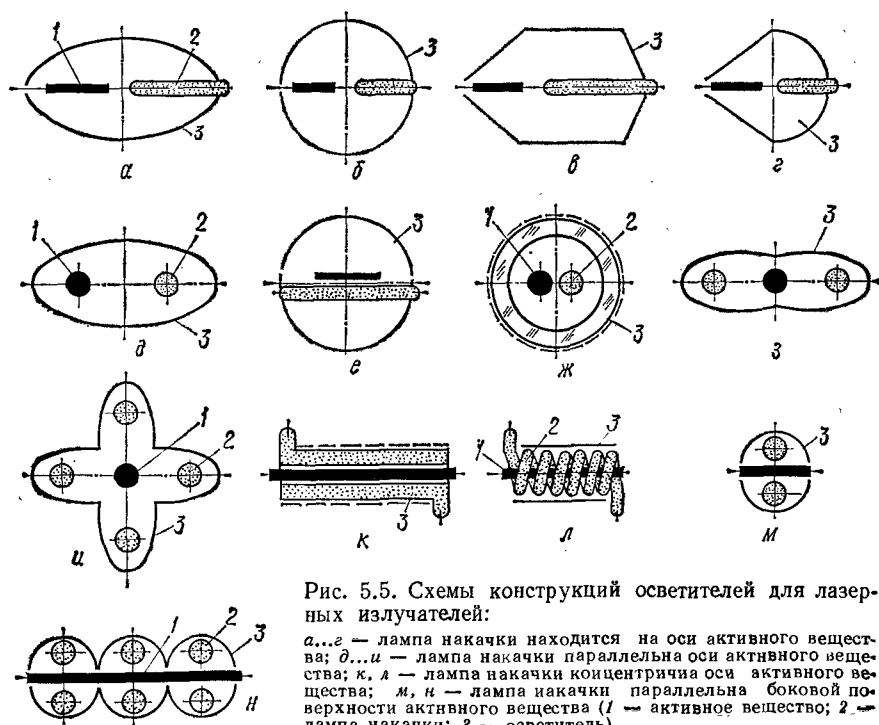


Рис. 5.5. Схемы конструкций осветителей для лазерных излучателей:

а...е — лампа накачки находится на оси активного вещества; б...и — лампа накачки параллельна оси активного вещества; к, л — лампа накачки концентрична оси активного вещества; м, н — лампа накачки параллельна боковой поверхности активного вещества (1 — активное вещество; 2 — лампа накачки; 3 — осветитель)

пературы подложки при нанесении диэлектриков, чистоты исходных материалов и от ориентации монокристаллов.

**Резонансные отражатели.** В ряде случаев в качестве выходного зеркала резонатора используют резонансные отражатели, которые представляют собой набор («стопу») плоскопараллельных пластин с показателем преломления  $n$ , разделенных воздушными промежутками. Максимальный коэффициент отражения системы, состоящей из  $m$  пластин,

$$r_{\max} = \left( \frac{1 - n^{2m}}{1 + n^{2m}} \right)^2.$$

Отметим, что толщины пластин, как и толщины воздушных промежутков, равны целому нечетному значению  $\lambda/4$ . Для получения расчетного значения коэффициента отражения при изготовлении резонансного отражателя необходимо, чтобы пластины отличались по толщине не более, чем на  $\lambda/8$ . Изменение толщины пластин, вызванное изменением температуры, приводит к смещению частоты. Резонансные отражатели имеют высокую стойкость к световому излучению, определяемую порогом разрушения материала пластин.

**Призмы-крыши.** В резонаторах лазера они позволяют отказаться от покрытий и использовать явление полного внутреннего отражения. Это дает ряд существенных преимуществ: увеличивает допустимую плотность энергии в резонаторе, определяемую порогом разрушения материала призм, способствует выравниванию плотности лазерного излучения по сечению активного вещества. Потери при отражении зависят от материала призмы и составляют 4...9 %.

#### 5.4. Матричный метод расчета резонатора

Следуя рекомендации Н. Когельника, применившего в 1966 г. матричный формализм преобразования излучения в резонаторе лазера при описании параксиальных лучей [24], а также рекомендациям А. Джералда и Дж. Берча [10], которые распространили матричный метод на системы геометрической оптики, рассмотрим методику расчета резонаторов, принимая при этом некоторую идеализацию: допускается только стационарный режим генерации лазеров; волна излучения совершает «полный проход» от одного зеркала резонатора к другому и обратно без искажения амплитуды и фазы. Активная среда лазера эквивалентна плоскопараллельной пластинке, которая не изменяет форму волнового фронта и не вносит сферических aberrаций. В случае газовых и твердотельных лазеров импульсного режима работы принятая идеализация близка к действительности.

В результате расчета мы должны достаточно быстро и с инженерной степенью точности получить: радиусы кривизны зеркал и длину резонатора; диаметр ювета; расхождение излучения; коэффициенты отражения зеркал; расстояния главных плоскостей от входной и выходной плоскостей; фокусные расстояния и размеры гауссова пучка.

Вкратце опишем особенности расчета. Принимается модель (рис. 5.6, а) — распространение семейства параксиальных лучей под малыми углами к главной оси оптической системы. Имеются также

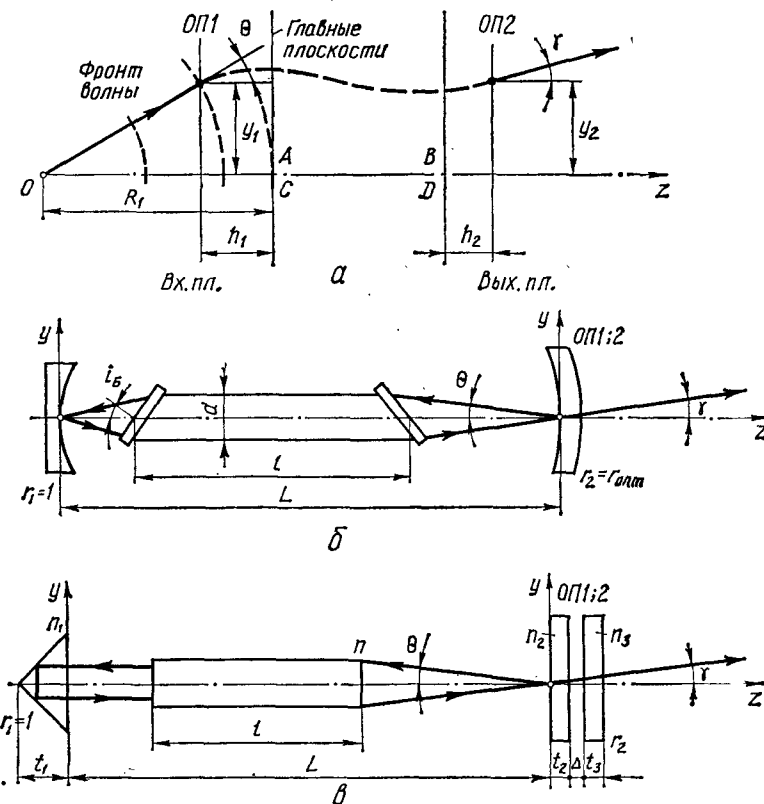


Рис. 5.6. Модель распространения семейства параксиальных лучей (а), модель типового оптического резонатора для газовых лазеров (б) и модель типового резонатора твердотельных лазеров (в)

входная и выходная плоскости ОП1, ОП2, расположенные в фиксированном поперечном сечении  $z = \text{const}$  на расстоянии  $h_1$  и  $h_2$  от главных плоскостей оптической системы. Каждый параксиальный луч, пересекающий последовательно входную и выходную плоскости, однозначно определяется двумя параметрами: высотой  $y_i$  и углом наклона  $\theta_i$  к главной оптической оси  $oz$  системы. Каждый из семейства параксиальных лучей ортогонален к волновому фронту, поэтому приведенный радиус кривизны волнового фронта  $R'_i = R_i/n$ , где  $n$  — показатель преломления.

Если проследить за траекторией луча, то сначала луч пересекает входную плоскость и имеет параметры  $y_1, \theta$ . Затем он проходит через оптические элементы и достигает выходной плоскости, на которой имеет параметры  $y_2, \gamma$ . Математическая связь между этими параметрами и свойствами оптического элемента может быть установлена посредством двух линейных уравнений:

$$y_2 = Ay_1 + B\theta; \quad \gamma = Cy_1 + D\theta, \quad (5.21)$$

где  $A, B, C, D$  — матричные элементы, передаточные отношения оптических элементов системы;  $y_1, y_2, \theta, \gamma$  — переменные входные и выходные величины.

Отделив переменные величины от постоянных, запишем эти уравнения в матричной форме

$$\begin{bmatrix} y_2 \\ \gamma \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} \begin{bmatrix} y_1 \\ \theta \end{bmatrix}, \quad (5.22)$$

где  $\begin{bmatrix} y_2 \\ \gamma \end{bmatrix}, \begin{bmatrix} y_1 \\ \theta \end{bmatrix}$  — матрицы-столбцы выходного и входного лучей соответственно;  $M = \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix}$  — передаточная матрица преобразования лучей (матрица передачи  $ABCD$  — важнейшая характеристика матричного метода).

Матричные элементы связаны с координатами главных плоскостей и фокусным расстоянием  $f$  оптической системы соотношениями

$$h_1 = (D - 1)/C; \quad h_2 = (A - 1)/C; \quad f = -1/C$$

и удовлетворяют соотношению

$$AD - BC = 1. \quad (5.23)$$

Оказывается, что для типовых, часто встречающихся в расчетах и на практике, оптических элементов уже определены передаточные матрицы преобразования [10, 24]. Для примера, поскольку это необходимо для расчета резонатора, воспользуемся двумя типовыми передаточными матрицами между главными плоскостями системы линз и свободным пространством:

$$\begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -1/f & 1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -p & 1 \end{bmatrix},$$

где  $f$  — фокусное расстояние;  $p = 1/f$  — оптическая сила системы.

Кстати, такую же матрицу имеет оптическая схема отражения и преломления луча от одной поверхности, если входная плоскость совмещена с поверхностью оптического элемента. Вторая матрица  $\tau$  — матрица перемещения луча в свободном пространстве:

$$\tau = \begin{bmatrix} 1 & t/n \\ 0 & 1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & T \\ 0 & 1 \end{bmatrix},$$

где  $T = t/n$  — расстояние между входной и выходной плоскостями.

Разделив первое уравнение на второе в (5.21), применительно к расчету резонатора получим приведенный радиус кривизны выходного зеркала

$$R'_2 = \frac{y_2}{\gamma} = \frac{AR_1 + B}{CR_1 + D} = \frac{R_2}{n}, \quad (5.24)$$

где  $R_1 = y_1/\theta$  — радиус кривизны волнового фронта входного луча. Это очень важная зависимость, названная Н. Когельником «правилом  $ABCD$ », которое позволяет вычислять радиус кривизны сферического фронта волны при переходе ее от одной опорной плоскости к другой, а следовательно, кривизну зеркала резонатора.

Примем для расчета модель типового оптического резонатора с активной средой длиной  $l$  и двумя зеркалами: одно «глухое» с коэффициентом отражения  $r_1 = 1$  и выходное, частично отражающее зеркало ( $r_2 = r_{\text{опт}}$ ). Выходное зеркало предназначено для вывода части полезной энергии, запасенной в резонаторе, причем для рубинового лазера  $r_{\text{опт}} = 0,4 \dots 0,6$ , для неодимового лазера  $r_{\text{опт}} = 0,3 \dots 0,4$  и для гелий-неонового лазера  $r_{\text{опт}} \approx 0,99$ .

Можно утверждать, что расчет резонаторов других типов будет в точности соответствовать рассматриваемому случаю. Это любознательный читатель может проверить в любое время, пользуясь рассмотренной методикой расчета. Передаточная матрица данной схемы резонатора эквивалентна  $\tau$ -матрице перемещения луча в свободном пространстве на длине  $L = l$  и в лазерном кристалле, который эквивалентен плоскопараллельной пластинке толщиной  $l$  с показателем преломления  $n$ . Соответствующая «приведенная» геометрическая длина между двумя зеркалами, где перемещается луч (рис. 5.6, в),

$$T = \frac{L-l}{n_0} + \frac{l}{n} = L - \frac{n-1}{n} l, \quad (5.25)$$

где  $n_0 = 1$  — показатель преломления свободного пространства.

Чтобы определить конфигурацию выходного поля излучения, желательно располагать входную и выходную плоскости на поверхности частично отражающего зеркала резонатора с  $r_2 = r_{\text{опт}}$ , т. е. совместить их.

Часть энергии, которая отражается обратно, проходит вновь через активную среду, дополнительно возбуждает центры активатора, проходит к первому зеркалу с  $r_1 = 1$ , полностью отражается от него, вновь усиливает центры активной среды и частично выходит из второго зеркала. В целом это излучение совершает один «полный проход» в резонаторе. Можно определить общую передаточную матрицу резонатора  $M$ , связывающую главные плоскости и определяющую один полный проход излучения в резонаторе. Помня о том, что произведение матриц некоммутативно, матрица-столбец выходного луча равна произведению последовательности матриц в четком порядке их распределения, описывающих оптические элементы от выхода их из резонатора, через которые проходит входной луч. Запишем передаточную матрицу преобразования

$$M = \begin{bmatrix} 1 & T \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -p_1 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -p_2 & 1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix}, \quad (5.26)$$

где  $A = 1 - p_1 T - 2p_2 T + p_1 p_2 T^2$ ,  $B = T(2 - p_1 T)$ ,  $C = -p_1 - p_2 + p_1 p_2 T$ ,  $D = 1 - p_1 T$  — постоянные оптических элементов модели резонатора (передаточные отношения оптических элементов);  $p_1 = 2/R_1$ ,  $p_2 = 2/R_2$  — оптические силы зеркал;  $R'_1 = R_1/n_1 = y_1/(\theta n_1)$ ;  $R'_2 = R_2/n_2 = y_2/(\gamma n_2)$  — приведенные радиусы кривизны зеркал.

Мы рассматриваем две типовые модели резонаторов, наиболее часто встречающиеся в практике проектирования газовых и твердотельных лазеров (рис. 5.6, б, в). В том случае, когда вместо первого зеркала в резонаторе установлены призма полного внутреннего отражения и резонансный отражатель (стопа пластин), их передаточные

матрицы

$$M_{п.в.о} = \begin{vmatrix} -1 & -2t/n \\ 0 & -1 \end{vmatrix}; \quad M_{с.п} = \begin{vmatrix} 1 & \Sigma T_i \\ 0 & 1 \end{vmatrix},$$

где  $t$  — высота призмы;  $T_i$  — приведенная толщина  $i$ -й пластины. Передаточная матрица этого резонатора будет аналогична (5.26), но постоянные  $A, B, C, D$  имеют уже другие значения. Проверку правильности вычисления передаточной матрицы резонатора проводят по равенству определителя матрицы единице:

$$\det \begin{vmatrix} A & B \\ C & D \end{vmatrix} = AD - BC = 1.$$

Покажем, что передаточная матрица резонансного отражателя — стопы плоскопараллельных пластин, разделенных воздушным промежутком при условии, что все граничные плоскости перпендикулярны к оси  $z$ ,

$$M_{с.п} = \tau = \begin{vmatrix} 1 & T_2 \\ 0 & 1 \end{vmatrix} \begin{vmatrix} 1 & T_b \\ 0 & 1 \end{vmatrix} \begin{vmatrix} 1 & T_3 \\ 0 & 1 \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} 1 & T_2 + T_b + T_3 \\ 0 & 1 \end{vmatrix}.$$

В общем случае передаточная матрица преобразования луча оптической системы  $i$  составных слоев равна  $\tau_i = \begin{vmatrix} 1 & \Sigma T_i \\ 0 & 1 \end{vmatrix}$ , где  $T_2 = t_2/n_2$ ;  $T_b = \Delta/n_0$ ;  $T_3 = t_3/n_3$  — приведенные длины слоев;  $t_2, t_3, \Delta$  — толщины слоев и воздушного промежутка;  $n_2, n_3, n_0$  — показатели преломления пластин и воздуха.

Окончательно передаточная матрица резонатора твердотельных лазеров с призмой полного внутреннего отражения и стопой пластин

$$M = \begin{vmatrix} 1 & T \\ 0 & 1 \end{vmatrix} \begin{vmatrix} -1 & -2t_1/n_1 \\ 0 & -1 \end{vmatrix} \begin{vmatrix} 1 & T \\ 0 & 1 \end{vmatrix} \begin{vmatrix} 2T_c + T_b \\ 0 & 1 \end{vmatrix} = \\ = \begin{vmatrix} -1 & -(2T_c + T_b) - 2(t_1/n_1 + T) \\ 0 & -1 \end{vmatrix}.$$

Параметры выходного луча

$$\begin{vmatrix} y_2 \\ \gamma \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} A & B \\ C & D \end{vmatrix} \begin{vmatrix} y_1 \\ \theta \end{vmatrix},$$

где  $A = -1$ ;  $B = -(2T_c + T_b) - 2(t_1/n_1 + T)$ ;  $C = 0$ ;  $D = -1$ ;  $T_c = T_2 = T_3$ ;  $t_2 = t_3$ ;  $n_2 = n_3$ .

Обязательна проверка передаточной матрицы по равенству  $AD - BC = 1$ . При многократных проходах излучения внутри резонатора необходимо передаточную матрицу резонатора  $M = \begin{vmatrix} A & B \\ C & D \end{vmatrix}$  возвести в степень, равную числу проходов. В этом случае можно определить изменение параметров при многократных проходах.

Для определения радиуса кривизны волнового фронта воспользуемся правилом  $ABCD$ :  $R_2 = \frac{AR_1 + B}{CR_1 + D}$  и  $R_1 = R_2$ , так как радиус

кривизны по условию прохождения волнового фронта в резонаторе должен быть неизменным. Решив уравнение  $R_1 = \frac{AR_1 + B}{CR_1 + D}$  относительно  $R_1$ , получим

$$R_1 = \frac{(A - D) \pm \sqrt{(A - D)^2 - 4BC}}{2C}.$$

Оказывается, чтобы фронт волны распространялся через резонатор без искажений и самовоспроизводился, необходимо соблюсти следующее соотношение [10]:

$$(1 - T/R_1)(1 - T/R_2) = 1.$$

Это соотношение справедливо при  $T = R_1 + R_2$ , когда зеркала резонатора расположены на одной главной оси и радиусы кривизны могут описать concentрические окружности (случай конфокального резонатора), либо при  $R_1 \rightarrow \infty$  и  $R_2 \rightarrow \infty$  (случай резонатора Фабри — Перо с плоскими зеркалами).

Может быть решена обратная задача: при заданном угле расходимости  $\gamma_{\text{зад}}$  определяются модель и параметры резонатора:  $R_1, R_2, l, n$  и т. д. Заметим, что данный матричный метод рассмотрен только для двух типов резонаторов. Тем не менее этот метод расчета можно распространить на любые другие типы резонаторов: дисперсионные, кольцевые, с вращающейся призмой модулятора добротности и с изломом оси резонатора. В заключение приведем конкретный пример расчета резонатора матричным методом.

**Пример.** Рассчитать конфокальный резонатор газового лазера длиной  $L = 250$  см для генерации излучения основной моды  $TEM_{00}$  с максимальной коллимацией пучка излучения длиной волны  $\lambda_0 = 0,63 \cdot 10^{-4}$  см. Определить кривизну зеркал  $R_1, R_2$ , диаметр ювета  $d_k$  и параметры пучка излучения. Типовая модель резонатора показана на рис. 5.6, б.

Принимаем показатель преломления газовой смеси гелия с неонем  $n_0 = 1$ . Тогда приведенная длина резонатора и оптическая сила зеркал

$$T = L - \frac{n_0 - 1}{n_0} l = 250 \text{ см}; \quad P_1 = P_2 = 2/R = 2/0,25 = 8,$$

так как  $R_1 = R_2 = L$ .

Вычисляем передаточную матрицу преобразования

$$M = \begin{vmatrix} A & B \\ C & D \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} 1 - P_1 T \cdot 2P_2 T + P_1 P_2 T^2 & T(2 - P_1 T) \\ -P_1 - P_2 - P_1 P_2 T & 1 - P_1 T \end{vmatrix}.$$

Проверка правильности вычисления  $AD - BC = 1 - 0 = 1$ . След матрицы  $\begin{vmatrix} A & B \\ C & D \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} -1 & 0 \\ 0 & -1 \end{vmatrix}$  равен  $\text{Sp } M = A + D = -2 = 2 \cos \Delta\varphi$ . Отсюда  $\cos \Delta\varphi = -1$ ;  $\Delta\varphi = \pi$ , т. е. сдвиг фазы волнового фронта на зеркалах равен  $180^\circ$ .

Действительно, сумма комплексных корней  $A + D$  характеристического уравнения для диагонализации матрицы  $M$

$$\begin{aligned} &+ \begin{cases} A = \cos \Delta\varphi + j \sin \Delta\varphi \\ D = \cos \Delta\varphi - j \sin \Delta\varphi \end{cases} \\ &A + D = 2 \cos \Delta\varphi, \end{aligned}$$

т. е. сумма диагональных элементов диагональной матрицы принимает значения от  $+2$  до  $-2$ . Запись следа матрицы  $M$  в виде функции сдвига фазового угла волнового фронта удобна и отвечает поставленной цели, так как условие баланса фаз выполнено

и генерация стационарна. Следовательно, энергия излучения сосредоточена в приосевой области и в резонаторе распространяется гауссов пучок.

Применяя формулу для радиуса «перетяжки пучка» лазерного излучения внутри резонатора  $W_0 = \sqrt{\lambda_0 L / (2\pi)} = 0,16$  мм, находим для  $\lambda_0 = 0,63 \cdot 10^{-4}$  см,  $L = 250$  см радиус дифракционной расходимости  $z_0 = \pi W_0^2 / \lambda_0 = 6,5$  см. Угол расходимости пучка  $\theta_W = \lambda_0 / (\pi W_0) = 1,3$  мрад. Для генерации моды  $TEM_{00}$  диаметр кювета  $d_k = 2W_0 \approx 0,4$  мм. Диаметр зеркал из практических соображений уменьшения дифракционных потерь выбираем  $2a \sim 10d_k \approx 4$  мм.

## Глава 6. ОПТИЧЕСКИЕ КВАНТОВЫЕ УСИЛИТЕЛИ

### 6.1. Классификация, принцип действия и основные характеристики

Приборы, способные за счет внутренней энергии электронов, связанных с атомами и молекулами активной среды, усиливать малые оптические сигналы без искажения формы электромагнитного поля, называются *оптическими квантовыми усилителями* (ОКУ).

От всех прочих типов электронных усилителей, в которых используются свободные электроны, подчиняющиеся законам классической механики, они отличаются малым уровнем шумов и принципом действия.

Проблема создания малошумящих усилителей чрезвычайно волновала ученых-радиофизиков, так как эти приборы смогли бы обнаруживать весьма малые сигналы. Успехи радиоспектроскопии — науки, которая исследует поглощение радиоволн атомами и молекулами различных веществ, привели их к мысли применить для этой цели внутреннюю энергию и свойства квантовых частиц.

В основе работы ОКУ лежит свойство возбужденных квантовых частиц отдавать свою внутреннюю энергию под воздействием внешнего электромагнитного поля. За счет внутренней энергии квантовой системы происходит квантовое усиление излучения, так как пролет фотонов через активную среду вызывает рождение новых, точно таких же фотонов. При этом происходит лавинное умножение фотонов в веществе. Движение частиц и связанная с ним кинетическая энергия в процесс усиления не вовлекаются, благодаря чему отсутствуют характерные для обычных электронных приборов дробовые шумы. Основными же источниками шумов являются спонтанное излучение активной среды и тепловое излучение диссипативных элементов. При индуцированном излучении кванты электромагнитного поля, как исходные, так и излученные квантовой системой, полностью тождественны, т. е. имеют одинаковые частоты, поляризацию и направления распространения, что и определяет когерентность процесса квантового усиления.

Создание инверсии населенностей энергетических уровней активной среды является необходимым, но не достаточным условием для получения усиления. В усилителе важно также обеспечить должное взаимодействие активной среды и усиливаемого излучения. Это взаимодействие может происходить как в режиме бегущей волны (квантовые усилители бегущей волны — ОКУБВ), так и в режиме стоячей волны. В последнем случае излучение многократно проходит через

один и тот же элемент активной среды, помещенный в открытый резонатор. На таком принципе построены *резонаторные* (регенеративные) квантовые усилители, которые разделяют на *проходные*, *кольцевые*, *однонаправленные* и *отражательные*.

Рассмотрим основные характеристики ОКУ. Коэффициент усиления  $K_y$  — величина, показывающая, во сколько раз мощность выходного сигнала усилителя превышает мощность входного сигнала. Коэффициент усиления всегда зависит от частоты усиливаемого излучения. Интервал частот, в котором коэффициент  $K_y$  достаточно велик, называют *полосой пропускания усилителя*  $\Delta\nu_y$ . Полоса пропускания определяется как область частотной характеристики, в которой квадрат коэффициента усиления  $K_y^2$  отличается от квадрата наибольшего коэффициента усиления  $K_0^2$  не более чем в два раза, т. е.

$$(K_y/K_0)^2 = 1/2. \quad (6.1)$$

На практике часто пользуются таким понятием, как *широкополосность* ОКУ  $P = \Delta\nu_y \sqrt{K_0}$ , где  $K_0$  — коэффициент усиления на резонансной частоте  $\nu_0$ .

Третьей важнейшей характеристикой усилителя является мощность шума  $P_{ш}$ , обуславливающая в основном чувствительность ОКУ, т. е. его способность усиливать очень слабые входные сигналы. Чувствительность нельзя повышать бесконечно, ибо она ограничена флуктуациями случайного сигнала во входных элементах и уровнем принципиально неустраняемого спонтанного излучения.

*Добротность* ОКУ определяется отношением резонансной частоты излучения к полосе пропускания:

$$Q = \nu_0 / \Delta\nu_y. \quad (6.2)$$

*Динамический диапазон* измеряется изменением во времени уровня выходного сигнала от минимального значения, ограниченного шумами, до максимального значения, приводящего к насыщению рабочего квантового перехода, т. е. уменьшению инверсии населенностей до нуля. Динамический диапазон можно увеличить, если уменьшить время релаксации активной среды.

Коэффициент квантового усиления  $G(\nu)$  характеризует увеличение амплитуды, проходящей сквозь активную среду электромагнитной волны, по экспоненциальному закону

$$E = E_0 \exp [G(\nu) z], \quad (6.3)$$

где  $E_0$  — амплитуда входящей волны;  $z$  — расстояние, пройденное волной в активной среде. На расстоянии  $z = 1/G(\nu)$  амплитуда поля возрастает в  $e = 2,71$  раза. Активная среда тем эффективнее, чем большее число квантовых частиц находится на инвертированном уровне, т. е. чем больше инверсия населенностей  $\Delta N$  и дипольный момент квантового перехода  $|D_{mn}|$  (1.10):

$$G(\nu) \approx \frac{16\pi^2}{hc} \frac{\nu_0}{\Delta\nu_y} \Delta N |D_{mn}|^2. \quad (6.4)$$

Потребность в малошумящих ОКУ весьма велика. ОКУ в сочетании с лазерами дают возможность получать высокие уровни энергии

(до  $10^3$  Дж) и мощности (до  $10^{10}$  Вт) когерентного оптического излучения. Они генерируют сверхкороткие импульсы лазерного излучения длительностью  $10^{-10} \dots 10^{-12}$  с. ОКУ входит в состав приемной части оптической линии связи и служит для обнаружения слабых световых сигналов в широкой полосе частот. До появления ОКУ в оптике отсутствовали способы когерентного усиления света.

В Физическом институте АН СССР им. П. Н. Лебедева создана уникальная установка «Дельфин» для лазерного термоядерного синтеза \*. Установка имеет 216 параллельных каналов с каскадами ОКУ. В каждом канале формируются световые импульсы с энергией 50 Дж и длительностью 1 нс, которые одновременно фокусируются на термоядерную мишень в световое пятно диаметром 50 мкм, где реализуется плотность мощности  $\sim 2 \cdot 10^{15}$  Вт/см<sup>2</sup>. Надо заметить, что лазерное излучение, проходя через каскад ОКУ, ухудшает свою когерентность, так как накапливаются искажения волнового фронта и происходит расфокусировка пятна на мишени. Поэтому необходима управляемая корректировка волнового фронта лазерного излучения.

## 6.2. Схемы оптических квантовых усилителей

Резонаторные ОКУ (РОКУ) нашли широкое применение при работе с активной средой, обладающей поглощением и имеющей малую степень активности. Принцип работы такого усилителя основан на явлении регенерации, а использование положительной внешней или внутренней обратной связи позволяет значительно повысить коэффициент усиления по сравнению с коэффициентом усиления активной среды за один проход ( $G_0$ ). Считая, что резонатор заполнен активной средой, имеющей коэффициент поглощения  $\alpha$  (рис. 6.1), для коэффициента квантового усиления за один проход можно записать следующее:  $G_0 = \exp(-2\alpha L)$ , где  $L$  — длина резонатора.

В общем случае коэффициент усиления РОКУ

$$K_y = \frac{(1-r_1)(1-r_2)G_0}{(1-\sqrt{r_1 r_2} G_0)^2}, \quad (6.5)$$

где  $r_1, r_2$  — коэффициенты отражения зеркал оптического резонатора.

Прходные РОКУ могут работать в двух режимах: в режиме полного согласования входа усилителя и передачи усиленного сигнала в направлении выхода и в режиме симметричного усиления ( $r_1 = r_2 = r$ ). Первый режим характерен тем, что усилитель не отражает поступающий на него сигнал и не излучает в направлении входа. Коэффициент усиления при выполнении режима согласования [23]  $r_{\text{согл}} = r_2 G_0^2$  определяется подстановкой этого условия в (6.5):

$$K_{\text{согл}} = \frac{(1-r_2)G_0}{(1-r_2 G_0)^2}. \quad (6.6)$$

Для симметричного режима соответственно

$$K_{\text{сим}} = \frac{(1-r_2)^2 G_0}{(1-r_2 G_0)^2}. \quad (6.7)$$

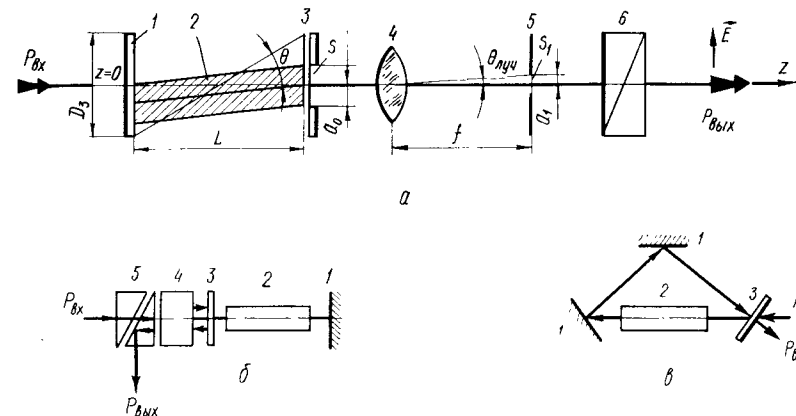


Рис. 6.1. Оптические схемы РОКУ с активной средой (а), отражательного РОКУ (б) и однонаправленного кольцевого РОКУ (в):

а: 1, 3 — входное и выходное зеркала; 2 — активная среда; 4 — линза; 5 — диафрагма радиусом  $a_1$ ; 6 — поляризатор;  $f$  — фокусное расстояние;  $P_{\text{вх}}, P_{\text{вых}}$  — входная и выходная мощности  
б, в: 1 — зеркало; 2 — активная среда; 3 — полупрозрачное зеркало; 4 — ячейка Фарадея; 5 — призма Глианца

При достижении инверсии населенностей энергетических уровней в резонаторе возбуждаются собственные колебания электромагнитного поля и его добротность при  $rG_0 < 1$

$$Q = \frac{2\pi L}{\lambda} \frac{\sqrt{rG_0}}{1-rG_0}. \quad (6.8)$$

Для проектирования ОКУ особый интерес представляет характер зависимостей  $r_1 = f(r_2)$ , позволяющий выбрать оптимальные коэффициенты отражения зеркал резонатора и добиться высокого коэффициента усиления, не допуская самовозбуждения усилителя. На рис. 6.2 в логарифмическом масштабе изображен график зависимостей  $r_1 = f(r_2)$ . Область усиления определяется из условия  $r_1 r_2 G_0^2 \geq 1$ . Коэффициент отражения входного зеркала  $r_1$  выдерживается постоянным и меняется в соответствии с условиями симметрии ( $r_1 = r_2$ ) или согласования ( $r_1 = r_2 G_0^2$ ). Из приведенных зависимостей следует, что при достаточно большом коэффициенте усиления ( $K_{\text{сим}} = 10 \dots 20$  дБ) и  $G_0 = 2$

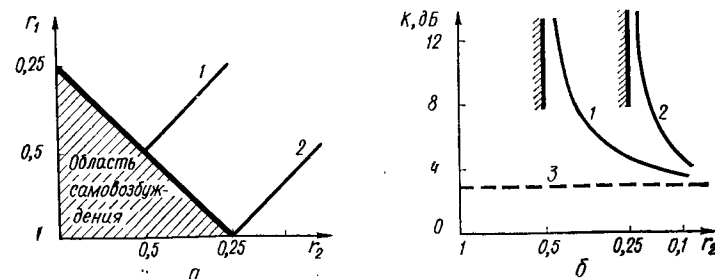


Рис. 6.2. Зависимости коэффициентов отражения зеркал РОКУ (а) и коэффициента усиления от  $r_2$  при  $G = 2$  (б):

1 — симметричный режим; 2 — согласованный режим; 3 — область самовозбуждения

\* См.: Тарасов Л. В. Лазеры и их применение. — М., 1983. — С. 152.

зеркала должны иметь коэффициенты  $r_1$  и  $r_2$  около 35...46 %, а самовозбуждение ОКУ происходит при  $r \sim 50$  %. Для согласованного режима при тех же значениях  $K_y$  и  $G_0$  коэффициент  $r_1 \sim 83...96$  %, а  $r_2 \sim 21...24$  %, тогда как усилитель самовозбуждается при  $r_2 \sim 25$  %. При увеличении степени активности вещества, что соответствует повышению  $G_0$ , происходит смещение линий согласованного и симметричного режимов в область меньших значений  $r_1$  и  $r_2$ , и для осуществления согласованного режима требуется просветление поверхности выходного зеркала. Например, при  $G_0 = 8$  и  $K_{\text{согл}} = 13$  дБ коэффициент  $r_2$  должен быть около 1,5 %.

При уменьшении степени активности вещества линии симметричного и согласованного режимов смещаются в область больших значений  $r_1$  и  $r_2$ . Для получения в симметричном режиме  $K_{\text{сим}} = 10$  дБ необходимы зеркала с  $r_{1,2} \approx 87$  %, а критическому режиму соответствует  $r_{1,2} \approx 91$  %. Для получения аналогичного усиления при  $G_0 = 1,1$  в согласованном режиме необходимы коэффициенты отражения входного и выходного зеркал 98 и 81 % соответственно. Самовозбуждение наступает при  $r_2 \approx 83$  %. При значении коэффициента квантового усиления  $G_0 = 0$  область самовозбуждения стягивается в точку в начале координат, а линия симметричного режима совпадает с линией согласованного (случай обычного оптического резонатора). Поскольку их симметричный режим, как и режим согласования, требует довольно точного подбора  $r_1$  и  $r_2$ , при практической работе с РОКУ рекомендуется окончательно подбирать зеркала непосредственно при юстировке устройства, как это делается, например, при выборе устройств вывода энергии для некоторых типов электронных приборов СВЧ. Использование металлических зеркал в резонаторе РОКУ нежелательно из-за их тепловой нестабильности. Кроме того, коэффициент усиления РОКУ с металлическими зеркалами превышает усиление активного вещества лишь в узкой области изменения  $r_1$  и  $r_2$  непосредственно вблизи порога самовозбуждения.

Широкополосность проходного РОКУ с открытым резонатором при  $K_y \gg G_0$

$$\Pi = v_0 \frac{\lambda_0}{2\pi L} \frac{G_0 - 1}{\sqrt{G_0}}. \quad (6.9)$$

С повышением коэффициента квантового усиления  $G_0$  широкополосность РОКУ увеличивается. Уменьшения регенерации можно достичь увеличением  $G_0$  и приближением РОКУ к режиму бегущей волны. Наибольшее распространение получили следующие два технических решения: отражательный РОКУ и однонаправленный кольцевой \* (см. рис. 6.1, б, в).

Спектральный коэффициент усиления отражательного регенеративного оптического усилителя в симметричном режиме определяется так:

$$K(\lambda) = \frac{r - 2G_0 \sqrt{r} \cos[4\pi(L/\lambda)] + G_0^2}{1 - 2G_0 \sqrt{r} \cos[4\pi(L/\lambda)] + G_0^2 r}.$$

\* См.: Карлов Н. В., Маненков А. А. Квантовые усилители. — М., 1966. — С. 334.

Отсюда коэффициент усиления на резонансной частоте

$$K_0 = \frac{G_0 - \sqrt{r}}{1 - G_0 \sqrt{r}}; \quad (6.10)$$

широкополосность РОКУ

$$\Pi = v_0 \frac{\lambda_0}{2\pi L} \frac{G_0^2 - 1}{G_0}.$$

Коэффициент усиления кольцевого РОКУ на резонансной частоте

$$K_0 = \frac{\sqrt{r} - \sqrt{G_0}}{1 - \sqrt{rG_0}}; \quad (6.11)$$

широкополосность его

$$\Pi = v_0 \frac{\lambda_0}{2\pi L} \frac{G_0 - 1}{\sqrt{G_0}}. \quad (6.12)$$

Типовые оптические схемы этих ОКУ показаны на рис. 6.1, б, в. Оба усилителя представляют собой регенеративные ОКУБВ. В отражательном РОКУ активная среда имеет форму длинного однородного стержня с одним, полностью отражающим, торцом. Противоположный торец частично прозрачный и является одновременно входным и выходным зеркалом для усиливаемого излучения. Как и в радиодиапазоне, разделение входного и выходного сигналов осуществляется с помощью невзаимных элементов, подобных циркулятору. В данном случае это ячейка Фарадея с призмой Глана.

### 6.3. Оптические квантовые усилители бегущей волны

Стабильное усиление в оптическом диапазоне, где длина активных элементов много больше длины волны, можно реально получить, используя лазерный усилитель бегущей волны [29]. В данном случае выбирают среду с большим коэффициентом квантового усиления. Рассмотрим некоторые схемные решения ОКУБВ (рис. 6.3).

Так как в отличие от радиодиапазона в оптическом диапазоне длин волн невозможно одновременно осуществить усиление сигнала, распространяющегося в прямом направлении, и ослабление сигнала, распространяющегося в обратном направлении, то применяют последовательное соединение усилительных секций, разделенных невзаимными элементами. Усиление каждой секции выбирают таким, чтобы регенерация отдельного усилительного элемента была небольшой. Если на торцах стержней активной среды отсутствуют просветляющие согласующие покрытия, то усиление одного каскада не должно превышать 6 дБ. Для создания невзаимной развязки применяют ячейку Фарадея. Плоскость поляризации волны, падающей на активное вещество, задается поляризаторами, повернутыми на угол  $45^\circ$  по отношению друг к другу. В качестве поляризаторов используют призмы Глана, дихроичные поляризаторы или же поляризаторы с отражением под углом Брюстера. С помощью каждого невзаимного элемента осуществляется развязка порядка 25 дБ при потерях 1,6 дБ в прямом



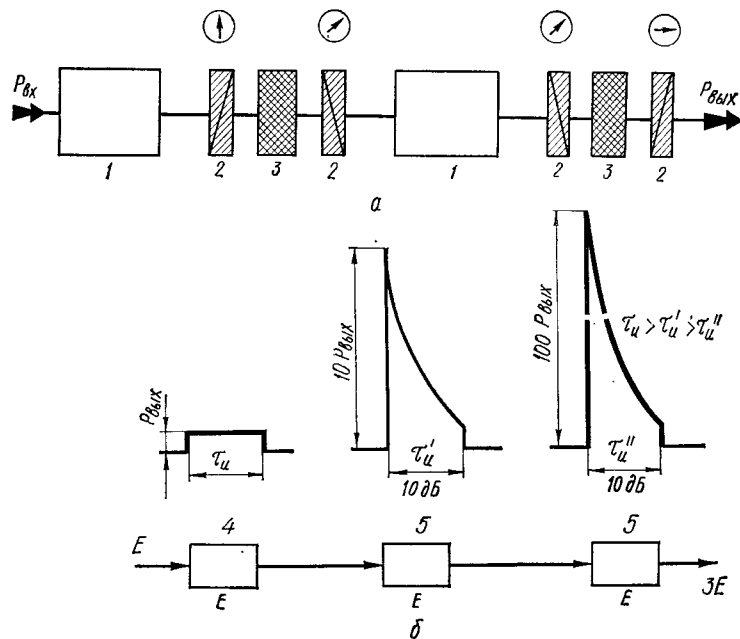


Рис. 6.3 Схемы ОКУБВ (а) и процесса прохождения лазерного импульса через ОКУБВ (б):

1 — активная среда; 2 — поляризаторы; 3 — ячейки Фарадея; 4 — лазер; 5 — ОКУ

направлении. Например, с помощью пятикаскадного усилителя, имеющего усиление 20 дБ, была получена импульсная мощность до 1 ГВт [23].

Принципиальным пределом выходной мощности ОКУБВ можно считать мощность, ограничиваемую процессами многофотонного поглощения. В среде с инверсией населенностей  $N_2 - N_1$  под действием монохроматического излучения с мощностью  $P_{вх}$  и частотой  $\nu$  в единице объема в единицу времени создается энергия [23]

$$E_y = (N_2 - N_1) \sigma_{21}(\nu) P_{вх}, \quad (6.13)$$

где  $\sigma_{21}(\nu)$  — поперечное сечение вынужденного перехода  $E_2 \rightarrow E_1$  с испусканием фотона частоты  $\nu_{21}$ .

Максимально достижимая энергия в импульсе, получаемая при усилении с помощью ОКУБВ,

$$E_{\max} \approx N_0 h \nu_0 / (2\beta_{\Sigma}), \quad (6.14)$$

где  $\beta_{\Sigma}$  — суммарные потери в резонаторе.

Для рубина на переходе  $R_1$ -линии с  $h\nu_0 = 2,8 \cdot 10^{-19}$  Дж при инверсии населенностей  $\Delta N \sim 0,5N_0$ , где  $N_0 = 1,6 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$  — населенность рубина, и  $\beta_{\Sigma} = 0,04 \text{ см}^{-1}$  можно получить энергию  $E_{\max} \sim 56 \text{ Дж/см}^3$ .

При работе в импульсном режиме ОКУБВ сокращает длительность усиливаемого им импульса излучения (рис. 6.3, б). Однако для этого необходимо, чтобы передний фронт исходного импульса был достаточно крутым. В противном случае наблюдается уширение импульса.

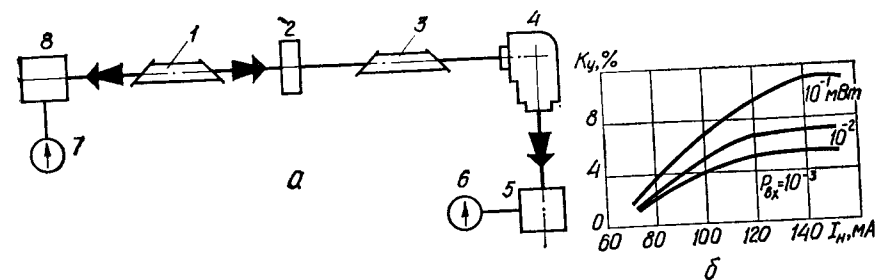


Рис. 6.4. Схема для измерения коэффициента усиления ОКУ (а) и зависимость коэффициента усиления гелий-неонового ОКУ от тока возбуждения на различных мощностях лазерного излучения  $P_{вх}$  (б)

Ширина выходного импульса на половинном уровне

$$\tau_{н0,5} \approx 2e^{-\sigma_{21}(N_2 - N_1)L} / (2\sigma_{21}\rho_{v_0}v),$$

где  $\rho_{v_0}$  — плотность потока фотонов в резонаторе в момент времени  $t = 0$ ;  $(N_2 - N_1)$  — инверсия населенностей энергетических уровней  $E_2$  и  $E_1$  в момент времени  $t = 0$ ;  $v$  — скорость распространения света в среде,  $\text{см} \cdot \text{с}^{-1}$ .

При определении формы входного импульса, необходимой для получения заданного выходного импульса, используют соотношение

$$P_{вх}(t - t_n) = P_{вых}(t) \left\{ \frac{1}{[1 + (\beta_{\Sigma} + 1)] K_y^{-E_{вх}(t)/E_0}} \right\},$$

где  $P_{вх}$ ,  $P_{вых}(t)$  — входная и выходная мощности импульсного сигнала, пропускаемого через ОКУБВ, Вт;  $E_0 = h\nu_0 (N_2 - N_1)$  — энер-

гия, накапливаемая в ОКУ, Дж;  $E_{вх}(t) = \int_0^{t_n} P_{вх}(t) dt$  — энергия,

накапливаемая за время длительности импульса  $t_n$ , Дж;  $t_n$  — время прохождения импульса через ОКУ при условии  $t_n \ll \tau_p$  ( $\tau_p$  — время релаксации).

Методика измерения коэффициента усиления по схеме на рис. 6.4, а следующая. Излучение с одного из выходов лазера 1 через ячейку Фарадея 2 направляется на разрядную трубку ОКУ 3 и после анализа в монохроматоре 4 подается на фотоумножитель 5. Излучение со второго выхода лазера в виде опорного сигнала поступает на вход фотоумножителя 8. С выходов фотоумножителей 5 и 9 электрические сигналы подаются на входы соответственно зеркальных гальванометров 6 и 7 (типа М-95). При отсутствии разряда в трубке ОКУ показания гальванометров выставляются одинаковыми. Коэффициент усиления оценивают по разности показаний гальванометров, возникающей при включении разряда усилителя.

Используя описанную схему, можно получить зависимость коэффициента усиления от тока возбуждения ОКУ (рис. 6.4, б). Пока усилитель не насыщен, пропорциональность между  $K_y$  и  $I_n$  не нарушается, так как при этом синфазная компонента вынужденного излучения в ОКУ преобладает над спонтанным излучением. С дальнейшим увеличением  $I_n$  усилитель входит в режим насыщения.

Расчет инверсии населенностей энергетических уровней активной среды ОКУ производится следующим образом. Коэффициент усиления  $K_y$  пропорционален инверсии населенностей уровней. В свою очередь  $\Delta N$  является функцией тока возбуждения; следовательно, на первом этапе определения  $\Delta N$  можно использовать схему эксперимента на рис. 6.4. Зная  $\Delta N$  для определенного тока  $I_n$ , можно построить зависимость  $\Delta N = \varphi(I_n)$ , воспользовавшись зависимостью [29]

$$\Delta N = 25,13 \frac{\varepsilon K_y}{2\pi\lambda_0^2 \Delta\nu_N} \frac{\tau_s}{G(\nu)},$$

где  $\varepsilon$  — диэлектрическая проницаемость усиливающей среды;  $\tau_s = 3 \cdot 10^{-7}$  с — время жизни уровня при спонтанном переходе.

Для спектральной линии, имеющей лоренцову форму,  $\Delta\nu_N = 10^7$  Гц. При значениях тока возбуждения около 150 мА инверсия населенностей уровней ОКУ остается почти неизменной и происходит насыщение.

#### 6.4. Шумы в оптических квантовых усилителях

Термин «шумы» означает естественные флуктуации электромагнитного поля, обусловленные дискретной природой электрических зарядов и квантовой природой излучения. Шумы принципиально неустраняемы, они могут быть уменьшены до сравнительно малого уровня. Попросту говоря, шумы — это помехи аппаратуры, вызывающие появление посторонних сигналов, мешающих наблюдению или измерению полезных сигналов. Они ограничивают чувствительность ОКУ. Часть шумов, поступающих на вход ОКУ совместно с полезным сигналом, являются *внешними* шумами; та же часть, которая возникает в самом ОКУ, является *внутренними* шумами. Полезный сигнал малого уровня, как правило, неразличим среди шума точно так же, как неразличимо сияние звезд на фоне дневного неба [13].

Источниками внешних шумов являются фоновые засветки, электрические разряды, ионосферные и космические радишумы, тепловое и радиоизлучение Земли и т. д.; источниками внутренних шумов — случайные флуктуации поля излучения и неравномерности термоэлектронной эмиссии. Сюда относят *дробовые, тепловые, мерцательные* (фликкер) шумы. Действие шумов на аппаратуру принято определять средним квадратическим отклонением шумового напряжения или тока и отношением мощностей сигнала и шума ( $P_c/P_{ш}$ ).

Дробовые шумы вызываются неравномерностью термоэлектронной эмиссии из катода; они наблюдаются не только во всех электровакуумных электронных приборах, но также при формировании ионных, молекулярных и атомных пучков и при образовании любых потоков свободных квантовых частиц. Спектр дробового шума равномерный до частот  $10^7$  Гц, а затем спадает на более высоких частотах.

Фликкер-шумы низкочастотны и лежат в интервале 1...200 Гц. Они возникают за счет неравномерности эмиссии электронов с отдельных участков катода.

Тепловые шумы вызываются флуктуационной разностью потенциалов на концах проводника, когда заряд каждой элементарной его

части изменяется по случайному закону. Мощность теплового шума, как и других типов шумов, определяется *эквивалентной шумовой температурой*, т. е. температурой проводника, при которой его тепловой шум имел бы такую же интенсивность. Например, процессы генерации и рекомбинации электронов проводимости и дырок в полупроводниках неизбежно сопровождаются тепловыми шумами. Если квантовые усилители работают при глубоком охлаждении, то тепловые шумы почти отсутствуют. Основной вклад в мощность этих шумов вносят шумы, возникающие в первых миллиметрах активной среды со стороны входа. Например, мощность шума квантового усилителя в 100 раз меньше мощности шума самых малошумящих электронных усилителей.

Рассмотрим шумы в ОКУ. Для исследования возможного количества информации, вводимой, например, в оптические системы связи, требуется оценить шумы когерентного лазерного излучения, проходящего через активную усилительную среду. Природа возникновения шумов в ОКУ следующая. Шумы, вызванные спонтанными переходами с верхнего энергетического уровня на основной, смешиваются с полезным сигналом и, попадая на детектор, ухудшают отношение мощностей сигнал/шум (тепловыми шумами можно пренебречь ввиду того, что  $kT \gg h\nu$ ).

Мощность шума  $P_{ш}$  лазерного усилителя определяют, используя простую геометрическую модель ОКУ, показанную на рис. 6.1, а. Шумовой сигнал, образованный в сечении  $z = 0$ , распространяющийся под углом  $\theta$  к оси  $z$ , усиливается в  $e^{G_{ср}(L-z)\cos\theta}$  раз. Мощность шума зависит от угла  $\theta$  [29]:

$$P_{ш}(\theta) = 2P_{ш0}S \cos\theta d\omega/\lambda_0^2, \quad (6.15)$$

где  $S$  — площадь выходной диафрагмы усилителя, см<sup>2</sup>;  $d\omega = \theta_{луч}$  — элементарный телесный угол, в который излучается шум, ср;

$$P_{ш0} = h\nu dv \frac{N_2}{N_2 - N_{1g2/g_1}} (G_0 - 1) \quad (6.16)$$

— мощность шума на одну моду, Вт;  $dv$  — интервал частот, в котором излучается данный шум, Гц.

Метод снижения шумов в ОКУ основан на введении в схему поляризатора, линзы и диафрагмы. В формуле (6.16) не учтена поляризация шума, тогда как использование линейного поляризатора вдвое уменьшает шум. Для наилучшей передачи мощности через выходную диафрагму усилителя лазерный луч вводят в ОКУ таким образом, чтобы радиус диафрагмы  $a_0/2$  в плоскости выходного зеркала достигал минимального значения.

Пренебрегая дифракцией, приводящей к нарушению поперечного распределения поля сигнального пучка, и поглощением мощности излучения ( $\sim 13,5\%$ ) на выходе ОКУ, сигнал считают неискаженным. Телесный угол, занимаемый выходящим пучком,  $\omega_{луч} = \lambda_0^2/S$ . В случае, когда половина мощности шума задерживается линейным поляризатором, мощность шума, принимаемая детектором, равна  $P_{ш0}$ . Для получения такого результата на практике следует пользоваться приближением для дальней зоны или же рассматривать струк-

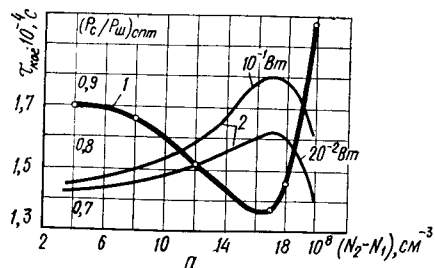


Рис. 6.5. Зависимости отношения мощностей сигнал/шум (1) и времени когерентности  $\tau_{\text{ког}}$  (2) от инверсии населенностей уровней гелий-неонового ОКУ

$$P_{\text{ш.вх}} = h\nu d\nu \frac{N_2}{N_2 - N_1 g_2/g_1} \frac{G_0 - 1}{G_0}.$$

Трехуровневый ОКУ имеет мощность шума больше, чем четырехуровневый (при  $N_1 \ll N_2$ ) в  $N_2/(N_2 - N_1 g_2/g_1)$  раз. Для рубинового ОКУ это значение равно примерно 50. Отношение мощностей сигнал/шум зависит также от инверсии населенностей энергетических уровней в ОКУ (рис. 6.5). При  $N_2 - N_1 \rightarrow 20 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}$  отношение  $P_{\text{вх}}/P_{\text{ш0}} \rightarrow 1$ , что свидетельствует о повышении шумовой составляющей при увеличении инверсии населенностей.

Использование когерентного излучения для оптической связи накладывает на системы, осуществляющие эту связь, определенные ограничения. Направленность и когерентность излучения лазера, обеспечивающие требуемую пропускную способность канала, могут изменяться в результате взаимодействия со средой. Активная среда ОКУ, через которую переносится информация, вызывает изменение когерентности излучения. В свою очередь, уменьшение когерентности приводит к расширению луча. Поскольку степень когерентности электромагнитного поля определяет количество информации, которую потенциально можно в него ввести, ОКУ, изменяя статистические свойства данного поля, вносит дополнительные шумы. Чем меньше время когерентности, тем больше шумы.

Существуют различные методы оценки времени когерентности  $\tau_{\text{ког}}$ . Наиболее распространенные из них — интерференционный и метод счета фотонов, которые позволяют определить время когерентности излучения (см. п. 13.5).

Метод измерения времени когерентности лазерного излучения основан на исследовании корреляции между флуктуациями числа фотонов, приходящих в единицу времени на два независимых фотоприемника, преобразователя от двух групп фотонов с определенным запаздыванием  $\tau_{\text{ког}}$  относительно друг друга, на которые разделяется исследуемый поток излучения в двухлучевых интерферометрах с амплитудным делением волнового фронта. Метод измерения времени когерентности  $\tau_{\text{ког}}$  является методом косвенного измерения ширины спектральной линии  $\Delta\nu_N$  и наоборот. При гауссовой форме линии, например, связь между ними определяется зависимостью

$$4\pi\tau_{\text{ког}}\Delta\nu_N \sim 1.$$

туру поля излучения в фокальной плоскости линзы. Тогда оптимальное отношение  $P_{\text{вх}}/P_{\text{ш0}} \sim P_c/P_{\text{ш.опт}}$  обеспечивается при условии [29]  $SS_1/(f\lambda^2) = 1$ , где  $S_1$  — площадь отверстия диафрагмы,  $\text{см}^2$ ;  $f$  — фокусное расстояние линзы,  $\text{см}$ .

Если известны мощность шума  $P_{\text{ш0}}$  на выходе ОКУ и его коэффициент квантового усиления за один проход энергии в резонаторе ( $G_0$ ), то можно рассчитать мощность шума, приведенную ко входу усилителя:

## Глава 7. ТВЕРДОТЕЛЬНЫЕ ЛАЗЕРЫ ИМПУЛЬСНОГО ДЕЙСТВИЯ

### 7.1. Трехуровневый лазер

Впервые индуцированное излучение в оптическом диапазоне длин волн было получено Т. Майманом в 1960 г. в твердотельном рубиновом импульсном генераторе. Следует напомнить, что созданию первого лазера предшествовали фундаментальные исследования советских (А. М. Прохоров, Г. Н. Басов) и зарубежных (А. Шавлов, У. Таунс, Д. Вебер) ученых. Другим типом твердотельных лазеров импульсного действия были четырехуровневые генераторы на стекле, активированном неодимом, с длиной волны излучения  $\lambda_0 = 1,064 \text{ мкм}$ . Этот генератор был создан Е. Снитцером в 1961 г. Сейчас это один из самых распространенных типов лазеров, существенный вклад в совершенствование которых внесли советские ученые М. П. Ванюков, А. А. Мак, П. П. Феофилов и др. [24].

Дальнейшим развитием лазеров на основе конденсированных сред было создание в 1962 г. полупроводниковых инжекционных лазеров на  $p-n$  переходах. За короткое время было предложено более ста твердых активных сред из неорганических материалов. Такое быстрое развитие твердотельных лазеров обусловлено принципиальными особенностями этих приборов. Концентрация активных частиц в твердом материале намного превышает концентрацию частиц в газовых средах. Поэтому твердые активные среды характеризуются более высоким коэффициентом усиления, а это позволяет получать большие мощности генерации.

В настоящее время созданы лазеры с выходной энергией до 5000 Дж в импульсе и мощностью до 20 ГВт, что не является пределом. Последующее усиление излучения с помощью ОКУ позволило получить сверхкороткий импульс мощностью  $10^{13} \text{ Вт}$ . Такие большие мощности, необходимые для различных практических и научных целей, могут быть достигнуты только при импульсной работе лазера, при определенных форме и длительности излучаемого импульса.

Спонтанные (самопроизвольные, без какой-либо связи с внешним излучением) процессы излучения происходят повсюду и повсеместно. Это излучение от нагретых тел, светящихся газов, электрического разряда и т. д. Чтобы практически получить индуцированное (вынужденное) излучение, следует выполнить три основных условия, которые фактически и описывают модель твердотельного лазера (рис. 7.1, а):

1. Необходимо иметь вещество с инверсией населенностей  $\Delta N = N_n - N_m$ , т. е. чтобы из двух выбранных уровней верхний уровень был заселен больше, чем нижний, где  $N_n$ ,  $N_m$  — населенности уровней энергии  $E_n$ ,  $E_m$ . Инверсия населенности достигается накачкой, одним из универсальных методов которой является оптическое возбуждение частиц (метод оптической накачки) [6, 7, 13, 18, 23, 29].

2. Активное вещество необходимо поместить в оптический резонатор — систему двух параллельных зеркал, чтобы осуществить положительную обратную связь. В результате этого часть излучаемой энергии, распространяясь внутри активной среды, усиливается за счет вынужденного испускания фотонов все новыми и новыми атомами, вовлекаемыми в процесс излучения.

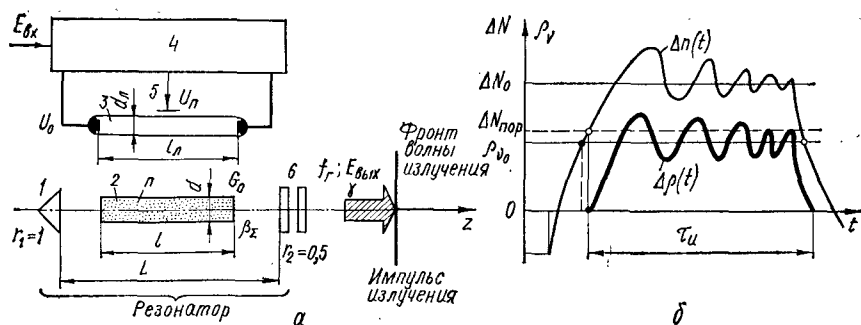


Рис. 7.1. Схема твердотельного лазера импульсного действия (а) и пиковый режим вынужденного излучения (б):

1 — призма полного внутреннего отражения; 2 — активная среда; 3 — импульсная лампа накаливания; 4 — устройство накачки; 5 — электрод поджига; 6 — резонансный отражатель (стоп-пластина);  $E_0$ ,  $E_{\text{ВХ}}$ ,  $d_L$ ,  $l_L$ ,  $r_1$ ,  $r_2$ ,  $L$ ,  $d$ ,  $n$ ,  $l$ ,  $G_0$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$ ,  $E_{\text{ВЫХ}}$  — параметры и характеристики лазера

3. Усиление  $G(\nu)$ , даваемое активной средой, должно быть больше некоторого суммарного порогового значения потерь в резонаторе  $\beta_{\Sigma}$ , определенного для каждого твердого активного вещества. Генерация будет возможна при выполнении условия самовозбуждения:

$$G(v) \geq \beta_\Sigma.$$

В соответствии с этими условиями лазер состоит из трех основных элементов: активной среды — источника вынужденного излучения; системы накачки, которая возбуждает активную среду, и резонатора — системы, поддерживающей колебания и формирующей частотные, энергетические и пространственные характеристики выходного излучения.

Большинство твердотельных лазеров работает в импульсном режиме. Источником возбуждения ионов кристалла обычно служат импульсные газоразрядные лампы накачки. Энергия, необходимая для работы ламп, накапливается в конденсаторах общей емкостью 200...500 мкФ. Зажигание газового разряда в лампе производится высоковольтным импульсом поджига. Ионизация ксенона в лампе сопровождается интенсивным свечением плазмы газового разряда. Излучаемая лампой в малом промежутке времени ( $\tau_n \sim 1$  мс) лучистая энергия фокусируется специальным осветителем на кристалле активной среды и частично им поглощается. Активные ионы кристалла переходят в возбужденные состояния. Через малое время на метастабильном уровне создается инверсия населенностей частиц. Происходит вынужденное излучение фотонов. В резонаторе возникают колебания электромагнитной энергии, которые (лавинным процессом) возбуждают и другие активные центры кристалла. Этот лавинный процесс протекает в весьма короткое время — порядка 150 мкс.

Поток фотонов, претерпевая многократные отражения от зеркал, выходит наружу через полупрозрачное зеркало резонансной системы. Фотоны, которые движутся не параллельно оси резонатора, покидают активную среду и резонатор. Поэтому излучение имеет высокую пространственную направленность.

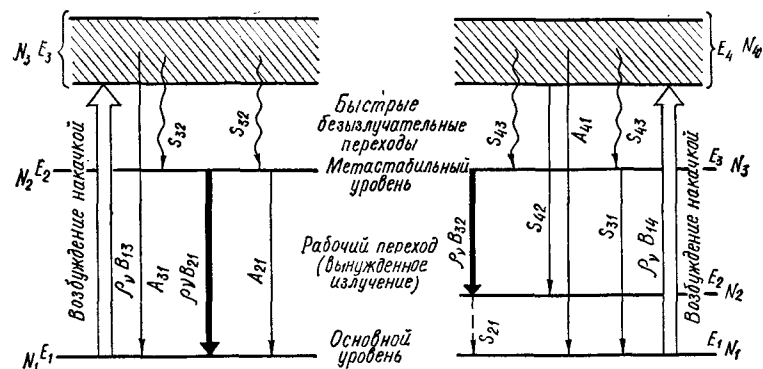


Рис. 7.2. Схемы квантовых переходов в трех- и четырехуровневом лазерах

Таким образом, на выходе лазера создается мощный монохроматический пучок вынужденного лазерного излучения малой расходимости.

В твердотельных лазерах накачка осуществляется путем поглощения излучения в широкой полосе энергетического спектра. Затем следуют очень быстрые переходы на уровни с малой шириной, обычно называемые *метастабильными*, где время жизни квантовых частиц велико по сравнению с обычными временами жизни частиц на других возбужденных уровнях. Время жизни частиц в возбужденном состоянии — величина, обратно пропорциональная вероятности квантовых переходов с этого уровня энергии на другие уровни:  $\tau = 1/P_{nm}$ , где  $P_{nm} = A_{nm} + \rho_\nu B_{nm}$  — полная вероятность перехода частиц в единицу времени на более низкий уровень  $E_m$ ;  $A_m = 8\pi h\nu^3 B_m/c^3$ ,  $W_{nm} = B_{nm}\rho_\nu$  — вероятности спонтанного и вынужденного переходов;  $\rho_\nu$  — спектральная плотность энергии вынужденного излучения на частоте перехода  $\nu_{nm}$ ;  $B_{nm} = \frac{g_n}{g_m} B_{mn}$  — коэффициент Эйнштейна;  $g_n, g_m$  — кратности вырождений уровней.

В твердотельных лазерах используются трех- и четырехуровневые системы энергетических уровней (рис. 7.2). В первой системе излучение оптической накачки переводит квантовые частицы в широкую полосу поглощения  $E_3$ , затем атомы быстро переходят на метастабильный уровень  $E_2$ . Если мощность накачки достаточна, то между основным уровнем  $E_1$  и уровнем  $E_2$  возникает инверсия населенностей. Генерация вынужденного излучения происходит с метастабильного уровня  $E_2$  на основной (либо с  $E_3$  на вспомогательный уровень  $E_2$  в четырехуровневой системе).

В общем случае изменение населенностей уровней обусловлено тремя квантовыми механизмами: спонтанными переходами на нижние уровни; вынужденным излучением и поглощением; безызлучательными переходами, возбуждаемыми тепловыми процессами и взаимодействиями с колебаниями кристаллической решетки. По трехуровневой схеме работает лазер на рубине. Недостаток его состоит в том, что для создания инверсии населенностей должно быть переведено из основного на метастабильный уровень более 50 % квантовых частиц. Поэтому каждый из возбужденных атомов отдает большую часть энер-

гии накачки (80...85 %) на нагрев кристаллической решетки при безызлучательных переходах  $E_3 \rightarrow E_2$ . Четырехуровневая схема, по которой работают многие твердотельные лазеры (на стекле, активированном редкоземельными элементами, актинидами, YAG и др.), более эффективна. Если уровень  $E_4$  расположен достаточно далеко от основного  $E_1$ , то его населенность будет меньше населенности основного уровня, и инверсия населенностей между уровнями  $E_2$  и  $E_4$  может быть достигнута при относительно низких мощностях накачки.

После создания рубинового лазера было предложено много лазеров на других материалах, однако рубиновый лазер широко используется в настоящее время и будет использоваться в будущем. Это объясняется следующими обстоятельствами: излучение его происходит в видимой части спектра, кристаллу при генерации импульсов с частотой  $f_r \sim 0,03$  Гц не требуется охлаждение, обеспечивается высокая выходная мощность в режиме генерации импульсов с модулированием добротности ( $P_{\text{вых}} = 7500$  МВт при длительности импульса 2 нс [6, 7]).

## 7.2. Анализ импульсного режима генерирования лазерного излучения

В рамках кинетического приближения процесса вынужденного излучения постараемся изучить изменение во времени инверсии населенностей  $\Delta N$  и спектральной плотности энергии излучения  $\rho_\nu$ . Такова цель нашего исследования. «Пиковый» характер генерации трехуровневого лазера можно объяснить, решая совместно систему кинетических уравнений (см. рис. 4.2, б и п. 2.4)

$$\left. \begin{aligned} dN_2/dt &= N_1\rho_\nu B_{12} + N_3S_{32} - N_2(A_{21} + \rho_\nu B_{21}); \\ dN_1/dt &= N_1A_{31} + N_2(A_{21} + \rho_\nu B_{21}) - N_1(\rho_\nu B_{13} + \rho_\nu B_{12}); \\ N_0 &= N_1 + N_2 + N_3 \end{aligned} \right\} \quad (7.1)$$

и уравнение средней плотности излучения  $\rho_\nu$  внутри резонатора

$$d\rho_\nu/dt = \rho_\nu(N_2 - N_1)B_{21} - \beta_\Sigma\rho_\nu, \quad (7.2)$$

где  $\rho_\nu B_{21}$  — вероятность вынужденного излучения;  $B_{12}$ ,  $B_{21}$ ,  $A_{21}$ ,  $A_{31}$  — коэффициенты Эйнштейна для вынужденных и спонтанных переходов;  $N_0$  — общее число квантовых частиц в  $1 \text{ см}^3$  активного вещества;  $N_1$ ,  $N_2$ ,  $N_3$  — населенности уровней;  $\beta_\Sigma$  — суммарные потери в резонаторе;  $S_{32}$  — вероятность безызлучательного перехода.

При ограничении  $A_{31} \rightarrow 0$ ,  $A_{21} \rightarrow 0$  проведем замену  $\Delta N = N_2 - N_1$ ;  $B_{12} = B_{21} = B$ ;  $P = (N_3S_{32} + N_1\rho_\nu B_{12})$  — скорость обогащения метастабильного уровня  $E_2$  квантовыми частицами, пропорциональная энергии накачки. Учитывая замену переменных и вычитая второе уравнение из первого, получаем уравнение баланса частиц на метастабильном уровне и уравнение плотности излучения в резонаторе [12]:

$$\left. \begin{aligned} d(\Delta N)/dt &= P - 2\rho_\nu(\Delta N)B, \\ d\rho_\nu/dt &= \rho_\nu B(\Delta N) - \beta_\Sigma\rho_\nu. \end{aligned} \right\} \quad (7.3)$$

Это нелинейная система уравнений, точное аналитическое решение которой представляет значительную сложность. Поэтому найдем при-

ближенное решение этой системы, используя метод малых приращений. Для этого необходимо систему уравнений (7.3) линеаризовать. В настоящее время линеаризация широко применяется в прикладных задачах физики, когда необходимо исследовать какой-либо динамический процесс, описываемый нелинейными дифференциальными уравнениями.

Допустим, что приближенное решение системы уравнений (7.3) представлено суперпозицией постоянных значений инверсии  $\Delta N_0$  и плотности энергии излучения  $\rho_{\nu_0}$  и переменным во времени малым приращением этих же величин  $\Delta n$  и  $\Delta \rho$ :

$$\left. \begin{aligned} \Delta N &= \Delta N_0 + \Delta n; \\ \rho_\nu &= \rho_{\nu_0} + \Delta \rho. \end{aligned} \right\} \quad (7.4)$$

Тогда равенство нулю значений  $d(\Delta N)/dt = 0$ ,  $d\rho_\nu/dt = 0$  дает уравнения, описывающие стационарный процесс излучения:

$$\left. \begin{aligned} P - 2\rho_{\nu_0}B(\Delta N_0) &= 0; \\ \rho_{\nu_0}B(\Delta N_0) - \beta_\Sigma\rho_{\nu_0} &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (7.5)$$

Постоянные решений (7.5) определяются так:

$$\Delta N_0 = \beta_\Sigma/B; \quad \rho_{\nu_0} = 0,5P/\beta_\Sigma. \quad (7.6)$$

Приняв во внимание, что произведение малых величин  $\Delta n \Delta \rho \rightarrow 0$  является величиной второго порядка малости, после подстановки решения (7.6) в систему уравнений (7.3) получим систему линеаризованных уравнений, записанных относительно малых приращений  $\Delta n$ ,  $\Delta \rho$ :

$$\left. \begin{aligned} d(\Delta n)/dt &= -2B(\rho_{\nu_0}\Delta n + \Delta N_0\Delta \rho); \\ d(\Delta \rho)/dt &= B\Delta n\rho_{\nu_0}. \end{aligned} \right\} \quad (7.7)$$

При выкладках была учтена система стационарных уравнений (7.5). Система линейных уравнений (7.7) имеет аналитическое решение. Чтобы найти его, дифференцируем по времени второе уравнение и, подставив  $d(\Delta n)/dt$  в первое уравнение системы (7.7), получим уравнение приращения во времени плотности энергии излучения

$$d^2(\Delta \rho)/dt^2 = -2B\rho_{\nu_0}d(\Delta \rho)/dt + 2B^2\rho_{\nu_0}\Delta N_0\Delta \rho, \quad (7.8)$$

решением которого является

$$\Delta \rho = c_1 e^{x_1 t} + c_2 e^{x_2 t}. \quad (7.9)$$

По аналогии с (7.9) определим приращение инверсии населенностей

$$\Delta n = \frac{1}{B\rho_{\nu_0}} (c_1 x_1 e^{x_1 t} + c_2 x_2 e^{x_2 t}), \quad (7.10)$$

где  $x_1$ ,  $x_2$  — корни характеристического уравнения;  $c_1$ ,  $c_2$  — постоянные интегрирования.

Введя безразмерный параметр стационарности  $\mu = 2\Delta N_0/\rho_{\nu_0}$ , определим корни характеристического уравнения

$$x_{1,2} = -B\rho_{\nu_0}(1 \pm \sqrt{1 - \mu}) \quad (7.11)$$

и условие пикового режима

$$\frac{4\beta_\Sigma}{B\rho_{\nu_0}\omega} > 1,$$

когда  $\Delta\nu$  изменяется с увеличением суммарных потерь и уменьшением накачки. При этом частота и время затухания пульсаций определяются так:

$$f_n \sim \sqrt{BP\hbar\omega}; \quad \tau_n \sim \frac{2\beta_\Sigma}{BP\hbar\omega}. \quad (7.12)$$

Если принять конкретные значения параметра рубина  $N_0 = 1,62 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$ ;  $n_0 = 1,76$  — показатель преломления;  $d = 0,6 \text{ см}$ ;  $l = 0,8 \text{ см}$ ;  $r_1 = 1$ ;  $r_2 = 0,6$ ;  $E_0 = 500 \text{ Дж}$ , то можно построить графики инверсии и плотности энергии излучения (см. рис. 7.1, б).

Анализ рассматриваемого явления на основе кинетических уравнений согласуется с экспериментом для односторонней генерации. Практически из-за неравномерности накачки и конкуренции между типами колебаний пульсации являются хаотическими. Частота пульсации  $f_n$  спектральной плотности энергии излучения  $\rho_\nu$  зависит от коэффициента поглощения, потерь в резонаторе и энергии накачки. Некоторое уменьшение потерь приводит к возникновению пульсирующего режима. При больших потерях в резонаторе генерация отсутствует. При поглощении  $3 \cdot 10^{-2} \text{ см}^{-1}$  генерация происходит плавно, без пульсаций. Аналогичная картина наблюдается и при уменьшении коэффициента поглощения.

При прочих равных условиях увеличение коэффициента поглощения примерно втрое за счет увеличения числа активных ионов либо за счет уменьшения ширины линий поглощения  $\Delta\nu$  приводит к уменьшению частоты пульсаций вдвое. Частота пульсаций в большей степени зависит от энергии оптической накачки. При увеличении отношения входной энергии накачки  $E_{\text{вх}}$  к пороговой  $E_0$  до определенного предела ( $E_{\text{вх}}/E_0 \leq 3$ ) появляются все увеличивающиеся по частоте пульсации. Дальнейшее увеличение энергии накачки из-за перегрева кристалла активной среды приводит к срыву генерации. Расчеты показывают, что время задержки вынужденного излучения, время появления первого «пика» относительно начала зажигания лампы накачки примерно на порядок меньше времени жизни частиц на метастабильном уровне.

Причиной пульсаций является неоднородное возбуждение активной среды, так как возбуждение каждой точки кристалла развивается неодновременно и с различными скоростями.

На рис. 12.3 отчетливо видны «пикки» релаксационных колебаний [6]. Генерация индуцированного излучения начинается спустя  $(2...4) \times 10^{-4} \text{ с}$  после начала зажигания импульсной лампы. Состоящие из отдельных «пиков», эти колебания продолжаются около  $6 \cdot 10^{-4} \text{ с}$ . Частота пульсаций составляет примерно  $70...120 \text{ кГц}$ . Таким образом, излучаемый импульс состоит из серии очень интенсивных и коротких «пиков», амплитуда и длительность которых меняются хаотично, т. е. имеет место нестационарный случайный процесс. Длительность каждого «пика» равна  $(0,5...1,5) \cdot 10^{-6} \text{ с}$ . Интервал между «пиками», составляя  $(1...10) \cdot 10^{-6} \text{ с}$ , уменьшается с увеличением интенсивности накачки и зависит от оптических качеств кристалла.

Отметим важное для практического использования обстоятельство — на интенсивность и частоту пульсаций влияет температура на-

грева активной среды. Обычно наблюдаемая в твердотельных генераторах хаотичность пульсаций интенсивности излучения — случайный процесс. Эту генерацию вынужденного излучения с той или иной степенью приближения, принимая допустимые ограничения и задаваясь указанными выше условиями, можно считать квазистационарным процессом [6].

### 7.3. Четырехуровневый лазер

Наряду с рубиновыми лазерами широкое распространение получили лазеры на стеклянной основе, обладающие рядом таких достоинств, как практически неограниченные размеры стержней (6...200 см), простота изготовления образцов любой формы, высокая оптическая однородность, простота массового производства. В то же время по сравнению с ионными кристаллами стекла имеют более низкую теплопроводность и более высокий коэффициент теплового расширения, что затрудняет разработку лазеров импульсного действия с большой частотой повторения. В настоящее время созданы лазеры на стекле, активированном ионами неодима, иттербия, эрбия, гольмия, тулия, европия, диспрозия и др. Лучшим является неодимовый лазер.

Диаграмма энергетических уровней ионов неодима достаточно сложна; поэтому обычно принимают во внимание те уровни, которые играют существенную роль в процессе генерации, т. е. четырехуровневую модель состояний (рис. 7.3). Уровень  $E_1$  — основное состояние,  $E_2$  — конечный уровень,  $E_3$  — метастабильный уровень,  $E_4$  — совокупность всех конечных состояний для поглощения излучения накачки возбужденных квантовых частиц с уровня  $E_1$  на уровень  $E_4$ . Время жизни частиц в возбужденном состоянии в зависимости от температуры, состава стекла и концентрации неодима изменяется от  $10^{-3}$  до  $10^{-5} \text{ с}$ . Затем возбужденные частицы безызлучательно переходят на метастабильный уровень  $E_3$ . Время жизни на этом уровне приблизительно равно  $10^{-3} \text{ с}$ . Рабочий переход (генерация) между уровнями  $E_3$  и  $E_2$  соответствует длине волны  $\lambda_0 = 1,064 \text{ мкм}$ . При переходе  $E_4 \rightarrow E_3$  создается инверсия населенностей  $\Delta N$ . Уровень  $E_2$  расположен выше основного уровня  $E_1$  примерно на  $2000 \text{ см}^{-1}$ . Чтобы исключить тепловые переходы с уровня  $E_1$  на уровень  $E_2$ , должно быть выполнено условие  $E_2 - E_1 \geq 8kT$ .

При термодинамическом равновесии населенность уровня  $E_2$  очень мала, так как уровень  $E_2$  не заполнен. Поэтому для создания инверсии населенностей  $\Delta N = N_3 - N_2$  в четырехуровневой активной среде требуется значительно меньше энергии возбуждения по сравнению с трехуровневой системой. При этом четыре кинетических уравнения (см. рис. 7.3), описывающих процесс генерации с учетом ограничений

$$N_1 \gg N_4; \quad dN_4/dt \rightarrow 0; \quad S_{43} > W_{14},$$

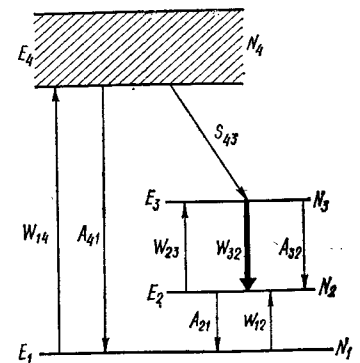


Рис. 7.3. Схема энергетических состояний активной среды четырехуровневого лазера



где  $W_{14} = B_{14}\rho\nu$ , можно преобразовать в уравнения нестационарного режима

$$d(N_3 - N_2)/dt = W_{14}(N_0 - \Delta N) - (W_{32} + A_{32})\Delta N \quad (7.13)$$

или стационарного режима

$$\Delta N = \frac{W_{14}N_0}{W_{14} + W_{32} + A_{32}} \quad (7.14)$$

и рассчитать инверсию населенностей и пороговое значение мощности накачки [23]

$$P_{н.пор} = N_0 S h \nu_n \delta m_p / (\tau_{\lambda} n_{эф} b n_0 \eta_{л}). \quad (7.15)$$

Наиболее перспективным по своим возможностям в настоящее время является твердотельный лазер на иттрий-алюминиевом гранате (YAG) с примесью неодима. Это четырехуровневая система, химический состав которой  $Y_3Al_5O_{12} (Nd^{3+}; Cr^{3+}, Nd^{3+}; Ho^{3+}; Er^{3+}; Y^{3+})$ . Кристалл граната составляет матричную основу, активаторами являются перечисленные выше редкоземельные элементы.

Промышленные образцы лазеров на YAG:  $Nd^{3+}$  дают среднюю мощность генерации до 400 Вт с плотностью  $2 \cdot 10^5$  Вт/см<sup>2</sup>, к. п. д. ~1,5 % [24] и расходом мощностью излучения около 30'. Рабочий лазерный переход этого генератора лежит в ближней инфракрасной области на длине волны  $\lambda_0 = 1,064$  мкм. Лазер работает в трех режимах: непрерывном, частотно-импульсном и импульсном с модуляцией добротности, имея многомодовое или одномодовое излучение, причем в одномодовом режиме мощность генерации снижается втрое. В частотно-импульсном режиме частота посылки импульсов достигает  $10^2 \dots$  Гц [19] с пиковой мощностью 10...кВт и длительностью импульсов 1...10 нс. Лазеры на YAG генерируют также вынужденное излучение на других длинах волн: 0,94; 1,05; 1,12; 1,34...1,4 мкм.

Срок службы твердотельных лазеров определяется сроком службы лампы накачки и достигает ~1500 ч (~ $10^6$  импульсов). В непрерывном режиме для уровня мощности до 10 Вт накачка лазера производится ксеноновой лампой. Для мощности ~100 Вт накачку лазера на гранате производят криптоновой лампой. Излучение лазера на YAG:  $Nd^{3+}$  с удвоением частоты имеет длину волны  $\lambda_0 = 0,53$  мкм. При длительности импульса ~0,5...1 мкс может быть получена пиковая мощность ~100 МВт. Лазеры с такой мощностью находят применение при микрообработке материалов лазерным излучением, сфокусированным в пятно малых размеров (~ $\varnothing$  5 мкм).

#### 7.4. Нестационарное тепловое поле и теплопроводность активной среды

Как мы уже видели, лазеры импульсного действия работают в условиях нестационарного режима (см. п. 7.2). Поэтому стационарный режим принято рассматривать практически как некую идеализацию более общего случая — зависимости характеристик излучения от времени. В течение периода генерации мощность излучения существенно меняется, последовательность импульсов генерации может быть как регулярной, так и нерегулярной. Угловое распределение переменного во вре-

мени и пространстве. Также переменное распределение яркости по сечению кристалла (см. п. 12.3).

Можно установить ряд причин нестационарности излучения лазера. Прежде всего нестационарна накачка, действие которой приводит к увеличению инверсии населенностей метастабильного уровня, а процесс излучения вызывает уменьшение ее. В результате этого возникает нерегулярное пульсирующее изменение инверсии населенностей и, как следствие этого, пульсирующее изменение мощности излучения. Нагрев кристалла под действием накачки происходит неравномерно. Вследствие этого изменяются оптическая длина и форма резонатора, что приводит к нарушению порогового условия генерации.

Преобразование лучистой энергии накачки в тепловую в объеме кристалла происходит практически мгновенно по сравнению с процессами теплопередачи. Поэтому активная среда рассматривается как тело с внутренним источником тепла.

Решение задачи о нагревании кристалла при оптической накачке в общем случае сводится к решению уравнения теплопроводности изотропного активного вещества при независимости теплофизических характеристик от температуры [6, 7, 23]:

$$\frac{\partial^2 T(t, d)}{\partial d^2} + \frac{1}{d} \frac{\partial T(t, d)}{\partial d} = \frac{1}{a} \frac{\partial T(t, d)}{\partial t}, \quad (7.16)$$

где  $T(t, d)$  — температурное поле;  $d$  — диаметр кристалла;  $a$  — коэффициент температуропроводности (например, для рубина  $a = 0,14 \times 10^{-4}$  м<sup>2</sup>/с).

Для решения этого дифференциального уравнения необходимо задать краевые условия: начальные (распределения температуры в начальный момент времени) и граничные (геометрическую форму кристалла активной среды и закон взаимодействия между его поверхностью и окружающей средой). Точное решение этого уравнения является весьма сложным и трудоемким процессом, связанным с большим числом однообразных вычислительных операций. Поэтому рассмотрим способ приближенного расчета температурного поля кристалла активной среды при следующих практических допустимых условиях: активное вещество оптически однородно по всему объему и представляет собой длинный стержень цилиндрической формы ( $l/d \geq 10$ ); энергия накачки, равная  $E_n = U^2 C / 2$  (где  $U$  — напряжение, В;  $C$  — емкость батареи конденсаторов, Ф) с помощью отражателя концентрируется вдоль оси кристалла активной среды; накачка энергии в активную среду производится в дискретные моменты времени с периодом  $t_0$ , причем каждому импульсу оптической накачки соответствует импульс вынужденного излучения; учитывается теплоотвод только через цилиндрическую поверхность стержня, теплопередачей через торцы активной среды пренебрегаем (по расчету она составляет около 6 %); изменение квантовой эффективности в момент излучения считается квазистационарным процессом, при котором передача энергии накачки в активную среду происходит скачкообразно и быстрее, чем теплообмен между соседними участками стержня.

Теплоотвод из лазерного излучателя производится хладагентом, имеющим температуру  $T_c$  и коэффициент теплопередачи  $\alpha = 10^3 \dots 10^4$  Вт/(м<sup>2</sup> · К).



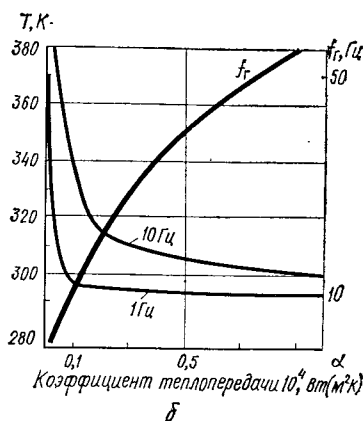
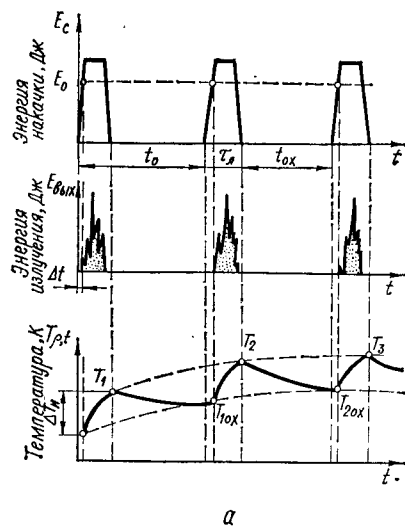


Рис. 7.4. Временная диаграмма кинетики нагрева активной среды лазера в режиме квазистационарной генерации импульсов (а) и зависимость частоты генерации импульсного излучения лазера от температуры охлаждения активной среды и коэффициента теплопередачи охлаждающей жидкости (б)

Приняв во внимание временную диаграмму, описывающую характер кинетики нагрева активной среды лазера в режиме квазинепрерывной генерации импульсов (рис. 7.4, а), проследим изменение температуры в любой произвольно взятой точке кристалла. До начала накачки температура активной среды равна температуре хладагента (охлаждающей среды)  $T(t, d) = T_{ox} = T_c$ . В процессе оптической накачки за время  $\tau_n = t - t_{ox}$  температура кристалла активной среды увеличивается до  $T_1$ . После окончания накачки, в период охлаждения, температура кристалла понижается до  $T_{ox}$ . К концу интервала времени  $t_0$  заканчивается первый цикл работы лазера и вновь включается система накачки. Начинается второй цикл работы лазера. Температура активной среды увеличивается и к концу второго периода накачки достигает значения  $T_{2ox}$  и т.д. Предполагается, что многократное повторение периодов накачки и охлаждения составляет некоторую квазинепрерывную генерацию импульсов излучения с характерным воспроизведением температурного поля.

Длительности импульсов оптической накачки в твердотельных лазерах составляют  $10^{-4} \dots 10^{-3}$  с, а частоты повторения импульсов не превышают 100 Гц. Теплообмен совершается между очередными импульсами накачки в периоды охлаждения. Здесь уместно заметить, что любая теория, даже самая корректная, — это только первое, приближенное описание реальности. Истина значительно сложнее. К ней можно приблизиться с помощью пока неизвестных операций, которые необходимо произвести над абстрактными понятиями, принятыми для однозначного объяснения действительности.

Приняв граничные условия

$$\left(\frac{\partial T}{\partial d}\right)_{d=0} = -\frac{\alpha}{k} [T(t, d) - T_c], \quad (7.17)$$

получим однородное уравнение

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{d_0} \frac{\alpha}{k} T_c - \frac{1}{d_n} \frac{\alpha}{k} T(t, d), \quad (7.18)$$

где  $\alpha$  — коэффициент теплопередачи (теплообмена) на границе активной среды и хладагента,  $Вт/(м^2 \cdot К)$ ;  $k$  — коэффициент теплопроводности активной среды (например, для рубина  $k = 45 \dots 60$   $Вт/(м \cdot К)$ ) в диапазоне температуры  $173 К \leq T \leq 373 К$ .

Начальные временные условия при скачкообразном повышении температуры активной среды за каждый импульс накачки на  $\Delta T_n = aE(T)/k$  зависят от отводимой от кристалла тепловой энергии  $E(T)$ :

$$T(0, d) = T_c + \frac{a}{k} E(T). \quad (7.19)$$

Функция  $T(t, d)$ , определяемая условиями теплообмена, начальными и граничными условиями в соответствии с уравнением (7.16) определяет температурное поле. До начала работы лампы накачки ( $n = 0$ ) температура активной среды равна температуре хладагента ( $T_0 = T_c$ ). Решение уравнения теплопроводности удобно представить в виде ряда [6]

$$T(t, d) = T_c + \frac{a}{k} E(T) \sum_{n=1}^{\infty} A_n J_0\left(\mu_n \frac{d}{d_0}\right) e^{-\mu_n^2 a t / d_0^2}, \quad (7.20)$$

где  $A_n$  — табличные коэффициенты, зависящие от критерия Био ( $Bi = \alpha l/k$ ), характеризующего эффективность теплообмена;  $\mu_n$  — корни характеристического уравнения  $J_0(\mu)/J_1(\mu) = \mu/Bi$ ;  $J_0, J_1$  — функции Бесселя первого рода нулевого и первого порядков.

После некоторого числа импульсов накачки кристалл прогреется и на поверхности активной среды установится постоянная температура. Граничные условия для всех временных интервалов  $0 \leq t \leq t_0$ ;  $t_0 \leq t \leq 2t_0$ ;  $2t_0 \leq t \leq 3t_0$ ; ...;  $(n-1)t_0 \leq t \leq nt_0$  определяются принятым ранее уравнением (7.17), а начальные условия для каждого последующего временного интервала, связанные с температурой кристалла активной среды в момент  $n$ -й вспышки лампы накачки, — уравнением типа  $T(nt_0, d) = \varphi_1[d, (n-1)t_0]$ .

Произведем замену переменных последовательно для каждого временного интервала. В итоге получим

$$\begin{aligned} T(t, d) = & T_c + \frac{a}{k} E(T) \sum_{n=1}^{\infty} A_n J_0\left(\mu_n \frac{d}{d_0}\right) e^{-a(\mu_n^2/d_0^2)t} + \\ & + \frac{a}{k} E(T) \sum_{n=1}^{\infty} A_n J_0\left(\mu_n \frac{d}{d_0}\right) e^{-a(\mu_n^2/d_0^2)(t-t_0)} + \dots \\ & \dots + \frac{a}{k} E(T) \sum_{n=1}^{\infty} A_n J_0\left(\mu_n \frac{d}{d_0}\right) e^{-a(\mu_n^2/d_0^2)(t-nt_0+t_0)}. \end{aligned} \quad (7.21)$$

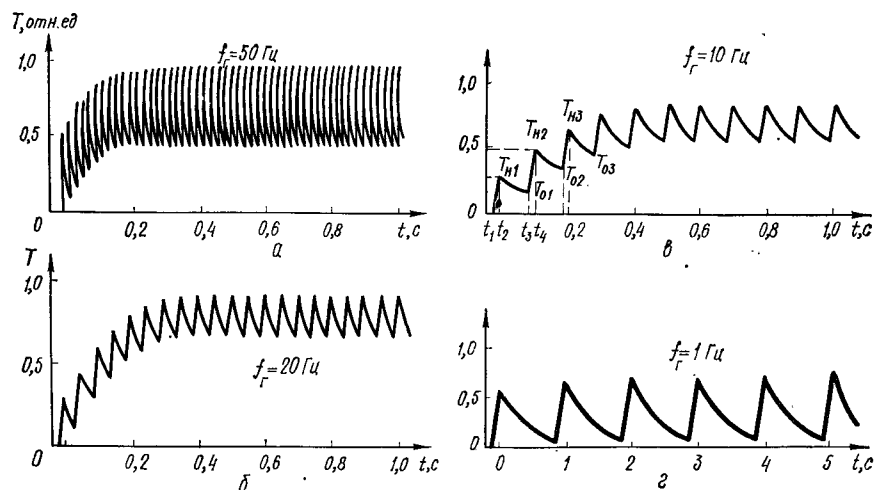


Рис. 7.5. Температурное поле кристалла рубина размером  $8 \times 0,8$  см при  $\alpha = 10^3 \dots 10^4$  Вт/(м<sup>2</sup> · К)

Эти результаты, приведенные для случая нагрева кристалла любой активной среды (рис. 7.5), справедливы и для нагрева других оптических элементов твердотельных лазеров.

### 7.5. Частота генерации твердотельного лазера импульсного действия

Одной из особенностей твердотельных лазеров, работающих в импульсном режиме, является то, что период повторения импульсов генерации их сравним со временем тепловой релаксации в кристалле активной среды. Вследствие этого в кристалле от вспышки к вспышке происходит накопление внутренних напряжений и деформаций, вызванных накачкой. Поэтому вопрос выбора оптимальной частоты следования импульсов играет немаловажную роль при проектировании лазеров.

В качестве примера расчета на рис. 7.5 представлено температурное поле для  $d/2 \rightarrow d_{\max}/2$  ( $d, d_{\max}$  — соответственно текущее и максимальное значения диаметра кристалла рубина).

Приведенные зависимости получены при типовых параметрах кристалла рубина и охлаждающей среды:  $l = 8$  см;  $d_{\max} = 0,8$  см;  $E_n = 400$  Дж; коэффициент температуропроводности  $a \approx 1,4 \cdot 10^{-5}$  м<sup>2</sup>/с;  $k = 45$  Вт/(м · К);  $\alpha \leq 4 \cdot 10^4$  Вт/(м<sup>2</sup> · К);  $T_c = 300$  К в зависимости от дискретного времени. По приведенной методике до значения допустимой температуры нагрева построены графики (см. рис. 7.5). *Допустимая температура нагрева* — значение температуры охлаждаемого в определенных конструктивных и эксплуатационных условиях кристалла активной среды, имеющего наименьшее допустимое значение квантового выхода, равное  $\eta_{\text{доп}} = 0,3$ , при котором наблюдается устойчивый срыв генерации [6].

Столь же важным понятием следует считать установившийся тепловой режим, когда нагревание активной среды за время импульса накачки равно охлаждению за время между последовательными импульсами накачки. Для устойчивой генерации необходимо, чтобы температура установившегося теплового режима не превышала допустимой температуры активной среды. В частном случае квасистационарного режима генерации температуру установившегося теплового режима  $T_{\text{уст}} = \varphi(E_n, t_0, a, \alpha, k, d, f)$  при известной системе охлаждения и принятой конструкции излучателя лазера ( $d = d_{\max}$ ,  $a = \text{const}$ ,  $E_n = \text{const}$ ,  $\alpha(T) = \text{const}$ ) можно представить как  $T_{\text{уст}} = \varphi_1(f_n)$ , где  $f_n' = 1/t_0$  — частота следования импульсов лампы накачки, равная частоте генерации импульсов вынужденного излучения при квасистационарном режиме ( $f_n' = f_r$ ).

Пользуясь уравнением теплопроводности, описывающим температурное поле, определяем формулу для вычисления температуры  $T_{\text{уст}}$  в зависимости от необходимой частоты генерации вынужденного излучения. При разложении в ряд ограничимся несколькими первыми членами разложения этого уравнения [это допустимо при значениях  $a(2\mu_n/d_{\max})^2 t < 0,1$ ]:

$$T_{\text{уст}} = T_c + \frac{a}{k} E(T) \sum_{n=1}^{\infty} \frac{A_n J_0(\mu_n d/d_{\max})}{e^{a(\mu_n/d_0)^2 [1/(f_n' - (n+1)/f_n]}}. \quad (7.22)$$

Кривые на рис. 7.5, соответствующие работе кристалла рубина при частотах 1, 10, 20, 50 Гц, построены для коэффициента теплопередачи  $\alpha \sim 4 \cdot 10^4$  Вт/(м<sup>2</sup> · К). Такой теплообмен создается при охлаждении рубина водой. В этих условиях за каждую вспышку лампы накачки температура поверхности активной среды увеличивается в среднем на 2...4 К, что согласуется с экспериментальными результатами [6]. С увеличением частоты накачки растет значение температуры установившегося теплового режима нагрева и при значении  $T_{\text{уст}} = 70$  °С происходит устойчивый срыв генерации. В этом случае достигается максимальная частота следования импульсов излучения рубинового лазера, охлаждаемого водой:  $f_{\max} = 50$  Гц (см. рис. 7.4, б).

При допустимой температуре нагрева  $T_{\text{доп}} = 70$  °С генерация импульсов с частотой  $f_r = 10$  Гц возможна при охлаждении рубина жидкостью, содержащей кремний и имеющей коэффициент теплообмена  $\alpha \sim 4 \cdot 10^3$  Вт/(м<sup>2</sup> · К) [6].

Анализируя температурное поле, можно установить, что температура в кристалле  $T(t, d)$  зависит от тепловых характеристик следующим образом:  $T(t, d) = T_c + \Delta T_n + \Delta T$ , где  $T_c$  — температура теплоносителя (среды, окружающей кристалл);  $\Delta T_n$  — скачок температуры на поверхности кристалла за счет нагрева импульсом накачки;  $\Delta T = q_r/(c_r b_r)$  — скачок изменения температуры по сечению кристалла радиуса  $d_0/2$ ;  $b_r$  — коэффициент рассеяния мощности накачки, см<sup>-1</sup>;  $q_r$  — удельный тепловой поток, Дж · см<sup>-2</sup>;  $c_r$  — удельная теплоемкость кристалла, Дж · кг<sup>-1</sup>.

Скачок температуры на поверхности кристалла  $\Delta T_n$  зависит от коэффициента теплообмена, значение которого меняется в широких пределах при различных способах охлаждения, а также от тепловыде-

ления (количества тепла в единице объема). Для получения максимальной энергии излучения необходимо выбрать оптимальный радиус кристалла. Из равенства  $\Delta T_n = q_r d_{\max}/2$  следует, что температура на поверхности при прочих равных условиях растет пропорционально радиусу кристалла. Однако на практике в кристаллах разных диаметров не удается создать одинаковую плотность энергии накачки. Это приводит к тому, что кристаллы малого размера, несмотря на лучшие условия охлаждения, излучают меньшую энергию из-за недостаточного поглощения энергии накачки, так как тепловыделение в кристалле за счет уменьшения сечения поглощения  $\sigma_{13}$  перехода нелинейно связано с мощностью накачки.

Таким образом, для каждого лазера можно найти оптимальный радиус кристалла, который будет определяться, с одной стороны, температурным скачком на поверхности кристалла, а с другой стороны, — качеством фокусировки энергии накачки. Последнее условие обычно выполняется, если диаметры кристалла и лампы накачки примерно равны. Так, при разработке лазера с большой частотой импульсов излучения следует применять лампы типа ИСП-250, ИФП-800, ИФП-1200 с внутренним диаметром колбы 0,5...0,7 см. Оптимальный диаметр кристалла при этом колеблется в пределах 0,6...0,8 см и зависит от качества системы термостабилизации. Для тонких ламп накачки нужно подбирать тонкие кристаллы, которые легко охлаждать даже при малых скоростях потока охлаждающей жидкости. Однако лампы с малым диаметром колбы рассчитаны на более низкий коэффициент нагрузки.

Расчеты частоты генерации сложны; для получения ориентировочных данных, считая процесс оптической накачки адиабатическим, можно использовать приближенную формулу [6]. Частота посылки импульсов в этом случае

$$f_r \approx \frac{32 \text{ Bi } a}{(d_0/2)^2 (4 - \text{Bi}) \ln(1 - 1/\delta_e)}, \quad (7.23)$$

где коэффициент  $\delta_e = 1,01...1,1$  для критерия Био, изменяющегося от 2 до 10.

Расчеты по формуле (7.23) показывают, что в генераторе на стекле, активированном неодимом, с водяным охлаждением при  $T_c = 300 \text{ К}$ , радиусе стержня  $d_0/2 = 3,25 \cdot 10^{-3} \text{ м}$ , энергии накачки  $E_{\text{вх}} = 400 \text{ Дж}$ ,  $\alpha = 7,5 \cdot 10^3 \text{ Вт/(м}^2 \cdot \text{К)}$ ,  $a = 2,56 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$ ,  $\delta_e = 1,01$  частота следования импульсов  $f_r = 1,4 \text{ Гц}$ . Для повышения частоты следования импульсов необходимо понижать температуру хладагента.

## 7.6. Конструкции системы охлаждения и термостабилизации лазерных излучателей

При конструировании систем охлаждения лазеров импульсного действия с частотой генерации  $f_r \leq 1 \text{ Гц}$  предпочтительны воздушно-вихревые и полупроводниковые системы термостабилизации. Для лазеров с частотой генерации импульсов  $f_r \geq 1 \text{ Гц}$  рекомендуются жидкостные системы охлаждения.

Рациональная конструкция узлов крепления стержня активной среды и лампы накачки, а также оптимальный выбор зазоров и сечений

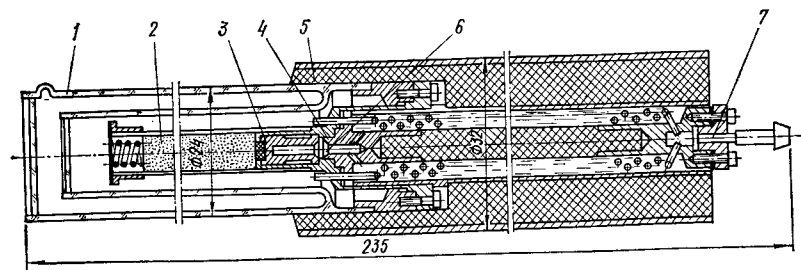


Рис. 7.6. Регенеративный микрохолодильник комбинированной системы охлаждения: 1 — стеклянный сосуд Дьюара; 2 — кристалл активной среды; 3 — держатель кристалла; 4 — регенеративный теплообменник; 5 — корпус микрохолодильника; 6 — электрический термометр; 7 — входной штуцер

каналов теплопроводов позволяют повысить эффективность теплообмена, уменьшить перепад температуры в кристалле, сократить расход хладагента. Фотохимическая устойчивость, агрессивность и коррозирующее действие хладагента на материалы конструкции могут явиться причиной нарушения нормальной работы даже самой надежной системы охлаждения.

**Системы глубокого охлаждения.** Для спектроскопических исследований характеристик различных активных веществ лазеров, а также с целью получения оптимальных режимов выходной энергии и частоты излучения применяют криостаты. Для быстрого охлаждения активной среды используется малогабаритная двухконтурная система с разделенным охлаждением (рис. 7.6). Излучатель этой системы представляет собой герметичный цилиндр эллиптического сечения с высокой степенью чистоты обработки внутренней поверхности. В одном из сопряженных фокусов цилиндра находится микрохолодильник с активной средой, а в другом — импульсная лампа накачки. Лампа охлаждается оптически прозрачной фторо- или кремнийсодержащей жидкостью, тепло от которой отбирается в специальном теплообменнике жидким азотом, выходящим из микрохолодильника. Жидкостный контур охлаждения — замкнутого типа. Активная среда подвергается глубокому охлаждению в микрохолодильнике. Жидкий азот из сосуда вместимостью 0,015 м³ под давлением 1 Па подается в теплообменник.

Чтобы избежать закипания на поверхности активного вещества, азот в теплообменнике переохлаждается и затем омывает кристалл. Весь комплекс системы охлаждения представляет собой стационарную установку, обеспечивающую генерацию излучения лазера с частотой следования импульсов 10...100 Гц при изменении температуры окружающей среды на  $\pm 50 \text{ }^\circ\text{C}$  [6].

**Замкнутые жидкостные системы охлаждения.** Для лазеров, применяемых в малогабаритной аппаратуре, разработаны жидкостная система охлаждения (рис. 7.7) и жидкостная система термостабилизации с коаксиальной лампой накачки (рис. 7.8). Внутренний объем излучателя лазера разделен коронками на две полости. Импульсная лампа накачки и кристалл омываются охлаждающей жидкостью, заполняющей весь внутренний объем герметичного корпуса. Тепло от кристалла, импульсной лампы и часть тепла от осветителя отбираются хладагентом, перекачиваемым насосом из одной полости в другую, а затем



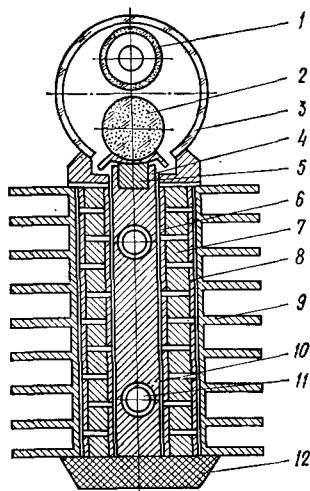


Рис. 7.10. Полупроводниковая система термостабилизации активной среды:

1 — импульсная лампа накачки; 2 — кристалл; 3 — осветитель; 4 — медная шина; 5 — индиевая подложка; 6 — пластины холодных спаев; 7 — термоэлемент; 8 — пластины горячих спаев; 9 — радиатор; 10 — керамические пластины; 11 — термистор; 12 — крышка

ся к шине через мягкую подложку из чистого индия, допускающую пластические деформации.

Перепады температуры на поверхности кристалла от вспышек лампы могут достигать 20 °С. Наибольшее влияние на добротность резонатора при данной системе термостабилизации оказывает несимметричная термическая деформация кристалла, имеющая характер оптического клина. Полупроводниковая система термостабилизации создана для лазеров, работающих с частотой повторения не более одной вспышки за 2...5 с при  $q_T = 10...15$  Вт/см<sup>2</sup>. Коэффициент теплообмена таких систем мал и составляет 50...100 Вт/(м<sup>2</sup> · К).

Теплопроводящий корпус термобатареи и подложку кристалла иногда помещают в охлаждающую среду определенного объема, так называемый *пассивный аккумулятор тепла* (вещество с низкой температурой плавления, хорошей теплопроводностью и большой скрытой теплотой плавления). В этом случае используют галлий или его эвтектические сплавы [температура плавления  $T = 29,8$  °С; теплопроводность 35 Вт/(м · К)].

Одним из существенных недостатков галлия и его сплавов является способность легко переохлаждаться в жидком состоянии до довольно низких температур. За степень переохлаждения  $\Delta T$  принимается разность между температурой кристаллизации сплава  $T_{кр}$  и минимальной температурой  $T_{min}$ , при которой сплав еще остается жидким ( $\Delta T = T_{кр} - T_{min}$ ). При большой скорости отбора тепла максимальное

шения  $d/D_b = 0,25...0,8$  и составляют 360...525 Вт/(м<sup>2</sup> · К). Системы термостабилизации, в которых используется вихревой эффект, надежны и конструктивно просты.

**Полупроводниковые системы термостабилизации.** В этих системах, работающих на эффекте Пельтье, совмещены в едином блоке осветитель излучателя лазера с термоэлектрическим холодильником (рис. 7.10). Применение таких систем оправдано при холодопроизводительности термобатарей 30...40 Вт и температуре окружающей среды до +50 °С. К достоинствам полупроводниковых систем следует отнести небольшие массу и размеры, сравнительно малую потребляемую мощность, возможность быстрого перехода от режима охлаждения к режиму нагрева, возможность работы в широком диапазоне окружающих температур, давлений, вибраций и ускорений. Однако при холодопроизводительности 150...200 Вт и более эти системы по размерам и энергетическим параметрам уступают жидкостным системам. Импульсная лампа и кристалл, закрепленные в осветителе, кондуктивно охлаждаются шиной, изготовленной из красной меди. Кристалл крепит-

переохлаждение галлия, зависящее от температуры предварительного перегрева и от присутствия продуктов окисления, может достигнуть 45 °С. Даже при малой скорости отбора тепла  $\Delta T = 12...15$  °С Сплавы эвтектического состава кристаллизуются обычно при меньшем переохлаждении ( $\Delta T = 10$  °С) [6].

### 7.7. Графоаналитический метод расчета конструктивных параметров твердотельного лазера импульсного действия

Инженеру-конструктору иногда необходимо быстро получить конкретные значения тех или иных параметров лазера. Для предварительной оценки различных типов лазеров желательно иметь наглядную методику расчета их конструктивных параметров и основных характеристик вынужденного излучения. Наиболее простым, удобным и быстрым методом определения набора конструктивных параметров в зависимости от условий технического задания является номограмма. *Номограммой* называется графическое изображение функциональной зависимости между несколькими переменными, позволяющими находить приближенные численные значения одной переменной по заданным значениям других. Погрешность при получении правильного ответа обычно составляет 2...5 %, что вполне достаточно для инженерных расчетов, определения взаимного влияния различных переменных, получения новых результатов в случае исследования экстремальных свойств процессов и анализа сложных формул и таблиц. Графическое изображение функциональных зависимостей, формул, систем уравнений постараемся применять для определения различного рода характеристик и в дальнейшем.

На рис. 7.11 изображена номограмма конструктивных параметров (площади сечения  $S = \pi d^2/4$ , диаметра  $d = 2 \sqrt{S/\pi}$  и длины кристалла  $l = V/S$ ), определяемых по кривым номограммы  $k_n = k_l (E_{вых}/S, \tau_n, \tau_l)$  и коэффициенту отражения выходного зеркала  $r_2 = r_2(G, k_n, \tau_n, \tau_l)$  и шкалам  $E_{вых}/S, G(v), r_2$ . Номограмма построена для всех

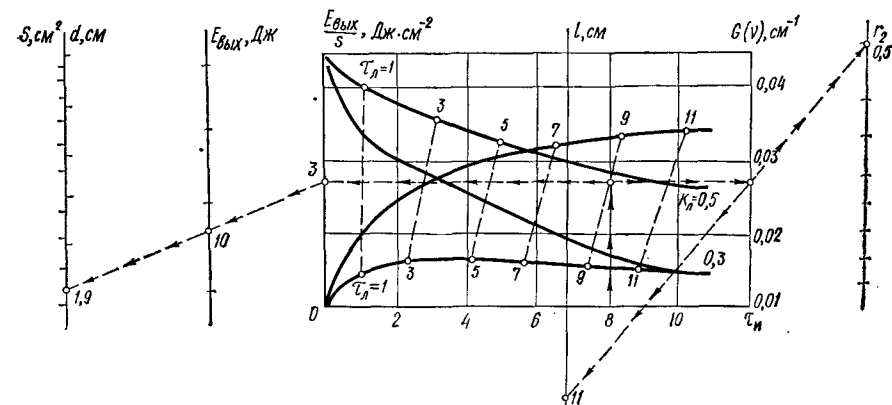


Рис. 7.11. Номограмма для расчета конструктивных параметров твердотельного лазера импульсного действия (масштаб шкал  $S, d, l, r_2$  — произвольный)

возможных вариантов типовых, выпускаемых промышленностью, кристаллов и импульсных ламп накачки, которые по стандартам имеют размеры: кристаллы рубина, гранаты и неодимовые стекла — диаметры от 0,3 до 2 см, длины от 3 до 25 см. У ламп типов ИСП и ИФП размеры светящейся части (диаметр колбы  $\times$  длина разрядного промежутка лампы)  $5 \times 40$  и  $5 \times 36$ ,  $30 \times 130$  см соответственно. Номограмма определяет зависимость плотности лазерного излучения  $E_{\text{вых}}/S$  и длительности импульса  $\tau_n$  вынужденного излучения от длительности импульса вспышки  $\tau_l$  и коэффициента нагрузки  $k_l = E_l/E_{l \text{ max}}$  лампы накачки.

Коэффициент нагрузки для типовых трубчатых импульсных ламп отображен двумя значениями (0,3; 0,5). При заданных коэффициенте нагрузки лампы  $k_l$ , длительности импульса  $\tau_n$  и энергии излучения лазера  $E_{\text{вых}}$ , двигаясь влево по номограмме, можно определить плотность выходной энергии излучения  $E_{\text{вых}}/S$  и далее размеры кристалла  $V = Sl$ ,  $S = \pi d^2/4$ . Теперь, зная длину  $l$ , двигаясь вправо, получим коэффициент отражения выходного зеркала  $r_2$  по значению эффективного коэффициента усиления  $G(v) = \frac{1}{2l} \ln \frac{1}{r_1 r_2}$  (коэффициент отражения первого, «глухого» зеркала принимается равным единице, т. е.  $r_1 = 1$ ). Шкала коэффициента отражения может быть рассчитана по формуле  $r_2 = e^{-2lG(v)}$ .

Для иллюстрации построим номограмму и используем ее для выбора необходимого объема кристалла активной среды. Пусть необходимо получить на выходе лазера энергию 10 Дж при длительности импульса 0,8 мс и лампе накачки, работающей с коэффициентом нагрузки 0,4. На рис. 7.11 указанным значениям соответствует плотность энергии излучения лазера 3 Дж/см<sup>2</sup> и, следовательно, объем кристалла  $V = Sl = 3,33$  см<sup>3</sup>. Зная нормированные размеры типовых кристаллов, выбираем нужное соотношение  $\pi d^2 l/4 \geq 3,33$  см<sup>3</sup>.

Если желательно увеличить срок службы лампы, то следует принять меньший коэффициент нагрузки. Например, при  $k_l = 0,3$  можно получить на выходе плотность излучения 1,4 Дж/см<sup>2</sup> и соответственно объем требуемого кристалла около 7,2 см<sup>3</sup>. Используя другую кривую, определяющую связь между эффективным коэффициентом усиления на резонансной частоте  $G_0$  и длительностью импульса излучения лазера  $\tau_n$ , коэффициентом нагрузки  $k_l$  и длительностью импульса лампы накачки  $\tau_l$ , можно выбрать коэффициент отражения выходного зеркала  $r_2$ , настроенного на оптимальное значение положительной обратной связи лазера (первым отражателем является призма внутреннего отражения с коэффициентом  $r_1 = 1$ ). Например, для  $\tau_l = 0,8$  мс и  $k_l = 0,4$  эффективный коэффициент усиления  $G_0 = 0,025$ . Подставляя длину стержня активной среды в уравнение для эффективного коэффициента усиления  $G(v) = G_0 + \frac{1}{2l} \ln \frac{1}{r_2}$ , получаем требуемый коэффициент отражения выходного зеркала  $r_2 = 0,5$ .

При выборе лампы исходным параметром является площадь ее поверхности. Лампа накачки, устанавливаемая в осветитель лазера, должна иметь несколько большую поверхность, чем кристалл активной среды. Внутренний объем колбы импульсной лампы выбирается чуть

большим объема активной среды  $\pi d_l^2 l/4 \sim Sl$ . Если кристалл охлаждается водой, то необходимо использовать лампу, диаметр которой должен быть увеличен в 1,33 раза (показатель преломления воды 1,33).

## 7.8. Расчет энергетических характеристик

Эффективность и техническое совершенство энергетических систем, в частности квантовых приборов, принято оценивать значениями выходной энергии, мощности, к. п. д. и квантовой эффективности. Если твердотельные лазеры оценивать по к. п. д., не учитывая их уникальные физические свойства, то они покажутся малоэффективными системами (к. п. д. лучшего рубинового или неодимового лазера не превышает  $\sim 1,5\%$ ). Образно говоря, огромная река входной энергии оптической накачки превращается в хилый ручеек вынужденного излучения (рис. 7.12, а).

Для предварительной оценки энергетических характеристик проектируемых твердотельных лазеров можно использовать методику расчета мощности лазеров, работающих в режиме свободной генерации при температуре 300 К с усреднением значений мощности по отдельным пикам спектра излучения. Энергия импульса вынужденного излучения с длительностью импульса  $\tau_n$  для лазера, имеющего активную среду объемом  $V = Sl$ , равна  $E_{\text{вых}} = P_{\text{вых}} V \tau_n$ .

Для оценки выходной энергии, излучаемой лазером, желательно, чтобы она была выражена через известные или измеряемые экспериментально параметры. Например, количество ионов хрома, перешедших на уровень  $E_2$  с частотой перехода  $\nu_{32}$  при энергии оптической накачки  $E_n$  и квантовой эффективности (квантовом выходе люминесценции)  $\eta_{\text{эф}}$ , равно [23]

$$N_3 S_{32} \approx E_n \eta_{\text{эф}} / (h \nu_{32}).$$

Число излученных фотонов в рабочем переходе при  $N_2 \sim N_0/2$  равно  $E_n \eta_{\text{эф}} / (h \nu_{32}) - N_0/2$ , выходная энергия

$$E_{\text{вых}} = \left( \frac{E_n}{h \nu_{32}} \eta_{\text{эф}} - \frac{N_0}{2} \right) h \nu_{21}.$$

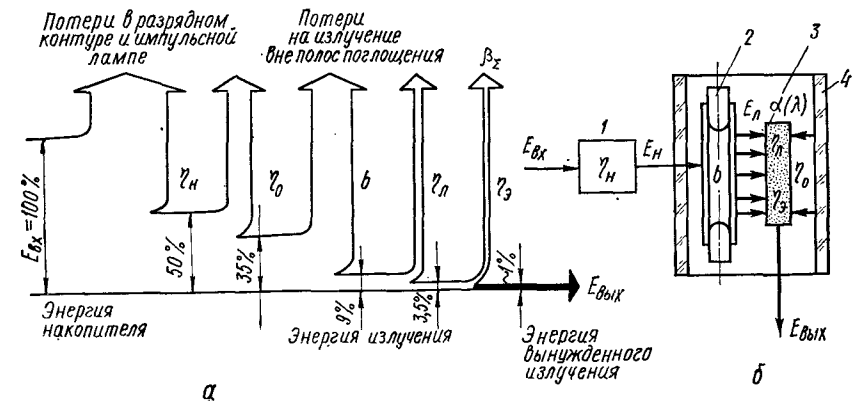


Рис. 7.12. Потери входной энергии в лазере (а) и схема системы оптической накачки активной среды (б):

1 — устройство питания; 2 — лампа; 3 — кристалл; 4 — отражатель



Учитывая, что  $E_0 = \frac{N_0}{2\eta_{\text{эф}}} h\nu_{32}$  — значение пороговой энергии оптической накачки, т. е. минимальной энергии накачки, необходимой для возбуждения аксиального типа колебаний вынужденного излучения на длине волны, распространяющейся в строго продольном направлении по оси резонатора, окончательно получаем

$$E_{\text{вых}} = 0,5N_0h\nu_{21}(E_{\text{н}}/E_0 - 1). \quad (7.24)$$

Результаты расчетов по этой формуле согласуются с экспериментальными данными, полученными для целого ряда разработанных лазерных излучателей. Формула (7.24) удобна для оценки выходной энергии твердотельных лазеров импульсного действия. Отношение  $E_{\text{н}}/E_0$  измеряется для любых систем оптической накачки в относительных единицах, превышающих пороговую энергию. Мощность генерации четырех- или трехуровневого лазера  $P_{\text{вых}}$  можно получить с помощью зависимости [6, 18]

$$P_{\text{вых}} = \left( \frac{h\nu_{\text{г}}}{h\nu_{\text{н}}} \right) \eta_{\text{эф}} b \eta_0 \eta_{\text{л}} (X - 1) E_0 m_p \frac{\tau_{\text{л}}}{\tau_{\text{л}} + \beta_{\text{дис}}}, \quad (7.25)$$

где  $h\nu_{\text{г}}$  — энергия кванта вынужденного излучения генератора, Дж;  $h\nu_{\text{н}}$  — энергия кванта излучения накачки, Дж;  $X = E_{\text{н}}/E_0$  — число порогов, т. е. коэффициент превышения энергии накачки  $E_{\text{н}}$  над пороговой энергией накачки  $E_0$  (см. п. 4.4);  $\tau_{\text{л}} = \frac{1}{2l} \ln \frac{1}{r_1 r_2} = \beta_{\text{зер}}$  — коэффициент пропускания (потери на зеркалах резонатора);  $l$  — длина кристалла, см;  $\beta_{\text{дис}}$  — внутренние (диссипативные) потери в активной среде.

Максимальный коэффициент усиления для перехода  $E_2 \rightarrow E_1$  при условии накопления квантовых частиц на уровне  $E_2$  активной среды

$$G_{\text{мах}} \geq (\tau_{\text{л}} + \beta_{\text{дис}} + \beta_{\text{диф}}).$$

Для примера рассчитаем мощность рубинового лазера, имеющего следующие параметры:  $h\nu_{\text{г}} = 2,8 \cdot 10^{-19}$  Дж;  $h\nu_{\text{н}} = 4 \cdot 10^{-19}$  Дж;  $\eta_{\text{эф}} = 0,5$ ;  $N_0 = 1,62 \cdot 10^{19}$  см $^{-3}$ ;  $\beta_{\text{дис}} = 0,06$  см $^{-1}$ ;  $X = 3$ ;  $\tau_{\text{л}} = 0,1$  см $^{-1}$ ;  $b = 0,5$ ;  $\eta_0 = 0,5$ ;  $\eta_{\text{л}} = 0,7$ ;  $E_0 = 600$  Дж;  $m_p = 0,9$ ;  $l = 6,6$  см;  $d = 0,65$  см. Мощность импульса в режиме свободной генерации  $P_{\text{вых}} \sim 8$  кВт. Энергия потока излучения, выходящего за пределы резонатора лазера за один импульс длительностью  $\tau_{\text{н}} = 5 \cdot 10^{-4}$  с, определяется как  $E_{\text{вых}} \simeq 4$  Дж.

Если известны следующие параметры неодимового лазера: стержень — стекло КГСС-7;  $Sl = 10$  см $^3$ ;  $N_0 = 0,6 \cdot 10^{21}$  см $^{-3}$ ;  $\nu_{\text{г}}/\nu_{\text{н}} = 0,7$ ;  $\eta_{\text{эф}} = 0,5$ ;  $b = 0,5$ ;  $\eta_0 = 0,5$ ;  $\eta_{\text{л}} = 0,1$ ;  $E_0 = 600$  Дж;  $m_p = 0,9$ ;  $\tau_{\text{л}}/(\tau_{\text{л}} + \beta_{\text{дис}}) = 0,7$ , то мощность излучения [23]

$$P_{\text{вых}} \sim 3,3(X - 1). \quad (7.26)$$

При трех порогах ( $X = 3$ ) мощность генерации неодимового лазера  $P_{\text{вых}} \sim 6,6$  кВт. Расчеты по методике [23] подтверждаются целым рядом экспериментальных измерений [6, 7, 18]. Формулы (7.25), (7.26) позволяют приближенно рассчитать энергию и мощность генерации твердотельных лазеров по выбранным параметрам резонатора и актив-

ной среды. Некоторые характеристики, необходимые для расчета, определяют с помощью спектроскопических измерений или получают экспериментально уже в готовом образце лазера. Тем не менее, учитывая накопленный опыт проектирования лазеров и многочисленные экспериментальные исследования, можно рекомендовать для расчетов следующий диапазон изменения значений некоторых исходных параметров:  $G_{\text{мах}} = 0,2 \dots 0,4$  см $^{-1}$ ;  $\tau_{\text{л}} = 0,02 \dots 0,1$  см $^{-1}$ ;  $\tau_{\text{л}}/(\tau_{\text{л}} + \beta_{\text{дис}}) = 0,6 \dots 0,7$ ;  $\eta_{\text{эф}} = 0,5$ ;  $\beta_{\text{дис}} = 0,01 \dots 0,08$  см $^{-1}$ ;  $m_p = 0,8 \dots 0,95$ ;  $\eta_{\text{л}} = 0,1 \dots 0,2$ ;  $\eta_0 = 0,4 \dots 0,7$ ;  $b = 0,4 \dots 0,6$ ;  $l/d = 10$ .

Потери преобразованной в лазере энергии разделяют на потери, которые можно уменьшить, изменяя конструкцию лазера, и принципиально неустранимые потери, связанные с физической сущностью явления генерации. Поэтому целесообразно рассматривать зависимость к. п. д. квантового генератора от целого ряда факторов, намечая возможные пути его увеличения.

Коэффициент полезного действия твердотельного лазера можно представить как отношение энергии  $E_{\text{вых}}$  вынужденного излучения однократного импульса к электрической энергии  $E_{\text{вх}}$ , поступающей от сети на вход системы накачки:

$$\eta_{\text{т.л}} = E_{\text{вых}}/E_{\text{вх}},$$

или, учитывая зависимость к. п. д. от эффективности использования элементов конструкции,

$$\eta_{\text{т.л}} = \eta_{\text{н}} \eta_{\text{л}} b \eta_0 \eta_{\text{эф}}, \quad (7.27)$$

где  $\eta_{\text{н}} = E_{\text{г}}/E_{\text{вх}}$  — к. п. д. блока питания (электрической схемы накачки);  $E_{\text{с}} = CU_0^2/2$  — энергия, запасаемая в конденсаторах накопителя (энергия накачки), Дж;  $C$  — емкость конденсаторов, Ф;  $U_0$  — напряжение сети, В. К. п. д. электрической схемы накачки, в которой используются RC-цепи, принципиально не может быть больше 0,5, а в реальных блоках питания импульсных ламп к. п. д. достигает всего 0,3...0,45.

Выходная энергия излучения импульсной лампы накачки

$$E_{\text{н}} = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} E_{\text{л}}(\lambda) d\lambda.$$

Тогда коэффициент преобразования подведенной к лампе накачки электрической энергии в лучистую

$$b = E_{\text{л}}/E_{\text{с}} = 2 \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} E_{\text{л}}(\lambda) d\lambda / (CU_0^2).$$

При экспериментальных исследованиях и измерениях серийных ксеноновых и криптоновых импульсных ламп, проведенных как в лабораториях, так и в полевых условиях, показано, что значение коэффициента преобразования  $b$  колеблется в пределах 40...60 %.

Коэффициент использования излучения лампы  $\eta_{\text{л}}$  в спектральной области поглощения активной среды определяет долю энергии



оптической накачки, поглощаемой активной средой:

$$\eta_{\text{л}} = E_{\text{пог}}/E_{\text{л}} = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \alpha(\lambda) E_{\text{л}}(\lambda) d\lambda / \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} E_{\text{л}}(\lambda) d\lambda,$$

где  $E_{\text{пог}}$  — интегральное значение поглощенной энергии;  $E_{\text{л}}(\lambda)$  — спектральное значение энергии излучения одиночного импульса накачки;  $\lambda_1, \lambda_2$  — длины волн (пределы спектральной области излучения лампы накачки);  $\alpha(\lambda)$  — спектральный коэффициент поглощения активной среды.

Если рассматривать рубиновый лазер, то коэффициент  $\eta_{\text{л}}$  в спектральной области поглощения не превышает 10...15 % [6]. Это обусловлено тем, что большая доля излучения лампы находится вне полос поглощения активной среды и неизбежно теряется в осветителе.

К. п. д. оптической отражательной системы  $\eta_0$  зависит от следующих факторов: характеристик пропускания хладоагента; конфигурации и оптических свойств осветителя; коэффициента поглощения разрядом собственного излучения; энергии лампы, фокусируемой на поверхности активной среды; поперечного сечения кристалла. Для лазера на стекле, активированного неодимом, в лучших осветителях  $\eta_0$  достигает 0,5...0,6 [6] (рис. 7.12, б).

**Квантовая эффективность** — отношение числа излученных фотонов с метастабильного уровня активной среды к числу квантовых частиц, участвующих в возбуждении ее.

Эта величина как бы является своеобразным квантовым к. п. д. рабочего уровня. Квантовая эффективность в диапазоне температур от 77 до 300 К равна постоянной величине 0,55, далее при повышении температуры до 513 К она падает примерно по линейному закону [6, 23]:

$$\eta_{\text{эф}}(T) = \eta_{0\text{эф}} - k_1(T - T_0), \quad (7.28)$$

где  $\eta_{0\text{эф}} = 0,55$ ;  $k_1 = 2,3 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$  — коэффициент пропорциональности;  $T_0 = 313 \text{ K}$  — начальная температура активной среды в нормальных условиях.

Значение квантовой эффективности передачи энергии частиц с возбужденного уровня на метастабильный составляет (в зависимости от температуры нагрева активной среды)  $\eta_{\text{эф}} = 0,3...0,7$  в диапазоне температур  $T = 300...90 \text{ K}$ .

Для лазера, работающего в импульсном режиме с частотой  $f_r = 1...5 \text{ Гц}$ , в диапазоне температур  $\pm 60^\circ \text{C}$  можно полагать  $\eta_{\text{эф}} = 0,5$ . Предельное значение к. п. д. при благоприятном подборе характеристик

и идеальной конструкции излучателя лазера на рубине составляет около 1 %, а для лазера на стекле с неодимом — около 1,5 %. Однако это значение нельзя реализовать практически, так как действительное значение  $\eta_{\text{л}}$  всегда значительно меньше 0,2, а при нагревании активной среды лазера импульсного действия уменьшаются энергия выхода и к. п. д. генератора. Значения составляющих к. п. д. типовых твердотельных лазеров приведены в табл. 7.1.

## 7.9. Номограмма для расчета спектральных характеристик

Выше предполагалось, что излучение лазера монохроматично и его частота однозначно определяется разностью энергетических уровней. Действительно, по сравнению с другими, известными до последнего времени человеку излучателями, лазеры по монохроматичности являются уникальными источниками. Строго говоря, излучение лазера квазимонохроматично и содержит некоторый спектр частот. Например, для рубинового лазера ширина спектральной линии  $\Delta\nu_{\text{л}} = 10^{11} \text{ Гц}$ , а резонансная частота излучения  $\nu_0 = 4 \cdot 10^{14} \text{ Гц}$ , т. е. ширина линии составляет сотые доли процента резонансной частоты перехода ( $\Delta\nu_{\text{л}}/\nu_0 = 2,5 \cdot 10^{-4}$ ).

При детальном рассмотрении структуры спектра пренебрегать шириной спектральной линии нельзя. При изучении тонкой структуры спектра излучения постараемся определить, какие типы колебаний, какой длины волны и направления возбуждаются в пределах ширины спектральной линии при различных вариациях уровня накачки. Такая постановка задачи соответствует реальным условиям работы твердотельных лазеров импульсного действия.

Электромагнитное поле в резонаторе можно представить двояко: либо каждый тип колебаний обозначить тремя целыми числами  $m, n, q$ , связанными с изменением структуры поля в декартовой системе координат, либо представить колебания в виде плоских волн, задавая их резонансные частоты и направление распространения фронта волны относительно оси резонатора. Второе представление для решения рассматриваемой задачи более предпочтительно. Итак, колебания электромагнитной энергии в оптическом резонаторе можно рассматривать как сфазированную последовательность интерферирующих плоских волн, нормали к каждой из которых составляют некоторый определенный угол  $m$  с осью резонатора.

Конфигурацию электромагнитного поля в резонаторе удобно определить в виде суперпозиции продольной и поперечной структур, изобразить графически координатной наклонной сеткой из горизонтальных прямых, соответствующих квадрату нормированного угла расходимости  $\Gamma^2$ , и наклоненных прямых, соответствующих наклону плоского фронта волны. Тогда отдельные типы колебаний будут точками пересечения на сетке и как дискретные значения могут быть записаны в матричной форме [6]:

$$2 \frac{L}{\lambda_0^2} [\lambda_{mnq} - \lambda_0] + [q_{0q} - q_0] = -d \left[ \frac{\theta_{mnq}}{\lambda_0} \right], \quad (7.29)$$

Таблица 7.1. Значения составляющих к. п. д. типовых твердотельных лазеров

Тип лазера	$\eta_{\text{н}}$	$b$	$\eta_{\text{л}}$	$\eta_0$	$\eta_{\text{эф}}$	$\eta_{\text{т.л}}$
Рубиновый	0,45	0,4	0,12	0,7	0,5	0,75
Стекло с неодимом	0,45	0,5	0,13	0,7	0,5	1,02
Иттрий-алюминиевый гранат	0,45	0,6	0,20	0,8	0,3	1,30

где  $\lambda_{mnq}$  — длина волны;  $q_{0q}, q_0$  — целые числа волн, укладываемых в продольном направлении по длине резонатора  $L$ ;  $\theta_{mnq} \sim \lambda_0/d$  — расходимость излучения лазера.

В развернутом виде

$$2 \frac{L}{\lambda_0^2} \begin{vmatrix} \lambda_{01q} - \lambda_0 \\ \lambda_{02q} - \lambda_0 \\ \dots \\ \lambda_{0nq} - \lambda_0 \end{vmatrix} + \begin{vmatrix} q_{01} - q_0 \\ q_{02} - q_0 \\ \dots \\ q_{0q} - q_0 \end{vmatrix} = - \begin{vmatrix} 1 \\ 1 \\ \dots \\ 1 \end{vmatrix}. \quad (7.30)$$

Таким образом, в соответствии с уравнением (7.29) получим угловые характеристики моды, которые представляют собой совокупность кривых, связывающих геометрические параметры резонатора, длины волн и расходимость излучения.

Известно [24], что в резонансной системе лазера возбуждается множество различных типов колебаний, каждому из которых соответствует устойчивая конфигурация электромагнитного поля, причем расстояние между зеркалами резонатора примерно в  $10^6$  раз больше длины волны вынужденного излучения ( $L \gg \lambda_0$ ). Учитывая принцип суперпозиции, можно представить различное множество слабо связанных между собой колебаний электромагнитного поля как совокупность плоских волн, находящихся одна от другой в продольном направлении на расстоянии

$$\Delta q = [q_{0q} - q_0].$$

Поперечная структура поля определяется дискретными значениями нормированной расходимости излучения  $\left(\frac{d^2}{L\lambda_0}\right) \Gamma = d \left[\frac{\theta_{mnq}}{\lambda_0}\right]$ . Такое представление, с достаточной для практики степенью приближения [6] характеризуя продольную и поперечную структуры электромагнитного поля, позволяет перейти к построению спектральных характеристик генерации импульсного излучения при установившемся температурном режиме кристалла активной среды. Практический интерес представляют аксиальные типы колебаний, т. е. излучение, распространяющееся вдоль оси резонатора в продольном направлении, для определения которых можно воспользоваться соотношением (7.30). Для удобства применения методики расчета к любым типовым конструкциям лазерных излучателей, имеющих различные геометрические размеры кристаллов, представим основные характеристики в безразмерных (нормированных) величинах \*:

длина волны

$$\Lambda = \Delta\lambda/\delta\lambda; \quad (7.31)$$

угол расходимости излучения

$$\Gamma = L\theta/d; \quad (7.32)$$

продольное волновое число

$$\Delta q = q_{0q} - q_0; \quad (7.33)$$

\* Исключение составляет нормированный угол расходимости излучения.

коэффициент усиления активной среды

$$K = G(v)/G_{\max}; \quad (7.34)$$

время жизни фотонов в резонаторе

$$\tau = \tau_n/\tau_a; \quad (7.35)$$

энергия накачки

$$X = E_{\text{вх}}/E_0 = E_n/E_0. \quad (7.36)$$

В соотношениях (7.31)...(7.36) использованы следующие обозначения:  $\Delta\lambda = (\lambda_{mnq} - \lambda_0)$  — разность между длиной волны излучения определенного типа колебаний и длиной волны, соответствующей резонансной частоте спектральной линии излучения, см;  $\delta\lambda$  — ширина спектральной линии излучения по половинному уровню интенсивности, см;  $\theta$  — расходимость излучения определенного типа колебаний электромагнитной энергии, рад;  $q_0$  — продольное волновое число, соответствующее резонансной частоте спектральной линии излучения;  $G$  — коэффициент квантового усиления активной среды;  $G_{\max}$  — коэффициент квантового усиления, соответствующий резонансной частоте спектральной линии излучения;  $\tau_n, \tau_a$  — время жизни фотонов в резонаторе соответственно для неаксиальных и аксиальных типов колебаний, с (время, в течение которого энергия движущейся в резонаторе электромагнитной волны убывает в  $e$  раз после  $M$  отражений, т. е.  $r^M = 1/e$  — усредненный коэффициент отражения зеркал резонатора).

Учтя зависимости (7.31)...(7.36) и буквенные обозначения физических величин, представим дискретное распределение семейства характеристик уравнением [6]

$$\frac{2L}{\lambda_0} \frac{\delta\lambda}{\lambda_0} \begin{vmatrix} \Lambda_{0q} \\ \Lambda_{1q} \\ \dots \\ \Lambda_{nq} \end{vmatrix} + \frac{d^2}{L\lambda_0} \begin{vmatrix} \Gamma_{0q} \\ \Gamma_{1q} \\ \dots \\ \Gamma_{nq} \end{vmatrix} = - \begin{vmatrix} \Delta q_{00} \\ \Delta q_{01} \\ \dots \\ \Delta q_{0q} \end{vmatrix}. \quad (7.37)$$

Для простоты и наглядности построения номограммы расчета характеристик излучения рабочие формулы запишем в такой последовательности:

1. Наклон угловой характеристики моды  $m$  [определяется из уравнения (7.29), когда разность продольных волновых чисел равна нулю:  $\Delta q_{0q} = 0$ ]

$$|m| \approx 2 \frac{\delta\lambda}{\lambda_0} \left(\frac{L}{d}\right)^2 \approx \left|\frac{-\Gamma^2}{\Lambda}\right|. \quad (7.38)$$

2. Расстояние между любыми  $i$  и  $(i+1)$  соседними характеристиками моды (определяются при  $\Delta q = 1, \Gamma = 0$ )

$$\Delta\Lambda_i = \frac{\lambda_0^2}{2L\delta\lambda} \begin{vmatrix} 1 \\ 1 \\ \dots \end{vmatrix}. \quad (7.39)$$

3. Дискретные значения  $\Delta\Gamma$ , характеризующие поперечную структуру поля,

$$\Delta\Gamma = \frac{\lambda_0 L}{2d^2} \begin{vmatrix} 1 \\ 1 \\ \dots \end{vmatrix}, \quad (7.40)$$

так как  $\Gamma = L\theta/d$ ;  $\theta \sim \lambda_0/(2d)$ .

Величины  $m$ ,  $\Delta\Lambda$ ,  $\Delta\Gamma$  взаимосвязаны и определяются из уравнения (7.37).

4. Пороговая энергия генерации лазера, т. е. минимально возможное лазерное излучение, которое возникает при достижении пороговой инверсии населенностей, зависит от потерь в резонаторе и коэффициента усиления. Потери энергии связаны с временем жизни фотонов в резонаторе, а коэффициент усиления можно выразить через нормированную длину волны  $\Lambda$ .

5. Время жизни фотонов в резонаторе для неаксиальных колебаний (приближенно определяется по среднему числу отражений фотона от зеркал резонатора, имеющих максимальное значение усредненного коэффициента отражения  $r$  и показатель преломления  $n_0$ )

$$\tau_n = \frac{Ln_0}{c(1-r)} \cdot \frac{1-r^{1/\theta}}{\cos \theta}. \quad (7.41)$$

Время жизни фотонов в резонаторе для аксиальных колебаний (пропорционально добротности и в основном определяется потерями в резонаторе [7, 18])

$$\tau_a = \frac{Ln_0}{c(1-r)}. \quad (7.42)$$

6. Нормированное время жизни фотонов

$$\tau = (1-r)/\Gamma. \quad (7.43)$$

7. Нормированный коэффициент усиления (отношение текущего значения коэффициента усиления к максимальному его значению при условии лоренцовой формы спектральной характеристики излучения)

$$K = \frac{G(\lambda)}{G_{\max}} = \frac{(\delta\lambda)^2}{(\lambda - \lambda_0)^2 + (\delta\lambda)^2} = \frac{1}{\Lambda^2 + 1}. \quad (7.44)$$

8. В четырехуровневом лазере коэффициент усиления  $G_{\max}$  и инверсия населенностей  $\Delta N$  при условии  $N_2 \rightarrow \Delta N$  пропорциональны энергии накачки [6, 7]. Нормированная энергия накачки четырехуровневого генератора

$$X_4 = \frac{1}{\tau K} = \frac{\Gamma}{1-r} (\Lambda^2 + 1). \quad (7.45)$$

В трехуровневом лазере зависимость мощности накачки от инверсии населенности и коэффициента усиления иная. Учитывая значение инверсной населенности  $\Delta N \sim 0,5N_0$ , пороговая энергия накачки трехуровневого лазера примерно на полпорядка больше, чем в четырехуровневом [6, 23]:

$$X_3 = 1 + 0,5X_4 = 1 + \frac{\Lambda^2 + 1}{2(1-r)}. \quad (7.46)$$

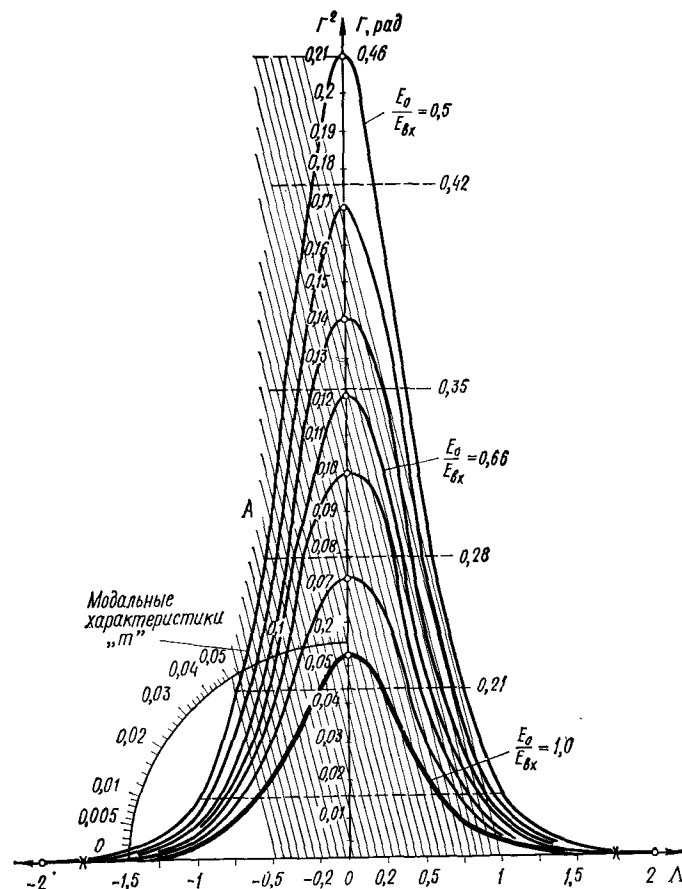


Рис. 7.13. Номограмма для расчета характеристик излучения лазера импульсного действия

По формулам (7.29)...(7.45) построим номограмму (рис. 7.13), состоящую из семейства угловых характеристик моды и кривых нормированной энергии накачки [6, 23]. Для каждого значения нормированной энергии накачки генерация может возникнуть только на типах колебаний вне зоны, ограниченной кривой постоянной энергии накачки. Заметим, что масштаб шкалы  $\Gamma$  квадратичен и абсолютное положение семейства угловых характеристик моды определено с точностью до величины  $\Delta\lambda$ , так как центральная длина волны для аксиального типа колебаний в общем случае отличается от длины волны, соответствующей резонансной частоте спектральной линии излучения.

Порядок построения номограммы следующий\*. Типы колебаний представляют фронтами плоских волн. Задавая их резонансные частоты и направления распространения относительно оси резонатора,

\* См.: Kaplan R. A. Designing Lasers with Panep — Power Charts, // Electronics, 1963.— V. 36, N 52.— P. 9—16.

составляют диаграмму типов колебаний, т. е. модальные характеристики — зависимость нормированной расходимости излучения  $\Gamma$  от нормированной длины волны  $\Lambda$  и параметров кристалла  $l, d$ . Эти зависимости совмещают с семейством кривых энергии накачки (в относительных единицах  $E_0/E_{вх}$ ). В результате получается номограмма, с помощью которой в зависимости от заданного уровня накачки можно определить спектральные характеристики излучения трех- или четырехуровневых лазеров.

По построенной номограмме и формуле (7.40) можно вычислить ширину выходного луча

$$\Delta\theta_{\max} = 2n_0 d \Gamma_{\max} / l, \quad (7.47)$$

где  $n_0$  — показатель преломления обыкновенного луча в активной среде.

Максимальное значение полосы частот выходного сигнала

$$\Delta\nu_{\max} = \frac{c\Delta\lambda}{\lambda_0(\lambda_0 + \Delta\lambda)} = \frac{c\lambda_{\max}\delta\lambda}{\lambda_0(\lambda_0 + \lambda_{\max}\delta\lambda)}, \quad (7.48)$$

где  $\lambda_{\max}$  — значение максимальной нормированной длины волны, взятой из номограммы при заданном значении  $X$ .

**Пример.** Рассмотрим построение номограммы характеристик излучения типового четырехуровневого лазера, имеющего следующие параметры активной среды и резонатора:  $L = 10$  см;  $d = 1$  см;  $\lambda_0 = 1,06 \cdot 10^{-4}$  см;  $n_0 = 1,53$ ;  $\delta\lambda = 10^{-8}$  см;  $E_0/E_{вх} = 0,5$ .

По формуле (7.38) рассчитываем наклон характеристики моды  $m = 0,02$ . Угловую характеристику моды в виде прямой  $OA$  по круговой шкале наносим на номограмму (см. рис. 7.13). Остальные модальные характеристики параллельны прямой  $OA$  и отстоят друг от друга на  $\Delta\Lambda = 0,55$ .

В точках пересечения характеристик моды с кривой нормированной энергии накачки находим нормированные значения минимальной ( $\Delta\Lambda_{\min} = 0,95$ ) и максимальной ( $\Delta\Lambda_{\max} = 0,9$ ) длин волн, а также максимального угла расходимости  $\Gamma_{\max} = 0,075$ . Тогда максимальная расходимость выходного излучения, рассчитанная по формуле (7.47), составит  $\Delta\theta = 22,5$  мрад.

## Глава 8. ГАЗОВЫЕ ЛАЗЕРЫ

### 8.1. Принцип действия лазера на нейтральных атомах гелий-неоновой смеси

**Газовыми** называются лазеры, в которых активной средой являются газ, смесь нескольких газов или смесь газа с парами металла.

Особенностью активной среды, находящейся в газовой фазе, является ее высокая оптическая однородность, что позволяет применять большие оптические длины резонатора и вследствие этого получать высокую направленность и монохроматичность излучения.

Типичный лазер на нейтральных атомах (атомарный) — это газоразрядный гелий-неоновый лазер, в котором используется смесь гелия и неона в соотношении примерно 10 : 1, 5 : 1 при общем давлении в газоразрядной трубке около 80 Па. Вынужденное излучение создается атомами неона, а атомы гелия участвуют лишь в передаче энергии атомам неона (рис. 8.1) [13, 24, 30].

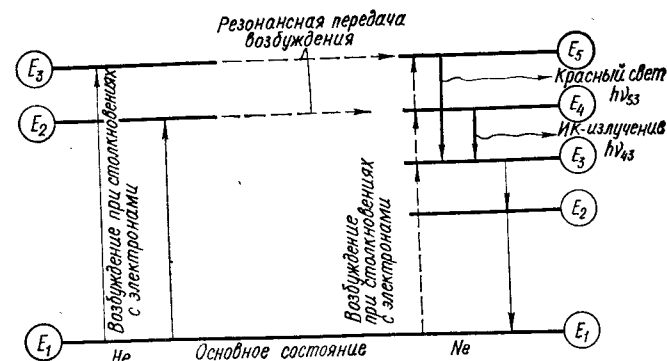


Рис. 8.1. Схема энергетических уровней гелий-неонового лазера

При возбуждении газовой смеси электрическим током (постоянным или переменным с частотой около 30 МГц) возникает тлеющий разряд, подобный разряду в рекламной неоновой лампе. В электрическом разряде часть атомов неона переходит с основного уровня  $E_1$  на долгоживущие возбужденные уровни  $E_4$  и  $E_5$ . Инверсия населенностей создается благодаря большой населенности этих уровней по сравнению с короткоживущим уровнем  $E_3$ . В чистом неоне созданию инверсии населенности мешает метастабильный уровень  $E_2$ , поэтому полезным оказалось введение в рабочую смесь гелия.

Под действием электрического разряда часть атомов гелия ионизируется и образуется плазма, содержащая электроны с большой кинетической энергией. Эти электроны, сталкиваясь с атомами гелия, переводят их из основного состояния  $E_1$  на долгоживущие возбужденные уровни  $E_2$  и  $E_3$ , которые весьма близки к уровням  $E_4$  и  $E_5$  неона. Поэтому при столкновениях возбужденных атомов гелия с невозбужденными атомами неона возникает высокая вероятность *резонансной передачи возбуждения*, в результате чего атомы неона оказываются на уровнях  $E_4$  или  $E_5$ , а атомы гелия возвращаются в основное состояние. Вероятность возбуждения атомов неона до уровней  $E_2$  и  $E_3$  за счет столкновений с атомами гелия мала, так как энергия этих состояний существенно отличается от энергии уровней  $E_2$  и  $E_3$  гелия. Таким образом, использование вспомогательного газа — гелия дает возможность осуществить дополнительное заселение энергетических уровней неона и получить инверсию населенностей между уровнями  $E_3$  и  $E_4, E_5$ .

Поскольку уровень  $E_3$  неона является короткоживущим (время жизни возбужденного атома неона на уровне  $E_3$  мало), на переходах  $E_4 \rightarrow E_3$  и  $E_5 \rightarrow E_3$  можно получить непрерывную генерацию. Переходу  $E_4 \rightarrow E_3$  соответствует генерация в ближней инфракрасной области с длиной волны 1,153 мкм, а переходу  $E_5 \rightarrow E_3$  — в красной области видимого спектра с длиной волны 0,6328 мкм. Каждый из уровней  $E_3, E_4, E_5$  в действительности состоит из нескольких подуровней, поэтому в диапазоне видимого и инфракрасного спектров гелий-неоновый лазер может содержать большое число ( $\sim 130$ ) спектральных линий. Выделение нужной спектральной линии осуществляется подбором зеркал оптического резонатора, введением в резонатор диспергиру-

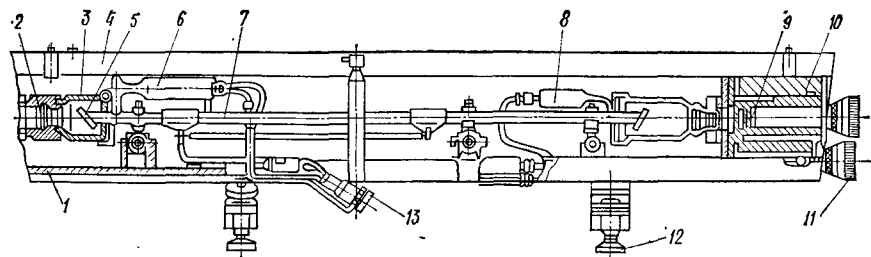


Рис. 8.2. Схема конструкции излучателя гелий-неонового лазера типа ЛГ-36а:

1 — основание; 2 — выходное сферическое зеркало; 3 — обойма; 4 — кожух; 5 — выходное окно; 6 — оксидный катод; 7 — газоразрядная трубка (кювет); 8 — анод; 9 — плоское зеркало; 10 — узел крепления зеркала; 11 — юстировочные винты; 12 — опоры; 13 — разъем

щего или селективно поглощающего элемента, постоянного магнита. Между уровнями  $E_4$  и  $E_5$  неона есть еще один короткоживущий уровень, переход атомов на который с уровня  $E_5$  позволяет получить генерацию на длине волны 3,392 мкм.

В гелий-неоновом лазере рабочая газовая смесь находится в газоразрядной трубке (рис. 8.2), длина которой может достигать 0,2...1 м. Трубка изготавливается из высококачественного стекла или кварца. Мощность генерации существенно зависит от диаметра трубки. Увеличение диаметра ведет к увеличению объема рабочей смеси, что способствует возрастанию мощности генерации. Однако с увеличением диаметра трубки уменьшается электронная температура плазмы, что приводит к уменьшению числа электронов, способных возбуждать атомы газов, что в конечном итоге снижает мощность генерации. Для уменьшения потерь торцы газоразрядной трубки закрыты плоскопараллельными пластинками, которые расположены не перпендикулярно к оси трубки, а так, чтобы нормаль к этой пластинке составляла с осью трубки угол  $i_B = \arctg n$  ( $n$  — показатель преломления материала пластинки), называемый *углом Брюстера* (см. п. 3.4). Особенность отражения электромагнитной волны от границы раздела различных сред под углом  $i_B$  широко применяется в лазерной технике. Установка выходных окон кювета с активной средой под углом Брюстера однозначно определяет поляризацию лазерного излучения. Для излучения, поляризованного в плоскости падения, потери в резонаторе минимальны. Естественно, именно это линейно-поляризованное излучение устанавливается в лазере и является преобладающим.

Газоразрядная трубка помещена в оптический резонатор, который образован зеркалами с интерференционным покрытием. Зеркала закреплены во фланцах, конструкция которых позволяет поворачивать зеркала в двух взаимно перпендикулярных плоскостях при юстировке путем вращения юстировочных винтов. Возбуждение газовой смеси осуществляется путем подачи высокочастотного напряжения с блока питания на электроды. Блок питания представляет собой высокочастотный генератор, обеспечивающий генерирование электромагнитных колебаний с частотой около 30 МГц при мощности в несколько десятков ватт.

Широко распространено питание газовых лазеров постоянным током при напряжении 1000...2000 В, получаемым с помощью стабилизированных выпрямителей. В этом случае газоразрядная трубка снабжается подогревным или холодным катодом и анодом. Для зажигания разряда в трубке используется электрод, на который подается импульсное напряжение около 12 кВ. Это напряжение получают путем разряда конденсатора емкостью 1...2 мкФ через первичную обмотку импульсного трансформатора.

Достоинствами гелий-неоновых лазеров являются когерентность их излучения, малая потребляемая мощность (8...10 Вт) и небольшие размеры. Основные недостатки — невысокий к. п. д. (0,01...0,1 %) и низкая выходная мощность, не превышающая 60 мВт. Эти лазеры могут работать и в импульсном режиме, если для возбуждения использовать импульсное напряжение большой амплитуды при длительности в единицы микросекунд. Главные области практического применения гелий-неоновых лазеров — научные исследования и измерительная техника.

## 8.2. Принцип действия ионного лазера

Из ионных лазеров наибольшее распространение получил аргоновый лазер непрерывного излучения на длине волны 0,48 мкм. Исторически механизм возбуждения ионного лазера был предложен Е. Гордоном в 1964 г. [30]. Ионы аргона образуются в кювете в результате ионизации нейтральных атомов  $Ar II$  током большой плотности ( $\sim 10^3$  А/см<sup>2</sup>).

Инверсия населенностей между верхним ( $4p$ ) и нижним ( $4s$ ) рабочими уровнями создается следующим образом. Уровень  $4p$ , имеющий по сравнению с уровнем  $4s$  большее время жизни, заселяется ионами аргона за счет их столкновения с быстрыми электронами в газовом разряде и за счет переходов возбужденных ионов из группы расположенных выше уровней  $5p$ . В то же время уровень  $5p$ , обладающий очень коротким временем жизни (примерно в 25 раз меньше, чем время жизни уровня  $4p$ ), быстро опустошается за счет возвращения ионов в основное состояние. Так как уровни  $5p$ ,  $5s$ ,  $4p$  состоят из групп подуровней, генерация может происходить одновременно на нескольких длинах волн: от 0,45 до 0,515 мкм (рис. 8.3). Итак, инверсия населенностей в аргоновом лазере возникает благодаря интенсивной ионизации атомов  $Ar II$  и преимущественному очищению нижнего рабочего уровня.

Особенности конструкции аргонового лазера обусловлены тем, что для его работы требуется пропускать через газ ток большой плотности, поскольку вначале нужно ионизировать нейтральные атомы аргона. Поэтому необходимо предусмотреть эффективную систему теплоотвода от газоразрядной трубки (рис. 8.4). Газовый разряд создают в тонком капилляре  $\varnothing$  5 мм, охлаждаемом жидким хладагентом. Рабочее давление газа порядка 220 Па. Для увеличения концентрации электронов в центре капилляра в разрядном промежутке с помощью магнитов создается магнитное поле, которое сжимает разряд и не дает ему касаться стенок капилляра. Катод эмитирует электроны, которые под действием электрического напряжения, приложенного между катодом и анодом, движутся по капилляру к аноду. При этом газ в капилляре тоже начинает перемещаться от катода к аноду, что может

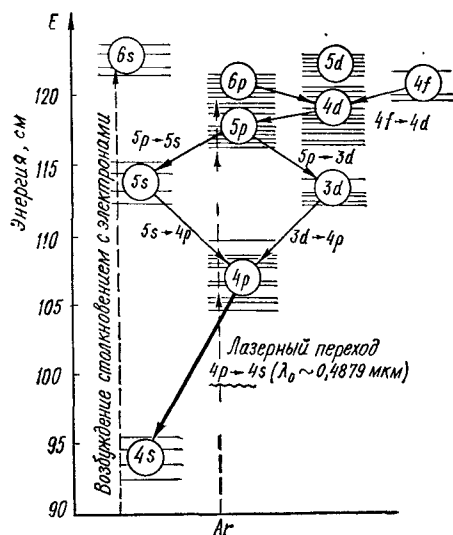


Рис. 8.3. Схема энергетических уровней и квантовые переходы между уровнями аргона ( $4p \rightarrow 4s$  — устойчивый лазерный переход на  $\lambda_0 = 0,4879$  мкм)

генерации в ультрафиолетовой области спектра. Кювет представляет собой замкнутый контур, одну из сторон которого составляет капилляр в виде вторичной обмотки одновиткового высокочастотного трансформатора. В этом кювете нет электродов, которые, как правило, загрязняют примесями активную среду. Другими достоинствами этой конструкции являются снижение внутренних шумов и сравнительно малое уширение спектральной линии.

Блок питания ионного лазера представляет собой мощный (около 10 кВт) выпрямитель, выходное напряжение которого составляет 200...400 В. Можно использовать также высокочастотное возбуждение,

привести к гашению разряда, так как у анода давление газа значительно повышается. Для выравнивания давления по длине капилляра катодную и анодную полости газоразрядной трубки соединяют обводной трубкой, обеспечивающей циркуляцию газа.

В первых ионных лазерах использовались кварцевые капилляры, срок службы которых не превышал 100 ч. В более поздних конструкциях применялись металлокерамические капилляры. Перспективными являются капилляры на основе окисей бериллия, работающие около 1000 ч [24, 30].

Значительным достижением в конструкции ионных лазеров явилось создание излучателя с кольцевым разрядом и получение

при котором возрастает долговечность капилляра за счет того, что ионы, бомбардирующие его стенки, при движении в высокочастотном поле не успевают приобрести большой скорости.

В настоящее время аргонные ионные лазеры являются самыми мощными источниками непрерывного когерентного излучения в ультрафиолетовом и видимом диапазонах спектра. Созданы лазеры с мощностью излучения 150 Вт. Теоретические оценки показывают, что мощность этих лазеров может быть увеличена до нескольких сотен ватт. Широкому распространению мощных аргонных лазеров мешают их высокая стоимость, сложность, малый к. п. д. ( $\sim 0,1\%$ ) и большая потребляемая мощность (3...5 кВт). Аргонный лазер в сравнении с гелий-неоновым лазером имеет некоторые особенности:

1. Кривая коэффициента усиления  $G(\nu)$  в разряде постоянного газа асимметрична из-за доплеровского сдвига, связанного со скоростью дрейфа ионов к аноду.

2. Ширина «провала» Лэмба — Беннета на кривой усиления равна 100 МГц и превышает естественную ширину линии, что приводит к значительной конкуренции мод и неустойчивой генерации излучения.

Основными областями применения аргонных лазеров являются фотохимия, лазерная технология и медицина. Особенно перспективно использование в медицине коротковолнового ультрафиолетового излучения с длиной волны 0,26 мкм, которое на 90 % поглощается нуклеиновыми кислотами и только на 10 % — белками. В этом случае лазерное излучение, получаемое удвоением частоты аргонного лазера, оказывается эффективнее рентгеновского и  $\gamma$ -излучений. В последнее время разработан также кадмий-гелиевый лазер, отличающийся низкими пороговыми мощностями питания (около 70 Вт) и большой мощностью излучения ( $P_{\text{вых}} \sim 0,3...0,4$  Вт) на длине волны 0,839 мкм [24].

### 8.3. Принцип действия молекулярного лазера

Атомные и ионные лазеры имеют низкий к. п. д. в связи с тем, что верхний рабочий уровень расположен очень высоко над основным состоянием, и, следовательно, в процессе возбуждения принимает участие лишь малая доля общего числа электронов. С точки зрения повышения к. п. д. газоразрядных лазеров желательно, чтобы рабочие уровни были расположены по возможности ниже. В качестве таких уровней целесообразно использовать колебательные уровни молекул  $\text{CO}_2$ ,  $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{D}_2\text{O}$ ,  $\text{CH}_3$ ,  $\text{HCN}$ .

Первенство в получении генерации на молекулах  $\text{CO}_2$  принадлежит С. К. Пателу. Почти за два года (1964—1965 гг.) он получил мощность непрерывного излучения газового лазера сначала 220 Вт, затем 450 и 925 Вт на смеси  $\text{CO}_2\text{-N}_2\text{-He}$  с к. п. д.  $\sim 10\%$ . Для того времени это было сенсацией, если сравнить эти результаты с мощностью около 2 мВт у гелий-неонового лазера.

Молекула  $\text{CO}_2$  имеет три частоты собственных колебаний, которым соответствуют уровни  $E_3$ ,  $E_4$  и  $E_5$ . Заселение этих уровней в газовом разряде происходит вследствие трех основных процессов. Первый из них — возбуждение молекул  $\text{CO}_2$  при их соударениях с быстрыми электронами. Использование такого механизма возбуждения позволяет

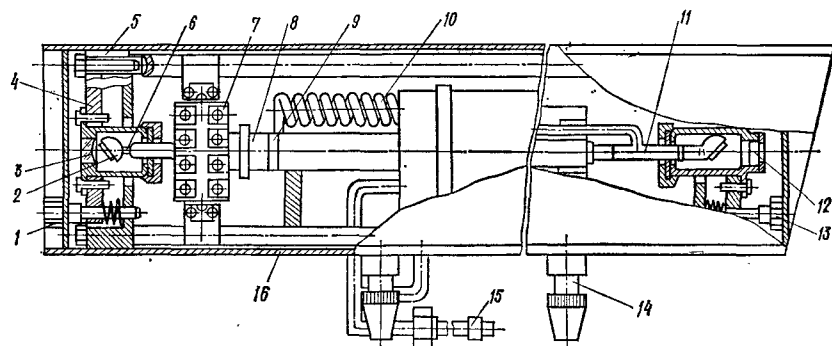


Рис. 8.4. Схема конструкции излучателя аргонного лазера типа ЛГ-106: 1, 13 — юстировочные винты; 2 — окно трубки; 3 — сферическое зеркало; 4 — юстировочная головка; 5 — кронштейн; 6 — капилляр газоразрядной трубки; 7 — клеммная колодка; 8 — магнит; 9 — катод; 10 — спираль обводного канала; 11 — анод; 12 — выходное зеркало; 14 — горизонтирующая подставка; 15 — штуцер системы охлаждения; 16 — кожух

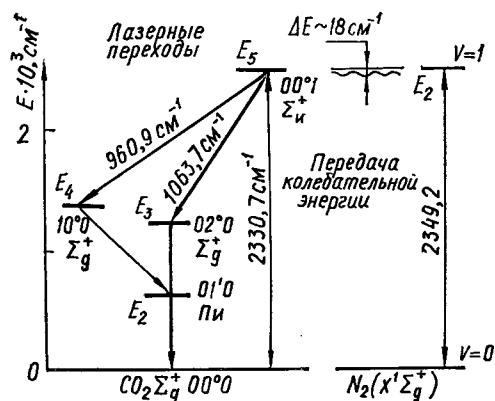


Рис. 8.5. Схема энергетических уровней молекул  $\text{CO}_2$  и  $\text{N}_2$  и квантовых переходов молекулы  $\text{CO}_2$  (индекс « $v$ » обозначает колебательные уровни)

населенность уровня  $E_5$  значительно возрастает. Это второй механизм заселения рабочих уровней. Гелий вводится в рабочую смесь для уменьшения ее температуры, это снижает тепловое заселение всех уровней и увеличивает инверсию населенности. Третий механизм дополнительного заселения уровня  $E_5$  молекулы  $\text{CO}_2$  состоит в осуществлении каскадных переходов на этот уровень молекулы  $\text{CO}_2$ , колебательно-возбужденной за счет столкновений с электронами и перешедшей на более высокие энергетические уровни, не показанные на рис. 8.5.

Индукированное излучение в лазере на  $\text{CO}_2$  вызвано переходами  $E_5 \rightarrow E_4$  и  $E_5 \rightarrow E_3$ . Особенностью лазера на  $\text{CO}_2$  является большое время жизни верхнего уровня (порядка  $2,6 \cdot 10^{-3}$  с), благодаря чему этот уровень в отсутствии генерации служит накопителем энергии, которая при мгновенном включении добротности резонатора освобождается в виде мощного импульса. Наиболее интенсивным является переход  $E_5 \rightarrow E_3$  с длиной волны 10,6 мкм, который может почти полностью подавлять лазерную генерацию в переходе  $E_5 \rightarrow E_4$  на длине волны 9,6 мкм. Длина волны 10,6 мкм соответствует окну прозрачности атмосферы, что открывает возможность применения этого излучения в оптической локации.

Каждый из колебательных уровней, показанных на рис. 8.5, упрощен, так как в действительности он представляет собой полосу, включающую до 30 подуровней. Поэтому спектр генерации в лазере на  $\text{CO}_2$  очень сложен, может возникнуть на большом числе переходов и иметь несколько сотен линий. Длины волн генерируемого излучения лежат в интервале 9,2...11,4 мкм.

Существенной особенностью газоразрядной трубки лазера на смеси углекислого газа с азотом является введение непрерывной откачки рабочей смеси. За счет откачки рабочая смесь непрерывно заменяется новой, охлажденной, что улучшает теплоотвод и способствует улучшению мощности излучения. Мощность генерации такого лазера состав-

создать лазер, дающий в непрерывном режиме излучение с мощностью около 10 Вт при к. п. д., равном 10 %. Значительное повышение мощности и к. п. д. достигается добавлением к  $\text{CO}_2$  молекулярного азота и гелия. В газовом разряде происходит интенсивное возбуждение молекул азота до уровня  $E_2$ , который совпадает с уровнем  $E_5$  углекислого газа. Совпадение энергетических уровней азота и  $\text{CO}_2$  почти идеальное (около  $18 \text{ см}^{-1}$ ).

За счет резонансной передачи возбуждения от молекулы азота к молекуле  $\text{CO}_2$

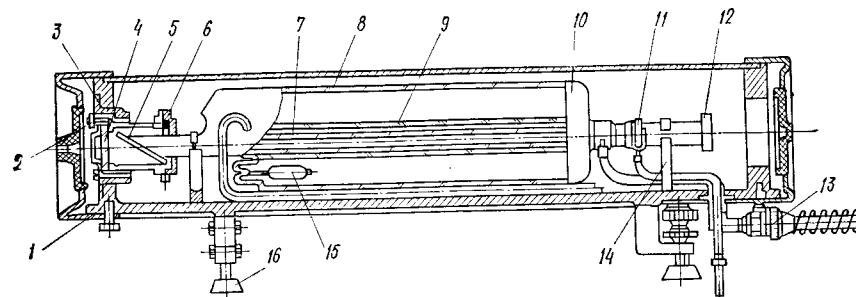


Рис. 8.6. Схема конструкции излучателя молекулярного лазера на  $\text{CO}_2$  типа ЛГ-23:  
1 — основание; 2 — фиксатор; 3 — юстировочный узел; 4 — выходное зеркало; 5 — выходное окно; 6 — манжета; 7 — стеклянный капилляр кювета; 8 — резервуар с газом; 9 — рубашка водяного охлаждения; 10 — кювет; 11 — анод; 12 — внутреннее зеркало; 13 — разъем; 14 — стойка; 15 — катод; 16 — опора

ляет 10...20 Вт. Основная трудность заключается в разработке надежной конструкции зеркал и окон кювета.

Генерацию с мощностью в десятки ватт можно получить в лазерах на  $\text{CO}_2$  с отпаянной трубкой. Длина разрядной трубки такого лазера составляет несколько десятков сантиметров, потребляемая им мощность невелика: менее 100 Вт (рис. 8.6).

Значительно большую мощность (больше 100 Вт) можно создать с помощью лазера из секционированной газоразрядной трубки. Использование сравнительно коротких секций, на каждую из которых подается электрический ток, дает возможность упростить зажигание и поддержание тлеющего разряда при большой общей длине газоразрядной трубки, достигающей нескольких метров.

Одной из особенностей лазера на  $\text{CO}_2$  является независимость выходной мощности и к. п. д. от диаметра разрядной трубки, что позволяет применять газоразрядные трубки большого диаметра (40...70 мм), для которых легче выполнить систему охлаждения. Увеличение длины разрядной трубки приводит примерно к пропорциональному увеличению мощности.

Таким образом, в режиме непрерывной генерации можно достичь мощности лазера в десятки киловатт при к. п. д. до 30 % (теоретический предел — около 40 %).

Лазеры на  $\text{CO}_2$  находят широкое применение в нелинейной оптике и в технологических установках. В технологических целях используются также молекулярные лазеры на азоте, генерация в котором наблюдается при возбуждении молекул в сильноточном высоковольтном разряде. Мощности излучения некоторых отечественных молекулярных лазеров следующие:  $P_{\text{вых}} = 10$  Вт (ОКГ-15);  $P_{\text{вых}} = 40$  Вт (ЛГ-22);  $P_{\text{вых}} = 10$  кВт (ЛГИ-21).

#### 8.4. Коэффициент усиления активной среды и стабилизация частоты излучения

При расчете выходной мощности газовых лазеров в зависимости от условий эксперимента для определения коэффициента усиления активной среды используют уравнение, соответствующее либо чисто однородному, либо чисто неоднородному [24, 30] уширению спектральной



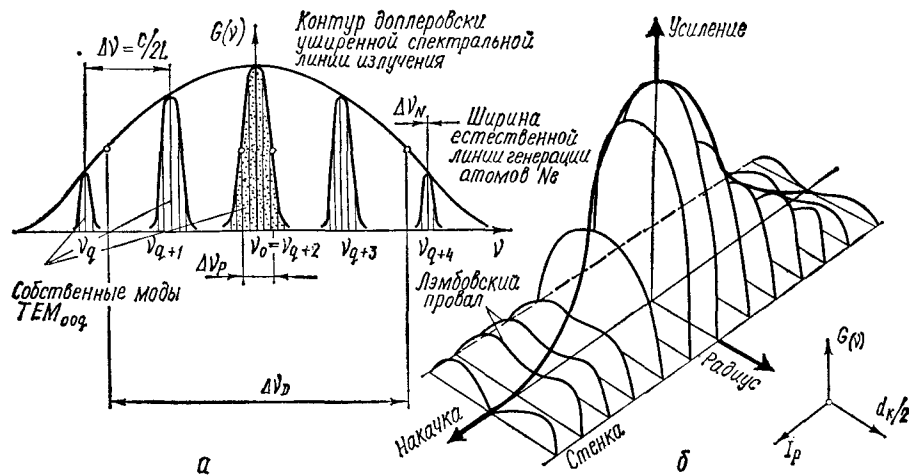


Рис. 8.7. Сравнение структуры мод  $TEM_{mq}$  типового резонатора с формой и шириной спектральной линии излучения газового лазера (а) и пространственная поверхность контура усиления в функции радиальной координаты и параметра накачки (б)

линии рабочего перехода. Вероятнее всего нужна аналитическая зависимость, которая более бы соответствовала условиям работы газовых лазеров.

Реальный контур спектральной линии рабочего перехода возникает в результате одновременного действия естественного уширения и эффекта Доплера, которые с учетом принципа суперпозиции рассматриваются как независимые друг от друга причины уширения спектральной линии (рис. 8.7, а). Тогда коэффициент квантового усиления  $G(\nu)$  — величина, характеризующая усиленные свойства активной среды, как функция плотности излучения  $\rho_\nu$  определяется зависимостью [30]

$$G(\nu) = G_{\max} \frac{\Delta\nu_N}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \left\{ (\nu - \nu_0)^2 + \left( \frac{\Delta\nu_N}{2} \right)^2 \left[ 1 + \frac{\rho_\nu}{B} \right] \right\}^{-1} \times \exp \left\{ - \left[ \frac{2\sqrt{\ln 2}}{\Delta\nu_D} (\nu - \nu_0) \right]^2 \right\} d\nu, \quad (8.1)$$

где  $\nu$  — частота в пределах спектральной линии рабочего перехода;  $G_{\max}$  — коэффициент усиления на резонансной частоте  $\nu_0$ ;  $\Delta\nu_N$  и  $\Delta\nu_D$  — ширины естественной и доплеровской спектральной линии излучения соответственно (на уровне 0,5);  $B$  — параметр насыщения.

Возможно упрощение равенства (8.1). Обозначив:

$$F = 1 + \frac{\rho_\nu}{B}; \quad \eta = \frac{\Delta\nu_N}{\Delta\nu_D} \sqrt{F \ln 2}; \quad b = \frac{2(\nu - \nu_0)}{\Delta\nu_N \sqrt{F}}; \quad y = \frac{2(\nu - \nu_0)}{\Delta\nu_N \sqrt{F}},$$

получим

$$G(\nu) = \frac{G_{\max}}{\pi \sqrt{F}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{y^2 + 1} \exp \{ - [\eta(b - y)]^2 \} dy.$$

Интеграл в этой формуле является действительной частью комплексной функции, определяющей дисперсионные свойства газовых лазеров

[30]:  $\varphi(\eta, b) = j \int_{-\infty}^{\infty} \exp \{ - [\eta(b - y)]^2 \} \frac{dy}{1 - jy}$ , которая не может быть проинтегрирована в общем виде. Ее действительная и мнимая части табулированы. Для практических расчетов можно получить аналитическое выражение  $G(\nu)$ . Функция  $\varphi(\eta, b)$  приводится к виду

$$\varphi(\eta, b) = 2\sqrt{\pi} \exp[\eta(1 - jb)]^2 \int_{\eta(1 - jb)}^{\infty} \exp(-z^2) dz.$$

Вводя интеграл вероятностей Гаусса

$$\Phi(b) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^b \exp(-z^2) dz,$$

для комплексного аргумента  $z$  получаем

$$\varphi(\eta, b) = \pi \exp[\eta(1 - jb)]^2 \{ 1 - \Phi[\eta(1 - jb)] \}.$$

В реальных газовых лазерах  $0 \leq \Delta\nu_N/\Delta\nu_D \leq 0,1$  (например, для гелий-неонового лазера с  $\lambda = 0,6328$  мкм  $\Delta\nu_N \approx 100 \dots 200$  МГц и  $\Delta\nu_D \approx 1500$  МГц). Тогда, представляя интеграл вероятности при малом значении параметра степенным рядом и ограничиваясь членами первого порядка, находим действительную часть  $\varphi(\eta, b)$  в виде

$$\operatorname{Re} \varphi = \pi \exp[-(\eta b)^2] (1 - 2\eta/\sqrt{\pi}).$$

Из равенства (8.1) с учетом  $\operatorname{Re} \varphi$  следует

$$G(\nu) = G_{\max} \left( 1 + \frac{\rho_\nu}{B} \right)^{-1/2} \exp \left\{ - \left[ \frac{2\sqrt{\ln 2}}{\Delta\nu_D} (\nu - \nu_0) \right]^2 \right\} \times \left( 1 - \frac{2\Delta\nu_N \sqrt{\ln 2}}{\sqrt{\pi} \Delta\nu_D} \sqrt{1 + \frac{\rho_\nu}{B}} \right). \quad (8.2)$$

Таким образом, уравнение для определения коэффициента усиления

$$G(\nu) = G_{\max} \exp \left\{ - \left[ \frac{2\sqrt{\ln 2}}{\Delta\nu_D} (\nu - \nu_0) \right]^2 \right\}, \quad (8.3)$$

полученное В. Беннетом [30], является частным случаем уравнения (8.2) при  $\Delta\nu_N/\Delta\nu_D \rightarrow 0$ . Учтя, что в предельном случае насыщение объема газоразрядной трубки значительно, т. е.  $B \gg 1$ , получим аналогичный результат для приближенных расчетов коэффициента усиления [6].

Нормированный коэффициент усиления

$$K = \frac{G(\nu)}{G_{\max}} = \exp \left\{ - \left[ \frac{(\nu - \nu_0)}{0,6\Delta\nu_D} \right]^2 \right\}, \quad (8.4)$$

где  $\Delta\nu_D$  будет уже полной шириной линии на половине максимального значения доплеровской кривой усиления, а постоянная

$$G_{\max} = \sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}} \frac{\lambda_0^2}{\Delta\nu_D} \frac{g_2 A_{21}}{4\pi} \left( \frac{N_2}{g_2} - \frac{N_1}{g_1} \right)$$

определяет относительное усиление в центре линии. В диапазоне  $0 \leq \Delta\nu_N/\Delta\nu_D \leq 0,3$ , который соответствует условиям работы большинства реальных газовых лазеров, максимальная ошибка в определении  $G(\nu)$  по формуле (8.2) не превышает 10 % [18].

Известно, что мощность газового лазера на смеси гелия с неоном при увеличении тока разряда (тлеющий разряд постоянного тока) вначале растет, достигая максимума, и затем падает [30]. Таким же образом изменяется и усиление газового лазера. Ход кривой усиления от тока разряда можно объяснить так. При малом токе разряда роль ступенчатых процессов (ступенчатого возбуждения и ионизации) мала. Роль усиления определяется в основном повышением концентрации метастабильных состояний гелия и увеличением вероятности соударения атомов неона с возбужденными атомами гелия из-за повышения температуры газа. В дальнейшем ступенчатое заселение нижнего рабочего уровня подавляет увеличение усиления и приводит к его падению. Происходит так называемый эффект «выгорания» кривой усиления. При неоднородном уширении спектральной линии вынужденное излучение, проходя кювет, взаимодействует не со всеми возбужденными частицами, а лишь с теми из них, контур излучения которых содержит генерируемую частоту. По этой причине возникает насыщение этой группы частиц и на спектральной линии образуется провал усиления. С увеличением пути, проходимого излучением в веществе, глубина провала возрастает. Если возбуждение велико и коэффициент усиления превышает потери в очень широкой полосе, то возможно независимое усиление множества частот, каждая из которых образует на линии  $G(\nu)$  свой провал (рис. 8.7, б). Провал в центральной части спектральной кривой впервые предсказал У. Лэмб, а экспериментально обнаружил В. Беннет [29, 30].

Если бы увеличение и уменьшение усиления зависело от ступенчатых процессов соударения атомов, то зависимость  $G_{\max}L = G(I_p)$  имела бы резко выраженный экстремум. Эксперименты показывают, что эта зависимость очень плавная: при изменении тока разряда  $I_p$  от 20 до 200 мА  $G_{\max}L$  меняется от 2 до 3 %, что объясняется каскадными переходами с уровней  $E_4$  и  $E_3$  на основной уровень неона. Экспериментальные значения коэффициента усиления в гелий-неоновом лазере с длиной резонатора 50 см при  $\lambda_0 = 0,6328$  мкм и диаметре канала газоразрядной трубки 0,3 см составляют в среднем 2,6 % (см. рис. 8.10, а).

В общем случае контур усиления в газовых лазерах имеет более сложную зависимость от скорости возбуждения, диаметра трубки и давления газов в ней, механизма возбуждения уровней. В. Беннет для наглядности представил коэффициент усиления в виде пространственной поверхности  $G(d, I_p)$  [30] как функцию радиальной координаты газоразрядной трубки и параметра накачки  $I_p$  (см. рис. 8.7, б). Эта функция имеет максимальное значение на оси трубки. При бо-

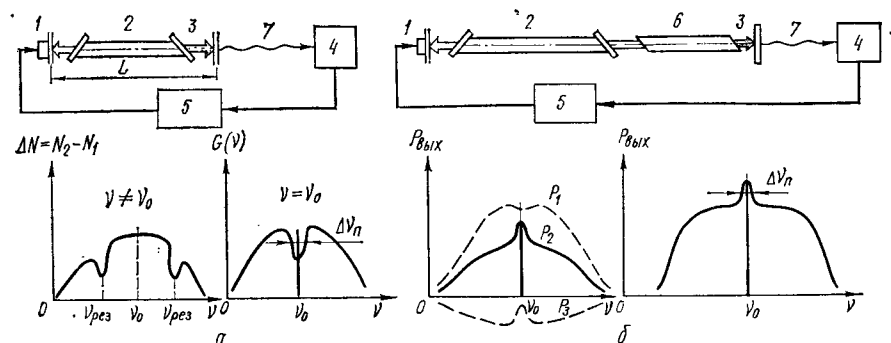


Рис. 8.8. Методы стабилизации частоты по «провалу» Лэмба — Беннета в газовом лазере (а) и в газовом лазере с нелинейно-поглощающей ячейкой (б): 1 — зеркало резонатора с пьезокерамикой; 2 — кювет с активной средой; 3 — стоячая волна; 4 — приемник излучения; 5 — следящая система подстройки частоты; 6 — поглощающая ячейка; 7 — вынужденное излучение;  $P_1, P_2, P_3$  — мощности в элементах 1...3 схемы

лее высоких скоростях возбуждения радиальный профиль становится более плоским, пока, наконец, на оси не появляется лэмбовский провал и система становится поглощающей на оси, но все еще имеет усиление вне оси. Это свойство системы приводит при высоких уровнях возбуждения к избирательному отбору нечетно-симметричных мод.

Основной метода стабилизации частоты лазера является источник когерентного монохроматического излучения с узкой спектральной линией — газовый лазер, частота которого системой автоматического регулирования настраивается на экстремум узкой спектральной линии излучения — репер.

В стабилизированных по частоте лазерах главными элементами схем являются: частотный дискриминатор, преобразующий отклонение частоты в сигнал рассогласования ошибки; следящая система, анализирующая, усиливающая и подстраивающая этот сигнал; исполнительное звено, включенное на выходе цепи отрицательной обратной связи, которое уменьшает сигнал рассогласования до нуля.

Реакция всех звеньев следящей системы целиком зависит от ее полосы пропускания, которая, в свою очередь, определяется спектром подавляемых частотных флуктуаций лазера. На коэффициент цепи обратной связи  $k_{o.c.}$  влияют дрейф частоты, чувствительность фотоприемника, крутизна амплитудно-частотной характеристики. Практически  $k_{o.c.} \sim 10^5$ . В качестве исполнительного звена применяются отражательные элементы с пьезокерамикой, изменяющие длину резонатора. Дискриминатор представляет собой атомные или молекулярные резонансы — реперы стабильной частоты. Воспроизводимость частоты его не должна превышать требуемое значение более чем в  $10^2 \dots 10^4$  раз [13, 24].

Механизм получения узких реперных линий с относительной шириной порядка  $10^{-10}$  заключается в устранении доплеровского уширения за счет долгоживущих переходов с метастабильных уровней. Пик этих резонансных линий точно совпадает с частотой центра атомного или молекулярного квантового перехода (рис. 8.8).

Практически для стабилизации частоты лазеров в качестве репера используют схемы и методы с внутренними и внешними нелинейно-

поглощающими ячейками, резонансы частот в кольцевом и линейном резонаторах, провал Лэмба — Беннета кривой усиления. При этом обязательно учитываются условия получения репера: в первом случае это стоячая световая волна, во втором случае — бегущая волна либо двухволновой режим и конкуренция соседних осевых колебаний в линейном резонаторе.

В режиме генерации неизбежно происходит насыщение усиления. В результате контур спектральной линии усиления изменяется оригинальным образом (см. рис. 8.7). На кривой усиления появляются резонансные максимумы, возникает эффект «выгорания» дырок или провалов в доплеровски уширенной линии. Ширина такого провала на порядок меньше доплеровской ширины контура линии и поэтому его можно использовать для подстройки частоты газового лазера к центру линии усиления (см. рис. 8.8).

Узкие резонансные пики выходной мощности получают также по совпадению контура усиления и линии поглощения в электронно-колебательном спектре паров изотопов йода  $J^{127}$ ,  $J^{129}$ . Для этой цели на главной оптической оси схемы помещают кювет с активной средой газового лазера и ячейку с парами йода. Типовые размеры системы следующие: длина ячейки с йодом — 3 см, резонатора гелий-неонового лазера — 30 см, диаметр луча — 0,1 см. Превышение пика над кривой мощности составляет 0,1 %, его ширина — 3...5 МГц. В такой системе достигнута относительная стабильность частоты  $2 \cdot 10^{-12}$  при времени усреднения 10 с и воспроизводимость частоты  $5 \cdot 10^{-11}$ .

Для устранения влияния отраженного от элементов конструкции излучения применяют оптические развязки: разведение в пространстве прямого и отраженного лучей, поляризаторы, невзаимные элементы и т. д. В. С. Летохов и В. П. Чеботаев в 1972 г. достигли воспроизводимости в оптическом диапазоне  $3 \cdot 10^{-14}$  Гц, что позволило уточнить измерения фундаментальных констант физики \*. В частности, получено значение скорости света  $c = \pm 299\,792\,458$  м/с с относительной погрешностью  $\Delta c/c = \pm 4 \cdot 10^{-9}$ , что в 100 раз превышает точность измерения скорости света другими методами.

### 8.5. Расчет газового лазера

Для расчета используется теоретическая модель газовых лазеров, предложенная У. Лэмбом [30], согласно которой электромагнитное поле в резонаторе описывается уравнениями Максвелла, а свойства активной среды учитываются матрицей плотности. Поэтому этот метод исследования назван У. Лэмбом *полуклассической теорией* самосогласованного поля. Рассмотрим краткое изложение этого метода. Кстати, это явится удачной иллюстрацией и приложением теоретических вопросов, рассмотренных в гл. 2.

Вначале вычисляется электромагнитное поле в резонаторе с учетом того, что источником его является макроскопическая поля-

ризация газовой смеси. Связь поля с поляризацией определяется уравнениями Максвелла, затем производится квантовый расчет поляризации с учетом взаимодействия дипольных моментов атомов с полем. Подставляя полученные результаты в классические уравнения поля, находят систему уравнений самосогласованного поля, решение которой описывает поведение системы. Такова схема аналитических исследований. Этот подход позволяет последовательно изучить целый ряд тонких физических явлений: лазерного эффекта захвата и сдвига частот, конкуренцию мод, провалы спектральной линии излучения и т. д.

При вычислении поляризации  $P$  следует иметь в виду, что поле в резонаторе определяется возмущенными волновыми функциями отдельных атомов, создающих поляризацию среды. Предполагается, что активная среда состоит из движущихся атомов, взаимодействующих только с электромагнитным полем. Каждый атом в момент времени  $t_0$  имеет скорость  $v$  и координату  $r_0$ . При движении в момент времени  $t$  атом попадает в точку пространства с координатой  $r$ . Считается, что у каждого атома имеется только два энергетических уровня:  $E_m$  и  $E_n$  ( $E_n > E_m$ ), между которыми разрешен переход с частотой  $\omega_{nm}$ .

Предположим, что в момент  $t_0$  атом возбуждается (столкновение второго рода, резонансное поглощение энергии либо бомбардировка электронами и т. д.) в верхнее состояние  $E_n$ . Вначале определяем вклад, вносимый таким атомом в макроскопическую поляризацию, а затем обобщаем полученный результат на все атомы, которые движутся в другие моменты времени с другими скоростями. Гамильтониан взаимодействия атомов с полем в момент времени  $t$  определяется матричным элементом дипольного перехода

$$H(t) = -E[r_0 + v(t - t_0), t] \vec{D}_{mn}, \quad (8.5)$$

где  $E$  — напряженность электрического поля;  $\vec{D}_{mn} = \int \Psi_m \vec{cr} \Psi_n d\mathbf{q}$  — матричный элемент дипольного перехода между состояниями  $E_n$  и  $E_m$ .

Среднее значение дипольного момента двухуровневого атома можно представить в зависимости от матрицы плотности:  $\langle \vec{D} \rangle = D_{mn}(\rho_{mn} + \rho_{nm}) = \text{Sp}(\vec{D}_{mn}\rho)$ . Если невозмущенные стационарные волновые функции атома в чистых состояниях равны  $|\Psi_m\rangle$  и  $|\Psi_n\rangle$ , то матричные элементы гамильтониана  $H(t)$  имеют вид:

$$\langle \Psi_m | H(t) | \Psi_n \rangle = \langle \Psi_n | H(t) | \Psi_m \rangle = 0.$$

Если же имеет место дипольный переход между состояниями  $E_n$  и  $E_m$ , то

$$\langle \Psi_m | H(t) | \Psi_n \rangle = \langle \Psi_n | H(t) | \Psi_m \rangle = \vec{E} D_{mn}.$$

Квадратная матрица плотности, записанная в виде

$$\rho(m, r_0, t_0, v, t) = \begin{vmatrix} \rho_{mm} & \rho_{mn} \\ \rho_{nm} & \rho_{nn} \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} |m|^2 & m n^* \\ m^* n & |n|^2 \end{vmatrix}, \quad (8.6)$$

\* См.: Летохов В. С., Чеботаев В. П. Квантовые стандарты частоты оптического диапазона // Квант. электроника. — 1974. — № 2. — С. 245—267.

удовлетворяет уравнению движения для смешанных состояний

$$\partial \rho / \partial t = -j[H, \rho] - 0,5[D_v \rho + \rho D_v],$$

где  $|m|^2 = mm^*$ ,  $|n|^2 = nn^*$  соответствуют вероятностям нахождения атомов на верхнем  $E_n$  и нижнем  $E_m$  уровнях;  $mn^*$ ,  $m^*n$  характеризуют поляризацию  $P$ ;  $H = \begin{bmatrix} E_m W(t) \\ W(t) E_n \end{bmatrix}$  — матрица гамильтониана, возмущенного во времени;  $W(t) = -ED_{mn}/\hbar$  — возмущение;  $E_m$ ,  $E_n$  — собственные значения невозмущенного гамильтониана  $H_0$ ;  $D_v = \begin{bmatrix} \gamma_m 0 \\ 0 \gamma_n \end{bmatrix}$  — диагональная матрица коэффициентов радиационного экспоненциального затухания  $\gamma_m$  и  $\gamma_n$ .

Необходимо найти решение уравнения (8.6), удовлетворяющее начальному условию

$$\rho(m, r_0, t_0, v, t) = \rho(m) = \begin{vmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{vmatrix} \text{ при } t = t_0. \quad (8.7)$$

Для получения макроскопической поляризации  $P(r, t)$  необходима суперпозиция поляризаций всех атомов, находящихся в состояниях  $m$  и  $n$  в момент времени  $t$  на координате  $r$ . Элементы матрицы плотности из матричных уравнений движения имеют вид

$$\left. \begin{aligned} \partial \rho_{mn} / \partial t &= -j\omega \rho_{mn} - \gamma_{mn} \rho_{mn} + jW(t)(\rho_{mm} - \rho_{nn}); \\ \partial \rho_{mm} / \partial t &= -\gamma_m \rho_{mm} + jW(t)(\rho_{mn} - \rho_{nm}); \\ \partial \rho_{nn} / \partial t &= -\gamma_n \rho_{nn} - jW(t)(\rho_{mn} - \rho_{nm}); \\ \rho_{nm} &= \rho_{mn}^*; \\ \gamma_{mn} &= (\gamma_m + \gamma_n)/2; \quad \hbar\omega = E_m - E_n > 0. \end{aligned} \right\} \quad (8.8)$$

Эти уравнения решаются методом последовательных приближений. Нулевое приближение определяет  $\rho_{mm}$  и  $\rho_{nn}$  при подстановке  $\rho_{mn} = 0$  во второе и третье уравнения системы (8.8). Подставив полученные значения  $\rho_{mn}$  и  $\rho_{nm}$  в первое уравнение, найдем первое приближение  $\rho_{mn}^{(1)}$ ,  $\rho_{nm}^{(1)}$ . Второе приближение  $\rho_{mn}^{(2)}$ ,  $\rho_{nm}^{(2)}$  находится подстановкой  $\rho_{mn}^{(1)}$ ,  $\rho_{nm}^{(1)}$  во второе и третье уравнения системы и т. д. Сложность вычислений возрастает по мере определения все более высоких порядков, однако можно ограничиться первым и третьим приближениями матрицы плотности:

$$\rho_{mn}^{(1)} = j \int_{t_0}^t W(t') \exp[(\gamma_{mn} + j\omega)(t' - t) + \gamma_m(t_0 - t')] dt'; \quad (8.9)$$

$$\rho_{mn}^{(3)} = j \int_{t_0}^t W(t') (\rho_{mm}^{(2)} - \rho_{nn}^{(2)}) \exp[(\gamma_{mn} + j\omega)(t' - t)] dt'. \quad (8.10)$$

Важным результатом являются значения общей поляризации

$$P_{(z,t)}^{(1)} = P(m, z, v, t) + P(n, z, v, t) \quad (8.11)$$

либо

$$P_{(z,t)}^{(1)} = D_{mn} \int_{-\infty}^{\infty} W(v) [\rho_{mn}^{(1)}(m, z, v, t) + \rho_{mn}^{(1)}(n, z, v, t) + \text{комплексно-сопряженная величина}] dv. \quad (8.12)$$

Вычисляя пространственную Фурье-компоненту общей поляризации  $P(z, t)$  и принимая распределение  $W(t)$  максвелловским, получаем пороговую инверсию населенностей

$$\Delta N_{\text{пор}} \simeq \frac{\epsilon_0 \hbar v \rho_v (\beta_{\text{дис}} + \tau_\lambda)}{2\pi L \Phi(\eta, b) |D_{mn}|^2}, \quad (8.13)$$

где

$$\Phi(\eta, b) = j \int_{-\infty}^{\infty} \exp\{-[\eta(b-y)]^2\} \frac{dy}{1-iy} \quad (8.14)$$

— комплексная табулированная функция, определяющая дисперсионные свойства плазмы газового лазера.

Теоретическая модель газового лазера [30] дает неточные результаты при описании спонтанного излучения внутри резонатора, при вычислении ширины полосы колебаний системы и определении степени когерентности лазерного излучения. Для определения характеристик и параметров определенного класса газовых лазеров малой мощности воспользуемся методикой инженерного расчета.

Эта методика предполагает расчет приближенных значений основных параметров и характеристик маломощных газоразрядных лазеров на нейтральных атомах, парах металлов и ионах. Степень приближения формул достаточна для технического проектирования подобного класса квантовых приборов. За основу расчета принимаются условия: достижение минимального уровня дифракционных потерь основной моды  $TEM_{00q}$ ;

равенство внутреннего диаметра газоразрядной трубки (кювета)  $d_k$  и диаметра сечения гауссова пучка излучения в резонаторе  $2W_z$  на расстоянии, равном половине длины кювета ( $z = l/2$ ), т. е.  $d_k \simeq 2W_{z=0,5l}$ . Изображение поперечной и продольной структур электромагнитного поля в эквивалентном конфокальном резонаторе \* совмещено со схемой конструкции лазерного излучателя.

**Расчет конструктивных параметров.** Определим габаритные размеры лазерного излучателя — диаметр  $d_k$  и длину  $l$  кювета, длину резонатора  $L$ , диаметр  $2a$  и радиус  $R$  кривизны зеркала (рис. 8.9).

При проектировании газовых лазеров, предназначенных для работы в одномодовом режиме, желательно выбирать значение внутреннего диаметра кювета так, чтобы оно соответствовало малым дифракционным потерям для данного типа колебаний. Известно, что с умень-

\* Эквивалентный конфокальный резонатор — такой конфокальный резонатор, поверхности равной фазы которого совмещаются с поверхностями зеркал рассматриваемого резонатора, а потери у обоих резонаторов одинаковы.

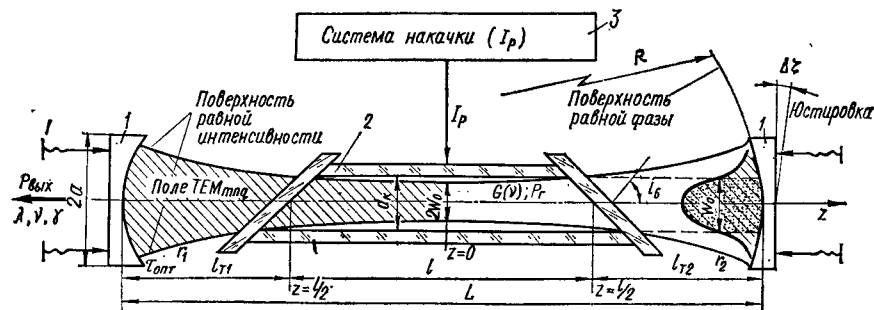


Рис. 8.9. Функциональная схема газового лазера:  
1 — зеркала конфокального резонатора; 2 — кювет с активной средой; 3 — система накачки

шением диаметра трубки усиление активной среды растёт. Но если диаметр кювета по расчетам меньше диаметра перетяжки в поперечной плоскости, проходящей через торец трубки, то дифракционные потери для моды  $TEM_{00}$  существенно увеличиваются. Это приводит к заметному спаду выходной мощности, а в некоторых случаях и к срыву генерации. Оптимальное значение диаметра кювета определяет и размеры конструкции газового лазера. Желательно, в зависимости от длины и расположения разрядной трубки в резонаторах различной конфигурации, определять ее внутренний диаметр  $d_k$ , соответствующий некоторым неизбежным дифракционным потерям.

В общем случае радиус сечения пучка в произвольной поперечной плоскости  $z$  резонатора (см. п. 5.1)

$$W(z) = W_0 [1 + (2z/L_{эк})^2]^{1/2}, \quad (8.15)$$

где  $W_0 = \sqrt{\lambda_0 L_{эк} / (2\pi)}$  — перетяжка (радиус сечения пучка в плоскости  $z = 0$ ), см;  $L_{эк}$  — расстояние между зеркалами эквивалентного конфокального резонатора ( $L = L_{эк}$ ).

Неконфокальный резонатор, образованный сферическими зеркалами с радиусами кривизны  $R$  и расстоянием между ними  $L$ , приводится к эквивалентному конфокальному резонатору с геометрией

$$L_{эк} = \sqrt{L(2R - L)} = 2\pi W_0^2 / \lambda_0. \quad (8.16)$$

Графиком функции  $L_{эк}(L)$  при  $R = \text{const}$  является окружность с радиусом  $R$ , центр которой смещен по оси  $z$  на радиус  $R$ . Например, плоскосферический резонатор с расстоянием между зеркалами  $L$  приводится к эквивалентному конфокальному резонатору, у которого расстояние между зеркалами

$$L_{эк} = 2\sqrt{L(R - L)}. \quad (8.17)$$

Графиками функций  $L_{эк} = f(L)$  при  $R = \text{const}$  и  $L_{эк}(R)$  при  $L_{эк} = \text{const}$  являются соответственно эллипс с полуосями  $(R, R/2)$  и парабола с вершиной в точке  $0, L^*$ . На рис. 8.10, б показан график

\* Графики были предложены и рассчитаны В. И. Матвеевым (см.: Журн. прикл. спектроскопии. — 1967. — Т. 7, вып. 6. — С. 250—256).

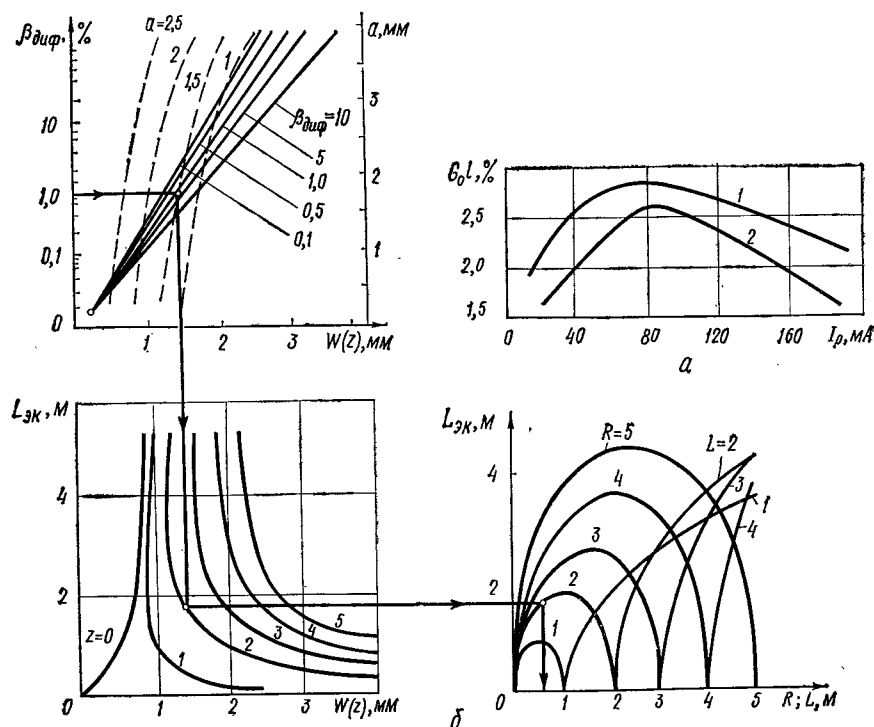


Рис. 8.10. Кривые коэффициента усиления газового лазера (а) и номограмма для расчета его конструктивных параметров (б):  
а: 1 — теоретическая, 2 — экспериментальная кривые

зависимости  $W(z) = f(L_{эк})$ , построенный по формуле (8.17) для гелий-неонового лазера с длиной волны излучения  $\lambda_0 = 0,6328$  мкм в практически важном диапазоне изменения  $z$ . При  $L = \text{const}$  зависимость  $L_{эк}(R)$  представляет собой параболу с вершиной в точке  $0, L/2$ .

Использование рис. 8.10, б дает возможность найти диаметр пучка лазерного излучения — сечения «перетяжки» в любой поперечной оси  $z$  плоскости для указанных типов резонаторов при различных соотношениях  $L/R$ . Аналогично можно определить  $W(z)$  и в неконфокальном резонаторе с зеркалами разных радиусов кривизны. Однако графики  $L_{эк}$  для этого резонатора не приводятся, так как на практике он встречается сравнительно редко.

При заданном радиусе сечения «перетяжки» в поперечной оси  $z$  плоскости по приведенным графикам также легко находится размер диафрагмы, устанавливаемой для селекции мод в той же плоскости, которой соответствуют некоторые дифракционные потери. В конфокальном резонаторе дифракционные потери для моды  $TEM_{00}$  [30]

$$\beta_{диф} \approx 10,9 \cdot 10^{-4,94a^2/(L\lambda_0)}, \quad (8.18)$$

где  $a$  — радиус диафрагмы, устанавливаемой в плоскости зеркала резонатора.

После несложных преобразований из формул (8.15) и (8.18) находим диаметр пятна в плоскости зеркала резонатора ( $z = L/2$ ):

$$2a = 2,25W_0 \sqrt{\lg(10,9/\beta_{\text{диф}})}. \quad (8.19)$$

Из формулы (8.19) следует, что если в произвольной плоскости на расстоянии  $z$  установлена диафрагма с радиусом  $a = d_k/2$  и выполняется условие  $a/W(z) = a/W_{L/2}$ , то дифракционные потери, обусловленные диафрагмами в плоскости зеркала и на расстоянии  $z$ , равны между собой.

Используя равенства (8.15) и (8.19), находим радиус диафрагмы  $a$ , соответствующий некоторому значению дифракционных потерь.

График зависимости  $a(W_z)$  при  $\beta_{\text{диф}} = \text{const}$  изображен на рис. 8.10, б штриховыми линиями. С другой стороны, при  $a = \text{const}$  дифракционные потери  $\beta_{\text{диф}}$  являются функцией  $W(z)$  [зависимость  $\beta_{\text{диф}}(W(z))$  показана на рис. 8.10, б сплошными линиями].

При практическом использовании этих графиков для проектирования газовых лазеров необходимо учитывать следующее.

1. Роль диафрагмы с радиусом  $a$ , устанавливаемой в резонаторе, играют выходные торцы газоразрядной трубки.

2. При симметричном расположении газоразрядной трубки длиной  $l$  относительно зеркал конфокального или симметричного неконфокального резонатора, т. е. при  $z = 0$ ,

$$z_{1,2} = l/2; \quad l \leq L,$$

где  $z_1$  и  $z_2$  — расстояния от плоскости  $z = 0$  до торцов трубки. В этом случае дифракционные потери на торцах одинаковы, так как радиусы пятен в поперечных плоскостях, соответствующих торцам, равны между собой.

3. При смещении плоскости симметрии газоразрядной трубки относительно плоскости  $z = 0$  на величину  $0 \leq p \leq (L - l)/2$

$$z_{1,2} = l/2 + p. \quad (8.20)$$

При этом дифракционные потери обусловлены торцом трубки, которому соответствует большее значение  $z$ .

4. При использовании плоскосферического резонатора необходимо рассматривать дифракционные потери на торце трубки, который расположен ближе к сферическому зеркалу:  $z = l + p$ , где  $p$  — расстояние между плоским зеркалом резонатора и ближайшим к нему торцом трубки, причем  $0 \leq p \leq (L - l)$ .

Отметим, что показанное на рис. 8.10, б семейство графиков дает возможность наглядно проследить влияние параметров  $L$ ,  $R$ ,  $l$  и  $p$  на значение дифракционных потерь  $\beta_{\text{диф}}$  для моды  $\text{TEM}_{00}$  в случае, когда газоразрядная трубка с заданным внутренним диаметром  $d_k$  устанавливается в резонаторах различных типов. С другой стороны, при заданных дифракционных потерях можно определить наиболее рациональную конфигурацию резонатора и его параметры, что значительно облегчает расчеты, связанные с выбором внутреннего диамет-

ра газоразрядной трубки при проектировании малогабаритных газовых лазеров.

Длина кювета определяется из экспериментальной зависимости коэффициента квантового усиления  $G(\nu)$  от диаметра кювета  $d_k$ :

$$l = G(\nu) d_k^n / m_1, \quad (8.21)$$

где

$$m_1 = 1,24 \cdot 10^{-3}; \quad n = 1 \quad \text{при} \quad d_k \leq 3,5 \text{ мм};$$

$$m_1 = 0,4 \cdot 10^{-3}; \quad n = 1,4 \quad \text{при} \quad d_k \geq 3,5 \text{ мм}.$$

Коэффициенты отражения зеркал можно определить из условия стационарности поля в резонаторе и из оптимального значения коэффициента пропускания выходного зеркала:

$$G_0^2 r_1 r_2 = 1; \quad \tau_{\text{лопт}} = 1 - r_2. \quad (8.22)$$

Поскольку коэффициент усиления  $G(\nu)$  газовой активной среды мал, чтобы получить генерацию, необходимо иметь зеркала с большим значением коэффициента отражения. Практически  $r_1 = 0,995$ ;  $r_2 = 0,9...0,95$ , что обеспечивается высоким качеством диэлектрических покрытий.

Существует оптимальный коэффициент пропускания, для которого мощность, излучаемая лазером, будет максимальной (рис. 8.11, а). Аналитически вычислить  $\tau_{\text{лопт}} = \sqrt{G(\nu) \beta_{\text{дис}}} - \beta_{\text{дис}}$  достаточно сложно, так как входящий в полные потери коэффициент диссипативных потерь  $\beta_{\text{дис}}$  флуктуирует и составляет  $\beta_{\text{дис}} = 0,001...0,0025$ .

Если выходная мощность  $P_{\text{вых}}$  определена экспериментально, то достаточно просто построить график зависимости функции  $P_{\text{вых}}$  от суммарных потерь в резонаторе  $P_{\text{вых}} = f(\beta_{\Sigma})$ :

$$\beta_{\Sigma} = \beta_{\text{диф}} + \beta_{\text{дис}} + \tau_{\text{лопт}}$$

где ординаты искомой кривой определяются по формуле

$$P_{\text{вых}} = f(\beta_{\text{диф}}) (1 + \beta_{\text{диф}}/\tau_{\lambda}). \quad (8.23)$$

Здесь  $\tau_{\lambda}$  — коэффициент пропускания выходного зеркала. Практически можно рекомендовать значения коэффициента  $\tau_{\lambda} = 0,015...0,002$  для сферического и плоского зеркал соответственно.

Выходные окна на концах кювета для уменьшения потерь энергии в резонаторе закрепляют под углом Брюстера  $i_B = \arctg n$ , где  $n$  — показатель преломления материала окна.

Критический угол разъюстировки зеркал резонатора определяется зависимостью

$$\Delta \xi = \frac{a - \sqrt{N_{\Phi} \lambda_0 L_{\text{эк}}}}{\chi L_{\text{эк}}}, \quad (8.24)$$

где  $N_{\Phi} = \frac{a^2}{\lambda_0 L}$  — число Френеля;  $\chi = \frac{1 - p/R_{\text{эк}}}{1 - y_1 y_2}$  — безразмерная величина, определяемая конфигурацией резонатора;  $p$  — расстояние от торца кювета до зеркала, причем

$$p_1 + l + p_2 = L. \quad (8.25)$$

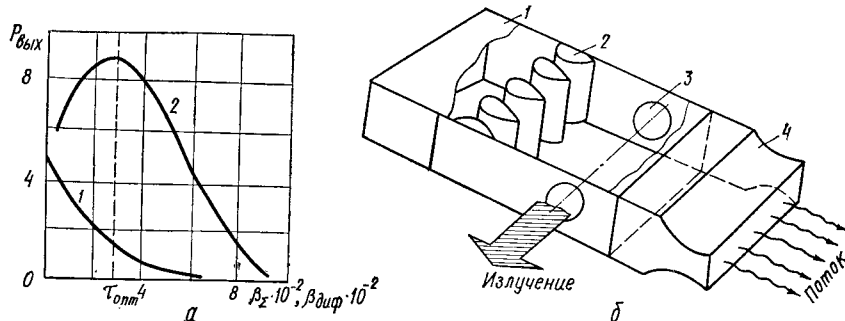


Рис. 8.11. Экспериментальное определение коэффициента пропускания выходного зеркала (а) и схема конструкции газодинамического лазера (б):

а: 1 — зависимость  $P_{\text{вых}} = f(p_{\text{общ}})$ ; 2 — зависимость  $P_{\text{вых}} = \Phi(p_{\text{диф}})$ ; б: 1 — камера сгорания; 2 — сверхзвуковые сопла; 3 — оптический резонатор; 4 — диффузор

При расчете давления в гелий-неоновых лазерах необходимо стремиться к тому, чтобы процесс передачи возбуждения доминировал в направлении от атомов гелия к атомам неона. Этого добиваются увеличением концентрации атомов гелия. Оптимальное соотношение парциальных давлений неона и гелия находится в пределах 1 : 5...1 : 15 при избытке гелия.

На практике установлено, что оптимальный коэффициент усиления активной среды в кюветах диаметром от 1 до 15 мм соответствует значениям

$$p_r d_k \approx 350 \dots 400 \text{ Па} \quad (8.26)$$

при соотношении парциальных давлений

$$p_{\text{He}} + p_{\text{Ne}} = p_r; \quad p_{\text{He}} \sim 5p_{\text{Ne}}, \quad (8.27)$$

где  $p_r$  — полное давление смеси;  $p_{\text{He}}$  — парциальное давление гелия;  $p_{\text{Ne}}$  — парциальное давление неона. Например, при  $d_k = 4 \text{ мм}$   $p_r \approx 90 \dots 120 \text{ Па}$ .

Оптимальное значение разрядного тока в миллиамперах может быть рассчитано по эмпирической зависимости [23]

$$I_D = 3 + 1,5d_k^2. \quad (8.28)$$

**Расчет энергетических характеристик.** Выходную мощность мало-мощных газоразрядных лазеров рекомендуется вычислять по формуле

$$P_{\text{вых}} = B \left( \frac{G_{\text{max}}}{\beta_{\text{диф}} + \tau_{\lambda}} - 1 \right) \tau_{\lambda}, \quad (8.29)$$

где  $B$  — параметр насыщения.

Коэффициент квантового усиления можно определить аналитически [см. (8.3)]:

$$G(\nu) = G_{\text{max}} \exp \left[ - \left( \frac{2 \sqrt{\ln 2} (\nu - \nu_0)}{\Delta \nu_D} \right)^2 \right],$$

где  $G_{\text{max}} = \sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}} \frac{\lambda_0^2}{\Delta \nu_D} \frac{g_2 A_{21}}{4\pi} \left( \frac{N_2}{g_2} - \frac{N_1}{g_1} \right)$  — резонансное значение коэффициента усиления для доплеровски уширенной спектральной линии.

**Расчет спектральных и пространственных характеристик.** Ширина спектральной линии излучения лазера

$$\Delta \nu_N = \frac{8\pi h \nu_0}{P_{\text{вых}}} (\Delta \nu_p)^2$$

определяется также по эмпирической зависимости [12, 23] и выражается в мегагерцах:

$$\Delta \nu_N = 26 + 146 p_r.$$

Ширина доплеровски уширенной спектральной линии

$$\Delta \nu_D = 2\nu_0 \sqrt{2kT \ln 2 / (Mc^2)},$$

где  $M$  — атомная или молекулярная масса.

Расстояние между двумя соседними резонансными пиками резонансной кривой

$$\Delta \nu = c / (2L).$$

Теоретическое значение расходимости может быть определено как

$$\gamma_0 = \lim_{z \rightarrow \infty} \frac{W(z)}{z} = \frac{2}{\sqrt{kR_{\text{эк}}}} \text{ без учета ограничения } z \rightarrow \infty \text{ из-за дифракционных потерь. Если } \beta_{\text{диф}} \text{ учитывать, то расходимость излучения увеличится на}$$

считана так:

$$\gamma_{\text{диф}} \approx 1,22 \lambda_0 / W_0.$$

Для любой  $n$ -й поперечной моды расходимость может быть рассчитана так:

$$\gamma_{m,n} = \frac{2m(n)}{\sqrt{kR_{\text{эк}}}} + \frac{3,83}{ak},$$

где  $m, n$  — индексы моды;  $k = 2\pi/\lambda_0$  — волновое число.

**Пример.** Рассчитать гелий-неоновый лазер с конфокальным резонатором при  $L = R = 100 \text{ см}$ .

Используя формулы изложенной методики, находим конструктивные параметры:  $L = R = 100 \text{ см}$ ;  $r_1 = 1$ ;  $r_2 = 0,95$ ;  $W_0 \sim 0,3 \text{ мм}$ ;  $d_k \sim 8 \text{ мм}$ ;  $a = 5d_k \sim 40 \text{ мм}$ ;  $p_r = 534 \text{ Па}$ ;  $I_D \sim 100 \text{ мА}$ ;  $p_{\text{He}}/p_{\text{Ne}} = 5 : 1$ ;  $i_B = 57^\circ 32'$  (для стекла БК-10).

Критический угол разбюстировки выходного зеркала резонатора  $\Delta \xi = 9,3'$  для параметров резонатора и кювета:  $p_1 = p_2 = 10 \text{ см}$ ;  $l = 80 \text{ см}$ ;  $\chi = 1,25$ . Выходная мощность  $P_{\text{вых}} = 3 \dots 5 \text{ мВт}$ , коэффициент усиления  $G(\nu) \sim 4 \dots 10 \%$  на 1 м соответственно при диаметрах кювета  $d_k \sim 1,4 \dots 0,6 \text{ см}$ ;  $\beta_{\Sigma} = 0,04$ ;  $\beta_{\text{дно}} \approx 0,01$ ;  $\beta_{\text{диф}} \approx 0,015$ . Частотные характеристики следующие:  $\Delta \nu = 150 \text{ МГц}$ ;  $\Delta \nu_p = 0,5 \text{ МГц}$ ;  $\Delta \nu_N \sim 2 \cdot 10^{-3} \text{ Гц}$ ;  $\Delta \nu_D \sim 150 \dots 800 \text{ МГц}$ .

Расходимость излучения основной моды  $\gamma_{00} \approx 1'$ , что соответствует заниженному результату. В действительности расходимость излучения в резонаторе с круглыми зеркалами для первой поперечной моды увеличивается на  $1,49'$  и для второй поперечной моды — на  $1,73'$  соответственно.



## 8.6. Газодинамические лазеры

Газовые лазеры, у которых источниками энергии являются колебательно-возбужденные молекулы, а инверсия населенностей создается путем быстрого расширения предварительно нагретой усиливающей газовой смеси, движущейся со сверхзвуковой скоростью через оптический резонатор, называются *газодинамическими*.

Впервые идею их создания и получение генерации в 1968 г. на  $\lambda_0 = 10,6$  мкм осуществили А. М. Прохоров и В. К. Конюхов [24]. Активной средой в таких лазерах являются газовые смеси молекул углекислого и угарного газов ( $\text{CO}_2$ ,  $\text{CO}$ ), азота и окиси азота ( $\text{N}_2$ ,  $\text{NO}_2$ ), паров воды, кислорода и инертных газов ( $\text{He}$ ,  $\text{Ne}$ ,  $\text{Ar}$ ,  $\text{Kr}$ ).

В основном в газодинамических лазерах используют газовую смесь:  $\text{N}_2$  (80...90 % объемных долей),  $\text{CO}_2$  (5...10 %) и пары  $\text{H}_2\text{O}$  (1...2 %); молекулярный азот — газ с большим временем колебательной релаксации и колебательное возбуждение  $\text{N}_2$  сохраняется даже при высокой температуре ( $T = 1300...1400$  К).

Молекулярный углекислый газ является вторым компонентом смеси. Молекула  $\text{CO}_2$  имеет разрешенный квантовый переход на длине волны  $\lambda_0 = 10,6$  мкм и возбужденный колебательный уровень ее  $00^0 1$  совпадает с колебательным уровнем молекулы азота. Между ними происходит резонансная передача энергии колебательного возбуждения. Таким образом, энергия колебательного движения молекулы азота является резервуаром, откуда черпается энергия для лазерного излучения.

Молекула  $\text{CO}_2$  имеет малое время колебательной релаксации и населенность ее уровней на пути к оптическому резонатору (рис. 8.11, б) близка к равновесной. Только населенность возбужденного уровня  $00^0 1$  поддерживается постоянной за счет столкновений с молекулами  $\text{N}_2$ . Населенность нижнего уровня  $10^0 0$  молекулы  $\text{CO}_2$  ( $E_4 = 1388$  см $^{-1}$ ) при температуре сверхзвукового газового потока  $T = 300$  К мала и поэтому в проходящем через оптический резонатор газе имеет место инверсия населенностей. За время, в течение которого газовая смесь проходит резонатор, каждая молекула  $\text{CO}_2$  совершает три-четыре цикла: переход из основного состояния на уровень  $00^0 1 \rightarrow$  излучательный переход при столкновении с колебательно-возбужденной молекулой и релаксационный переход на основной уровень  $00^0 0$ . Пары  $\text{H}_2\text{O}$  сокращают время жизни молекул  $\text{CO}_2$  на нижнем энергетическом уровне и ускоряют релаксационный переход в основное состояние. Эту же функцию может выполнить гелий с концентрацией  $\sim 40...60$  % при замещении азота (см. рис. 8.5).

Для создания инверсии населенности при быстром расширении газа используется способ пропускания смеси углекислого газа с азотом через сверхзвуковое сопло Лавала [24]. В камеру такого газодинамического лазера (см. рис. 8.11, б) подаются горючее ( $\text{C}_2\text{N}_2$  или  $\text{CO}$ ) и окислитель (воздух). В результате горения образуется горячая газовая смесь, состоящая из углекислого газа и паров воды. Для обеспечения необходимых пропорций газовой смеси (примерно 10 %  $\text{CO}_2$  и 1 % паров  $\text{H}_2\text{O}$ ) и заданной температуры (около 1400 К) в камеру добавляется азот.

Колебательная энергия молекул азота передается в резонансных

столкновениях молекулами углекислого газа. Нагретая газовая смесь быстро адиабатически расширяется и через решетку сверхзвуковых сопел поступает в оптический резонатор. Параметры установки выбирают так, чтобы в резонаторе населенность верхнего колебательного уровня молекул  $\text{CO}_2$  соответствовала температуре в камере, а населенность нижнего уровня — температуре газового потока за соплом. Вследствие высокой плотности потока и его высокой скорости истечения, соответствующей числу Маха около четырех, достигается инверсия, обеспечивающая работу лазера с большой выходной мощностью.

Молекулы  $\text{N}_2$ , проходя через сопло, теряют часть колебательных квантов, а молекулы  $\text{CO}_2$  — практически всю свою энергию. Эффективность сопла оценивается величиной  $\varphi_c \sim 0,5...0,8$ . Это к. п. д. сопла — отношение количества колебательных квантов на выходе из сопла к количеству квантов на входе. В диффузоре, куда газ попадает после резонатора, поток замедляется, и давление в нем поднимается выше атмосферного; поэтому выхлоп отработанного газа осуществляется без откачки.

Газодинамические лазеры, рабочую смесь в которых образуют продукты сгорания, обеспечивают мощности излучения, превышающие в непрерывном режиме 100 кВт [23]. Расход газовой смеси на единицу площади сопла в единицу времени рассчитывается по формуле [24]

$$Q_c = N_0 \left( \frac{2}{k_0 + 1} \right)^{1/(k_0 - 1)}, \quad (8.30)$$

где  $N_0$  — населенность активной среды;  $k_0 = 1,4$  — показатель адиабаты термодинамического процесса, протекающего без теплообмена с окружающей средой. Энергия колебательного возбуждения оценивается количеством колебательных квантов

$$m_k = 1 / \left[ \exp \left( \frac{h\nu}{kT} \right) - 1 \right]. \quad (8.31)$$

При  $T = 1300$  К  $m_k = 8$  %,  $h\nu/k = 3360$  К.

Эффективность резонатора оценивается величиной  $\varphi_p = 0,1...0,8$ , показывающей, какое количество колебательных квантов переходит в кванты излучения. Выходная мощность излучения зависит от  $Q_c$ ,  $\varphi_c$ ,  $\varphi_p$ ,  $m_k$ :

$$P_{\text{вых}} = Q_c h\nu \varphi_c \varphi_p m_k, \quad (8.32)$$

где  $\kappa$  — концентрация молекул азота.

В резонаторе возникают особые виды потерь: вынос из резонатора возбужденных частиц азота и потери излучения в неоднородностях турбулентного потока, протекающего через резонатор газа.

Пример. Для  $Q_c = 3 \cdot 10^{26}$  с $^{-1}$ ,  $m_k = 8$  %,  $\varphi_c = \varphi_p = 0,5$ ,  $\kappa = 0,8$  выходная мощность лазерного излучения в непрерывном режиме  $P_{\text{вых}} \simeq 91$  кВт.

## 8.7. Химические лазеры

*Химическим* называется такой лазер, в котором лазерное излучение возникает в результате неравновесного распределения химической энергии среди продуктов экзотермических быстропотекающих реакций непосредственно в реакторе [24].

Химические соединения — богатые накопители энергии. Эта энергия высвобождается при перестройке химических связей, когда реализуется генерация за счет

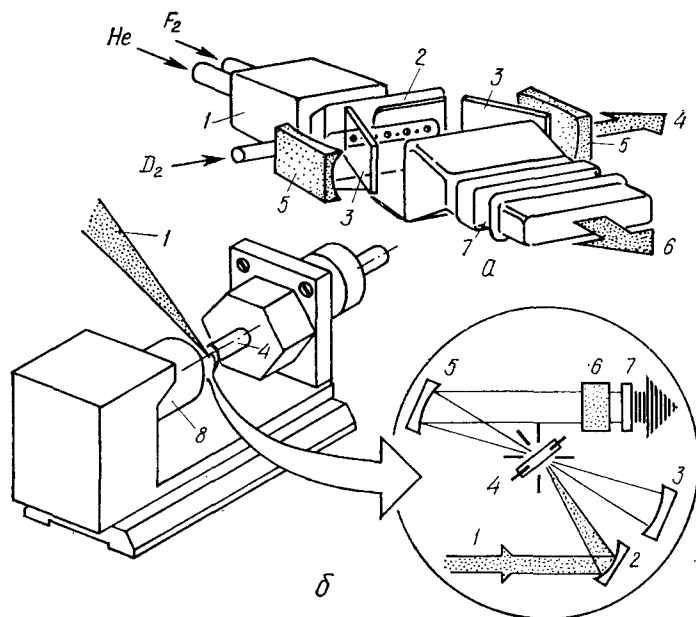


Рис. 8.12. Схема конструкции химического лазера (а) и оптико-физическая схема жидкостного лазера (б):

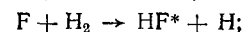
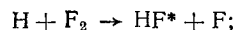
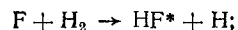
а: 1 — нагреватель; 2 — инжектор; 3 — окно Брюстера; 4 — лазерное излучение; 5 — зеркала резонатора; 6 — выход отработанной смеси; 7 — теплообменник;  
б: 1 — лазерное излучение накачки; 2, 3, 5 — зеркала; 4 — органический краситель; 6 — селектор; 7 — отражатель резонатора; 8 — резервуар для сбора жидкости

колебательно-вращательных квантовых переходов в молекулах  $H_2$ ,  $F_2$ ,  $Cl_2$ ,  $C_2H_2$ ,  $D_2$ ,  $CO_2$ . В химических лазерах чаще всего используются реакции замещения, для инициирования которых и получения химических активных реагентов ( $F$ ,  $H$ ,  $Cl$ ) необходимо затратить извне некоторую энергию. Иницирование производится фотодиссоциацией, диссоциацией, электронным пучком, импульсом электрического разряда, теплом.

Быстропротекающие реакции типа:



приводят к лазерному излучению самих реагентов либо передают энергию возбуждения на высвечивание других молекул, обеспечивая быстрое заселение верхнего метастабильного уровня энергии высвечивающихся молекул. Для получения энергии накачки используется и другой тип химических реакций, носящих цепной характер:



.....

В этих реакциях активный реагент быстро воспроизводится в ходе реакции. Конструкция химического лазера подобна газодинамическому лазеру (см. рис. 8.11, б). Поток газа-носителя, не участвующего в реакции, проходит всю систему (рис. 8.12, а). Реагент (фтор) добавляется к газу-носителю. Дейтерий подается через решетку инжекторов. Реакция происходит между зеркалами оптического резонатора. Пучок лазерного излучения формируется ортогонально к потоку газа.

У химических лазеров следующие достоинства:

более высокая выходная мощность с единицы объема активной среды как в импульсном, так и в непрерывном режимах;

прямое преобразование химической энергии в энергию оптического излучения, следовательно, более высокий к. п. д.;

большее значение энергии в импульсе. Например, лазер на  $FH^*$  генерирует импульсы с энергией 4200 Дж [24].

Нижняя граница диапазона длин волн генерации «чисто» химических лазеров на  $(F + F_2)$  составляет  $\sim 3$  мкм, к. п. д. — 12 %, пиковая мощность — 475 Вт. Фотохимический йодный лазер генерирует мощность  $\sim 1,2$  ГВт на длине волны  $\lambda_0 = 1,31$  мкм.

## Глава 9. ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ЛАЗЕРЫ

### 9.1. Основные физические процессы в полупроводниковой активной среде

Возможность использования полупроводниковых материалов в качестве активной среды давно привлекает к себе внимание физиков и инженеров. И это неудивительно, так как полупроводники имеют высокую чувствительность к внешним воздействиям. Их свойствами можно управлять в очень широких пределах, изменяя температуру или давление, воздействуя на них светом или потоком заряженных частиц, вводя различные примеси.

Основы теории полупроводниковых лазеров впервые изложены в публикациях Н. Г. Басова, Б. М. Вула, Ю. М. Попова, задолго до появления в 1962 г. первого лазера на арсениде галлия [13].

В настоящее время создано большое количество полупроводниковых лазеров разных типов, охлаждаемых и неохлаждаемых с различными схемами возбуждения, на разных материалах:  $ZnS$ ,  $ZnO$ ,  $ZnSe$ ,  $CdS$ ,  $CdTe$ ,  $GaSe$ ,  $GaTe$ ,  $GaAs$ ,  $GaAs_{1-x}Sb_x$ ,  $Al_{1-x}Ga_xAs$ ,  $GaSb$ ,  $PbS$ ,  $PbSe$ ,  $PbTe$ ,  $InSb$ ,  $InAs_{1-x}Sb_x$  и т. д. Эти лазеры перекрывают значительный диапазон длин волн, от ультрафиолета до дальней инфракрасной области: 0,33; 0,37; 0,46; 0,49; 0,53; 0,59; 0,63...0,69; 0,78; 0,83...0,91; 0,9...1,5; 1,01...1,55; 2,1; 3,1; 3,1...5,4; 3...15; 4,3; 5,2; 6,5; 8,5; 8...31,2 мкм и т. д. Большим их достоинством являются малые размеры и высокий к. п. д.

Полупроводниковые лазеры из-за особенностей энергетической структуры активной среды существенно отличаются от лазеров других типов. Специфика процессов генерирования излучения в таких лазерах во многом обусловлена системой энергетических уровней. В отличие от идеальных атомов и молекул полупроводниковые кристаллы обладают не узкими энергетическими уровнями, а широкими полосами — зонами энергетических состояний. Разрешенные зоны отделены одна от другой запрещенными зонами (рис. 9.1, а).

В полупроводнике, подвергнутом нагреву, облучению или пропусканию тока, электроны валентной зоны, поглощая энергию, сообщаемую извне, приобретают способность преодолевать запрещенную зону и переходить в более высокую энергетическую зону — зону проводимости. В результате этого образуются пары носителей заряда: электроны в зоне проводимости и дырки в валентной зоне, что приводит к *электронно-дырочной* проводимости. Возможен, очевидно, и обратный переход электронов возбужденного атома на более низкий

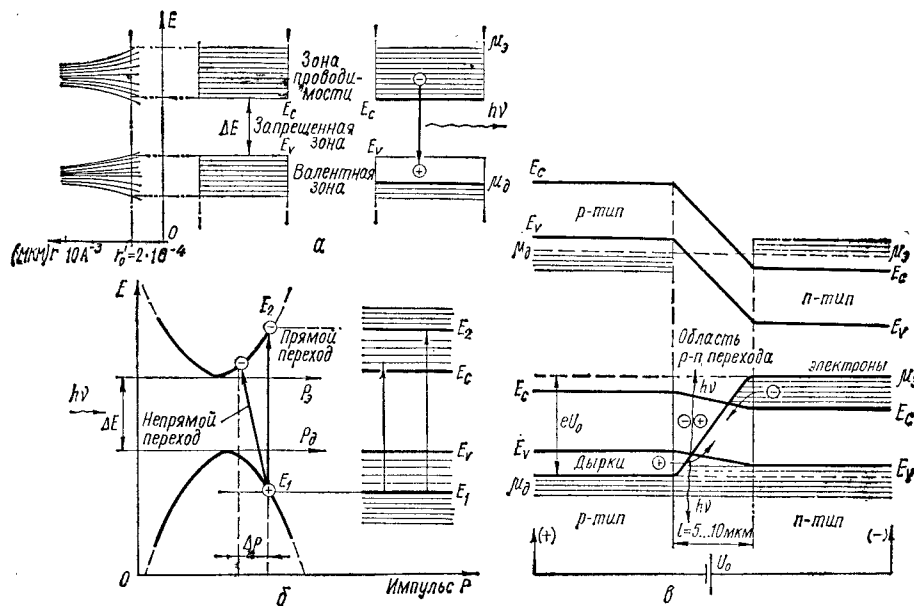


Рис. 9.1. Энергетический спектр полупроводникового кристалла (а), прямые и не прямые переходы в полупроводнике (б) и энергетическая схема  $p-n$  перехода вырожденного полупроводника GaAs до и после включения источника напряжения  $U_0$  в прямом направлении (в):

а:  $r$  — расстояние между атомами;  $r_0 \sim 2 \cdot 10^{-8}$  см — расстояние между атомами в твердом теле;  $E_c$  — «дно» зоны проводимости;  $E_v$  — «потолок» валентной зоны;  $\Delta E$  — ширина запрещенной зоны;  
б:  $p$  — импульс, соответствующий колебаниям кристаллической решетки

энергетический уровень: из зоны проводимости в валентную зону. В результате такого перехода пары электрон — дырка *рекомбинируют*, т. е. при заполнении электронами пустых мест (дырок) в валентной зоне электрон и дырка исчезают, выделяя избыточную энергию, полученную электронами извне в процессе возбуждения атома. Этот процесс длится примерно  $10^{-10} \dots 10^{-12}$  с.

В естественных условиях при отсутствии каких-либо внешних воздействий на полупроводник электронно-дырочные пары возникают и рекомбинируют в результате теплового движения и спонтанного испускания фотонов, причем в полупроводнике устанавливается тепловое равновесие электронов и дырок. Оно характеризуется некоторым равновесным количеством электронов в зоне проводимости и дырок в валентной зоне. Вероятность заполнения электроном любого уровня с энергией  $E$  при любой температуре  $T$  как в валентной зоне, так и в зоне проводимости описывается функцией Ферми — Дирака

$$f_{F-D}(E) = \{1 + \exp[(E - \mu)/(kT)]\}^{-1}. \quad (9.1)$$

Ширина запрещенной зоны  $\Delta E$  достигает в различных полупроводниках от 0,001 до 3 эВ.

В состоянии теплового равновесия число электронов в валентной зоне во много раз больше, чем в зоне проводимости. Поэтому при освещении полупроводника поглощение света преобладает над усилением.

Для усиления света необходимо создать особые условия, при которых концентрация электронов вблизи «дна» зоны проводимости  $E_c$  была бы больше их концентрации вблизи «потолка» валентной зоны  $E_v$ , т. е.  $N_c > N_v$ . В этих условиях число актов спонтанной и вынужденной рекомбинации будет преобладать над числом актов поглощения и произойдет усиление света. Условие  $N_c > N_v$  выполняется при наступлении в полупроводнике так называемого *вырождения*, т. е. такого состояния, при котором все уровни в нижней части зоны проводимости заняты электронами или в верхней части валентной зоны — дырками.

Наивысший уровень энергии  $\mu_3$ , до которого электроны плотно заполняют зону проводимости, называется *уровнем Ферми* для электронов. Вероятность заполнения его электронами равна  $f_{F-D}(E)_3 = \{1 + \exp[(E - \mu_3)/(kT)]\}^{-1}$ .

Чем больше электронов попало в зону проводимости, тем выше расположен уровень Ферми, тем сильнее вырождение электронов в полупроводнике (см. рис. 9.1, а). Подобная же картина наблюдается и для дырок, только в этом случае уровень Ферми для дырок  $\mu_d$  расположен в валентной зоне и с увеличением числа дырок опускается все ниже и ниже. Функция вероятности заполнения уровней дырками имеет вид

$$f_{F-D}(E)_d = 1 - f_{F-D}(E)_3. \quad (9.2)$$

Проведем элементарный анализ вероятности заполнения энергетического уровня электронов  $\mu_3$  и дырок  $\mu_d$  при различных температурах и значениях энергии.

1. При температуре полупроводника  $T = 0$  К и  $E > \mu_3$   $f_{F-D}(E)_3 = 0$ , т. е. все состояния энергии  $E > \mu_3$  свободны.

2. При  $T = 0$  К и  $E < \mu_3$   $f_{F-D}(E)_3 = 1$ . Это означает, что при температуре полупроводника  $T = 0$  К все состояния с энергией  $E \leq \mu_3$  заполнены, а уровни  $E > \mu_3$  свободны.

3. При  $T \neq 0$  К и  $E = \mu_3$   $f_{F-D}(E) = 0,5$ . Это означает, что при температуре полупроводника  $T \neq 0$  К уровень Ферми имеет смысл энергии уровня, вероятность заполнения которого электронами равна 0,5.

Если в полупроводнике одновременно вырождены электроны и дырки, то расстояние между уровнями Ферми для электронов  $\mu_3$  и для дырок  $\mu_d$  больше, чем ширина запрещенной зоны, т. е.

$$\mu_3 - \mu_d > \Delta E. \quad (9.3)$$

Это энергетическое состояние, необходимое для работы полупроводникового лазера, принято называть *инверсией населенностей уровней*.

Электроны из зоны проводимости могут перейти в валентную зону только на свободные уровни, лежащие в интервале от  $E_v$  до  $\mu_d$ , так как остальные уровни уже заняты электронами. Электроны из валентной зоны по той же причине практически могут перейти в зону проводимости только на уровни, лежащие выше уровня Ферми для электронов  $\mu_3$ . Таким образом, если оказать на вырожденный полупроводник, энергия которого лежит в интервале  $E_c - E_v \leq E \leq \mu_3 - \mu_d$ , дополнительное воздействие, то такой полупроводник будет генерировать кванты излучения (фотоны).

Эти фотоны вызывают вынужденную рекомбинацию электронов из зоны проводимости в валентную зону. В этом случае рождаются фотоны, совпадающие по своим свойствам с первичными. Такой полупроводник может усиливать излучение в полосе частот  $\Delta\nu = \nu_{\max} - \nu_{\min}$ . Ширина этой полосы определяется степенью вырождения электронов и дырок полупроводника, т. е. расположением уровней Ферми электронов и дырок и шириной его запрещенной зоны  $\Delta E$ .

Если поместить вырожденный полупроводник в оптический резонатор, в котором полученные фотоны вновь и вновь проходят через кристалл, создавая каждый раз новые лавины фотонов, то при каждом проходе полоса частот энергии родившихся фотонов будет сужаться вследствие резонансных свойств резонатора.

Электроны и дырки в полупроводнике обладают свойствами свободных частиц, т. е. подчиняются законам классической механики. Как и свободные электроны, они имеют массу  $m^*$  и импульс  $p^2 = 2Em^*$ . Строго говоря, это будут *эффективная масса* и импульс, несколько отличные от подобных же характеристик свободных электронов, причем в некоторых материалах зависимость энергии электронов и дырок вблизи  $E_c$  и  $E_v$  от импульса является параболической функцией (рис. 9.1, б).

При рассмотрении вынужденных межзонных квантовых переходов необходимо учитывать, что переходы происходят не между двумя отдельными уровнями, а между зонами энергетических уровней. Как показали исследования, у полупроводников GaAs, InSb вершины парабол находятся одна под другой, а у ZnS, Ge, Si они сдвинуты относительно друг друга [8, 13]. Наименьшее расстояние между параболами и является шириной запрещенной зоны  $\Delta E$ . Если рекомбинация электронно-дырочной пары не сопровождается возбуждением или поглощением ф о н о н а (кванта колебания кристаллической решетки), то такой переход электрона в валентную зону называется *прямым*. В таком случае в соответствии с законом сохранения импульса электрон до и после перехода должен иметь равные импульсы. При *непрямых* переходах поглощение излучения  $\nu \sim \Delta E/h$  сопровождается возбуждением или поглощением фонона, т. е. колебанием кристаллической решетки полупроводника с порцией энергии  $E_\phi \sim h\nu_{\text{зв}}$ . Для непрямых переходов требуются меньшие концентрации электронов и дырок в области  $E_c$  и  $E_v$  и меньшие значения инверсии населенностей в соответствии с условием [13]

$$\mu_n - \mu_p \geq \Delta E - h\nu_{\text{зв}}, \quad (9.4)$$

где  $\nu_{\text{зв}}$  — частота звуковых колебаний решетки.

При прямых переходах для рекомбинации необходимо, чтобы электрон и дырка имели почти равные, но противоположные импульсы, отличающиеся на ничтожно малый импульс фотона, т. е.

$$p_n = p_p + p_\phi. \quad (9.5)$$

Естественно, такие встречи происходят значительно реже, чем столкновение электронов и дырок с произвольными импульсами. Поэтому неравновесные электроны и дырки имеют достаточно большое время жизни ( $10^{-3} \dots 10^{-9}$  с).

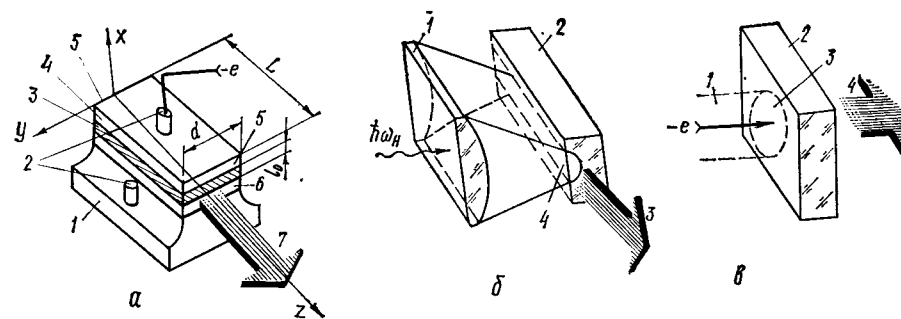


Рис. 9.2. Основные схемы и методы возбуждения полупроводниковых лазеров:  
а: 1 — молибденовая золоченая подложка; 2 — электрические контакты инжекции носителей; 3 —  $p-n$  переход полупроводника; 4 — полупроводник  $p$ -типа; 5 — полированные грани; 6 — полупроводник  $n$ -типа; 7 — излучение;  
б: 1 — цилиндрическая линза; 2 — кристалл; 3 — излучение; 4 — область возбуждения;  
в: 1 — пучок быстрых электронов; 2 — кристалл; 3 — возбужденная область; 4 — излучение

Для получения инверсии в чистом полупроводнике необходимо достичь вырождения электронов и дырок и выполнения условия  $\mu_n - \mu_p > \Delta E$ . Чем выше температура кристалла, тем труднее это осуществить, так как с повышением температуры электроны и дырки стремятся на более высокие энергетические уровни; плотность заполнения нижних состояний уменьшается, уровни Ферми приближаются к запрещенной зоне. Поэтому все полупроводниковые лазеры легче возбуждать при низких температурах.

Существующие в настоящее время полупроводниковые лазеры созданы на основе кристаллов с прямыми переходами. Несмотря на некоторые успехи в получении вынужденного излучения в кристаллах с непрямыми переходами (GaP, Ge, Si и т. д.), лазер достаточно мощного излучения создать на них, к сожалению, не удалось. Лазеры с прямыми переходами отличаются друг от друга лишь способами создания инверсии населенностей, т. е. способами реализации условия (9.3). Классифицируя по этому признаку, их можно разбить на четыре основные группы (рис. 9.2): лазеры на  $p-n$  переходе — *инжекционные лазеры* (рис. 9.2, а); лазеры с *оптической накачкой* (рис. 9.2, б); лазеры с *электронным возбуждением* (рис. 9.2, в) и, наконец, *лазеры с прямым электрическим возбуждением* (лавинный пробой).

Наиболее распространенными в настоящее время являются инжекционные полупроводниковые лазеры, в которых при пропускании тока в прямом направлении через  $p-n$  переход происходит инжекция неравновесных носителей. Существуют так называемые *гомоэпиструктурные* и *гетероструктурные* инжекционные лазеры. В первых для создания  $p-n$  перехода используется один, а во вторых — несколько полупроводников.

## 9.2. Принцип действия и конструкция инжекционных лазеров

В чистых беспримесных полупроводниковых материалах получить одновременное вырождение электронов и дырок практически невозможно. Если ввести в кристалл определенные примеси, легко отдаю-

шие электроны — доноры, которые создают уровни вблизи «дна» зоны проводимости  $E_c$ , то можно создать полупроводники  $n$ -типа. Так же можно создать полупроводники  $p$ -типа, атомы которых легко принимают электроны — акцепторы, образующие энергетические уровни вблизи верхнего края валентной зоны  $E_v$ . В примесных полупроводниках  $p$ - и  $n$ -типов увеличением степени легирования довольно просто получить вырождение электронов либо дырок.

Место соединения полупроводников  $p$ - и  $n$ -типов является электронно-дырочным  $p-n$  переходом, который характеризуется потенциальным барьером. В условиях равновесия уровни Ферми в  $p$ - и  $n$ -областях  $p-n$  перехода совпадают. Электроны и дырки будут рекомбинировать, излучая фотоны только в первый момент соединения, и через малое время ( $10^{-8}$  с) процесс излучения прекратится, так как носители заряда перераспределятся и перейдут в новое равновесное состояние, а уровни Ферми в  $p$ - и  $n$ -областях будут совмещены.

Все может качественно измениться, если к  $p-n$  переходу приложить внешнее напряжение  $U_0$ , которое снимет потенциальный барьер и приведет к инжекции, т. е. «впрыскиванию» электронов из  $n$ -области и дырок из  $p$ -области в область электронно-дырочного перехода (см. рис. 9.1, в). При этом уровень Ферми для электронов  $\mu_n$  в области  $p-n$  перехода окажется выше «дна» зоны проводимости  $E_c$ , а уровень Ферми для дырок в этой же области полупроводника окажется ниже «потолка» валентной зоны  $E_v$ . Следовательно, получим одновременно в одной и той же области  $p-n$  перехода вырождение электронов и дырок, т. е. выполним условие  $\mu_n - \mu_p > \Delta E$ .

Условие инверсии в  $p-n$  переходе выполняется с тем большим запасом, чем выше электрическое поле в переходе, т. е. чем больший ток протекает через этот переход.

Минимальный ток, при котором усиление излучения за счет вынужденных переходов равно его потерям в кристалле полупроводника, называется *пороговым*.

Для получения генерации нужна положительная обратная связь, которая обычно осуществляется за счет отражения от граней самого полупроводникового кристалла (рис. 9.3) либо за счет специальным образом сколотых граней кристалла и внешних зеркал.

Учитывая условие инверсии населенностей и линейную зависимость коэффициента усиления плотности тока  $j$ , текущего в прямом направлении через  $p-n$  переход, для порогового значения плотности тока получаем следующую зависимость [8, 23, 24]:

$$j_{\text{пор}} = \left( \beta_{\Sigma} + \frac{1}{L} \ln \frac{1}{r} \right) / G(v). \quad (9.6)$$

Параметры  $\beta_{\Sigma}$  и  $G(v)$  определяются экспериментально при измерении  $j_{\text{пор}}$  как функции величин  $1/L$  или  $\ln(1/r)$ , где  $L$  — длина кристалла;  $r$  — коэффициент отражения от грани кристалла. Коэффициент усиления  $G(v) = B\eta_0\Gamma/L$  зависит от температуры и степени легирования активной области  $B$ , от внутреннего квантового выхода  $\eta_0$ , от степени оптического ограничения  $\Gamma$ , равной доле потока излучения, заключенного в пределах активного слоя, и от толщины активного слоя  $l_0$ .

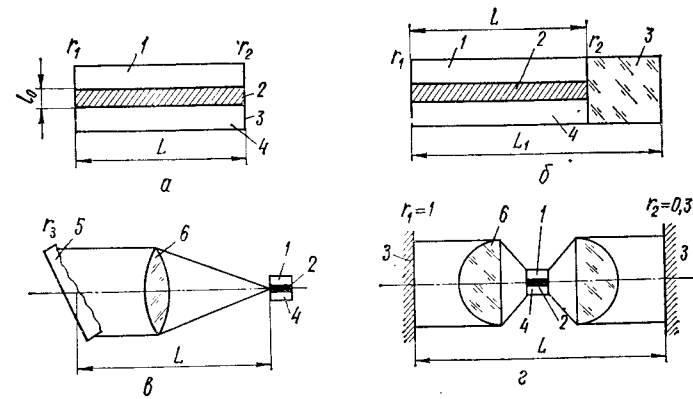


Рис. 9.3. Схемы типовых резонаторов полупроводниковых лазеров: а, б — с внутренними зеркалами обычный и составной соответственно; в, г — селективные а, б — с внешними зеркалами и дифракционной решеткой (1 — кристалл  $p$ -типа; 2 —  $p-n$  переход; 3 — полированная грань; 4 — кристалл  $n$ -типа; 5 — дифракционная решетка; 6 — линзы;  $r_1, r_2$  — коэффициенты отражения;  $L$  — длина резонатора)

**Пример.** Для наилучших гомоструктурных инжекционных лазеров, созданных по современной диффузионной или эпитаксиальной технологии,  $\beta_{\Sigma} = 3 \cdot 10^3 \dots 2 \cdot 10^4 \text{ м}^{-1}$ ;  $G(v) = 4 \dots 30 \text{ м/А}$ ;  $\eta_0 \sim 1$ ;  $\Gamma \sim 0.8$ . Соответствующая плотность порогового тока при  $T = 300 \text{ К}$  составляет  $j_{\text{пор}} \sim (2 \dots 5) \cdot 10^5 \text{ А/см}^2$ .

Момент генерации вынужденного излучения в полупроводниковом лазере надежно определяется как по резкому сужению спектральной линии и расходимости излучения, так и по увеличению интенсивности генерации. Физическая природа этого сужения такая же, как и в других типах лазеров: усиливаются в активном веществе только те моды, которые соответствуют собственным колебаниям резонатора при выполнении условия инверсии населенностей. Спектральный состав колебания в оптическом резонаторе полупроводникового лазера не является эквидистантным из-за значительной дисперсии активного вещества. Расстояние между соседними продольными модами определяется зависимостью

$$\Delta\nu = \frac{c}{2L(n - v_0 dn/d\nu)}, \quad (9.7)$$

где  $dn/d\nu$  — градиент показателя преломления по частотам генерируемого излучения.

Если величину  $\Delta\nu$  выразить в длинах волн, то для одной продольной моды спектр генерации представит целый ряд узких спектральных линий с расстоянием между ними  $\Delta\lambda \sim 4 \cdot 10^{-3} \text{ мкм}$ . Типичные значения этой характеристики для полупроводниковых лазеров составляют  $(1 \dots 4) \cdot 10^{-4} \text{ мкм}$  (рис. 9.4, а). Спектр инфракрасного излучения  $S(v)$  лазерного диода в многомодовом режиме в зависимости от накачки различный (рис. 9.4, б).

Расходимость излучения определяется по диаграмме направленности полупроводникового лазера при наблюдении поля излучения в дальней зоне. На рис. 9.5, а изображены главный и симметрично

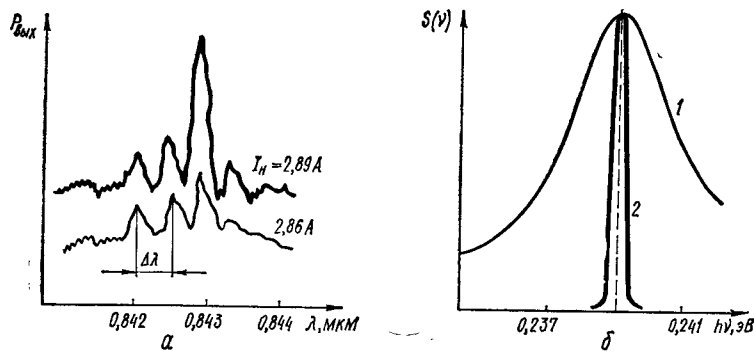


Рис. 9.4. Зависимость  $P_{\text{вых}} = \Phi(I_n, \lambda)$  и спектр выходного излучения  $S(\nu)$  лазерного диода:  
1 — ниже порога генерации; 2 — выше порога генерации

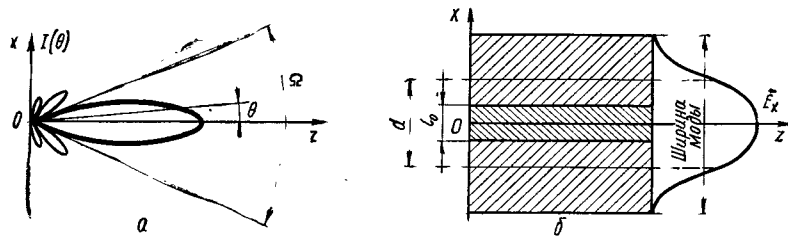


Рис. 9.5. Расходимость излучения в дальней зоне (а) и распределение поля излучения в области активного слоя (б)

расположенные боковые лепестки. Угловое распределение интенсивности  $I(\theta)$  соответствует дифракционной картине, создаваемой щелью шириной  $d$  равномерно возбужденного активного слоя. Это означает, что распределение поля излучающей моды  $E_x$  ограничено по высоте в направлении, нормальном к плоскости перехода (см. рис. 9.5, а):

$$I(\theta) \sim \frac{\sin^2[(\pi d/\lambda)\theta]}{\theta^2}. \quad (9.8)$$

Ширину  $p-n$  перехода  $d$  можно оценить по угловому раствору главного лепестка

$$\Omega \sim 2\lambda_0/d. \quad (9.9)$$

Для лазерных диодов на арсениде галлия  $\Omega \approx 30^\circ$ . Это соответствует ширине активного слоя  $d \approx 4$  мкм. Расходимость лазерного луча в плоскости  $p-n$  перехода на порядок меньше, поскольку она близка к дифракционной расходимости. Где бы не распространялось излучение (либо в активной среде с показателем преломления  $n$ , либо в вакууме), оно как бы расплывается в пространстве. И на некотором расстоянии у любого вначале параллельного пучка появляется дифракционная расходимость, определяемая углом

$$\gamma_{\text{диф}} \approx 1,22\lambda_0/(nd_n), \quad (9.10)$$

где  $d_n$  — диаметр сечения пучка излучения.

Толщина активного слоя  $l_0 = \sqrt{D\tau}$  соизмерима с расстоянием, на которое диффундируют электроны, инжектированные в  $p$ -область, до момента рекомбинации (здесь  $D$  — коэффициент диффузии,  $\tau$  — время жизни электрона в возбужденном состоянии). При  $D \sim 10 \text{ см}^2/\text{с}$ ,  $\tau = 10^{-9} \text{ с}$  величина  $\sqrt{D\tau} \sim 1$  мкм. Таким образом, в гомоструктурном инжекционном лазере размеры активного рекомбинационного слоя ( $l_0 \sim 1$  мкм) много меньше ширины моды электромагнитного поля в том же направлении (рис. 9.5, б). Это обстоятельство существенно влияет на пороговый ток и мощность полупроводникового лазера:

$$P_{\text{вых}} = \frac{h\nu}{eU_{pn}} \eta_v (1 - r_2) P_{\text{эл}} - i_{\text{пор}} U_{pn}, \quad (9.11)$$

где  $U_{pn}$  — напряжение на  $p-n$  переходе;  $\eta_v$  — внешний квантовый выход;  $r_2$  — коэффициент отражения полупрозрачной грани кристалла;  $P_{\text{эл}}$  — электрическая мощность инжекции  $p-n$  перехода;  $i_{\text{пор}}$  — пороговый ток инжекции носителей заряда.

Отличительной особенностью инжекционных полупроводниковых лазеров является высокий по сравнению с другими активными средами (газами, конденсированными средами) коэффициент усиления  $G(\nu)$ . Полная населенность энергетических уровней также велика. В результате этого можно создавать лазеры очень малых размеров (10...100 мкм) и получать от них большую мощность. Выходная мощность лазера в непрерывном режиме зависит от температуры кристалла. Повышение температуры приводит к срыву генерации.

Количественной величиной, определяющей к. п. д. лазера, является квантовый выход. Необходимо различать внутренний квантовый выход

$$\eta_0 = \frac{\text{количество фотонов, излученных за 1 с в } p-n \text{ переходе}}{\text{количество актов рекомбинации пар в 1 с}}$$

и внешний квантовый выход

$$\eta_v = \frac{\text{количество фотонов, выходящих из полупроводникового лазера за 1 с}}{\text{количество актов рекомбинации пар в 1 с}}.$$

Практически из-за потерь энергии электронов  $E_s$  и дырок  $E_d$  в кристалле  $\eta_v < \eta_0$ :

$$\eta_0 = \frac{\hbar\omega}{\hbar\omega_n} \sim \frac{U_0 - U_{pn}}{P_{\text{эл}}} e.$$

Обычно в непрерывном режиме даже при комнатной температуре мощность составляет единицы или десятки милливатт, а к. п. д. — несколько процентов:

$$\eta_0 = P_{\text{вых}}/(P_{\text{эл}} + i^2 R) \approx \eta_v (U_{pn}/U_0), \quad (9.12)$$

где  $\omega_n$ ,  $P_{\text{эл}} = I_n U_0$  — частота и мощность накачки;  $R$  — сопротивление, включенное последовательно  $p-n$  переходу.

Наиболее высокий к. п. д. (50...80 %) могут иметь инжекционные лазеры. От лазеров с электронным возбуждением можно получить к. п. д. 20...30 %. Наибольшую мощность (порядка киловатт) получают в импульсном режиме генерации. В этом случае основным



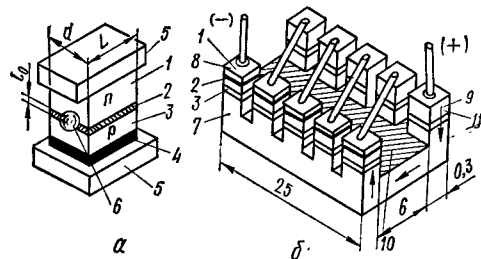


Рис. 9.6. Схемы конструкции инжекционного полупроводникового лазера (а) и матрицы лазерных диодов (б):

1, 3 — полупроводники n- и p-типов; 2 — p-n переход; 4 — омический контакт; 5 — теплопроводящая плата; 6 — полусферическая лунка для концентрирования излучения; 7 — металлизированная подложка; 8 — полоска GaAs-Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As; 9 — медная полоска; 10 — металлизация; 11 — отражающее покрытие

фактором, ограничивающим мощность, является разрушение зеркал резонатора. Это разрушение происходит обычно при достижении некоторой критической удельной мощности, которая для эпитаксиальных p-n переходов в GaAs составляет в расчете на единицу ширины диода около  $8 \cdot 10^4$  Вт/м. При работе вблизи критического значения выходной мощности срок службы лазера резко сокращается — это так называемое явление *катастрофической деградации*. Если же работать при оптимальных режимах накачки, то срок службы лазера составляет тысячи часов.

Вкратце опишем конструкцию инжекционного лазера. Активной средой его является кристалл GaAs n-типа 1 и p-типа 3 серого цвета, кубической формы (рис. 9.6, а).

В арсениде галлия p-n переход 2 обычно создается путем диффузии акцепторных примесей (Zn или Cd, Mn, Na, Cu) в материал, легированный донорными примесями (обычно Te или Se). Полупроводник n-типа легирует Te до концентрации  $(1...2) \cdot 10^{18}$  см<sup>-3</sup>. Глубина залегания перехода составляет 2...100 мкм в зависимости от времени и температуры диффузионного отжига. Этот переход расположен примерно посередине между гранями, к которым подводится электрическое напряжение. Области p и n имеют концентрации, при которых состояния электронов и дырок близки к вырождению ( $10^{20}$  см<sup>-3</sup>). Чтобы обеспечить хороший контакт с n-областью, кристалл GaAs припаивается к молибденовой плате 5, покрытой слоем золота. На поверхность p-области нанесен сплав золота с серебром. Подвод тока и отвод тепла от кристалла обеспечиваются специальным устройством — кристаллодержателем 4, 5.

Две боковые грани кристалла параллельны и представляют собой отражатели оптического резонатора, длина которого составляет  $L \sim 10...200$  мкм. За счет большого показателя преломления  $n = 2,4...3,6$  для диапазона длин волн  $\lambda_0 = 2,9...0,8$  мкм получается значительный (20...40 %) коэффициент отражения на границе кристалл — воздух. Полированные грани, образующие оптический резонатор, обеспечивают положительную обратную связь, необходимую для генерации излучения. Если уменьшить коэффициент отражения путем нанесения на поверхность граней четвертьволновых диэлектрических покрытий, то кристалл будет работать как активный элемент усилителя вынужденного излучения. Резонаторы по отношению к активному веществу могут быть с внутренними и внешними зеркалами (см. рис. 9.3).

Накачка осуществляется либо постоянным, либо импульсным

током длительностью от нескольких микросекунд до нескольких десятых долей микросекунды. Частота повторения импульсов может составлять сотни кГц. Когда сила тока достигает примерно 100 А (при 77 К), происходит резкое увеличение интенсивности излучения. При  $T = 4,2$  К такое увеличение будет при токе 6 А. Соответственно плотности тока составляют порядка  $10^4$  А/см<sup>2</sup> ( $T = 77$  К) и  $600$  А/см<sup>2</sup> ( $T = 4,2$  К).

Дифракционные свойства излучения таковы, что излучающую грань лазера можно рассматривать как щель, являющуюся источником когерентного излучения. Расходимость пучка излучения в вертикальной и горизонтальной плоскостях равна соответственно 6 и 1°. Эти значения очень близки к дифракционным пределам, если принять толщину p-n перехода около 20 мкм, а ширину — около 0,1 мм. Фактический размер активной области в вертикальном направлении равен примерно 1 мкм, а эффективная ширина излучающей области составляет около 10 мкм. Другие характеристики лазера также сильно зависят от температуры. Так, при изменении температуры от 4,2 до 125 К сила порогового тока увеличивается в 25 раз. При более высоких температурах изменение плотности тока пропорционально  $T^3$ . При комнатных температурах плотность порогового тока достигает  $10^5$  А/см<sup>2</sup>. Значения плотности порогового тока зависят от степени легирования полупроводника.

Изменение температуры активной среды приводит также к изменению спектра излучения. Оно связано с зависимостью показателя преломления от температуры, что приводит к изменению собственных мод резонатора и расстояния между ними. Например, при  $\lambda_0 \sim 0,84$  мкм  $\Delta\lambda = \lambda_0/(2nl) \sim 10^{-4}$  мкм. Приведем еще некоторые характеристики инжекционного лазера.

Площадь излучающей поверхности кристалла составляет  $0,02 \times 0,1$  мм<sup>2</sup>. При питании постоянным током и глубоком охлаждении ( $T \sim 4$  К) такой кристалл непрерывно излучает  $\sim 12$  Вт. Увеличение температуры кристалла приводит к увеличению концентрации неравновесных носителей заряда в 30 раз и они проникают в область p-n перехода на глубину 1...20 мкм. Предельное значение импульсной мощности определяется стойкостью излучающей поверхности полупроводника к его собственному излучению. Критическая плотность мощности излучения —  $(4...8) \cdot 10^6$  Вт/см<sup>2</sup>. При температуре кристалла  $T = 300$  К выходная мощность равна около 60 Вт; частота генерации — около 1 кГц, длительность импульса — около 100...200 нс. Вообще частота генерации индуцированного излучения может быть увеличена до 100 кГц.

Для увеличения выходной энергии лазерные диоды конструктивно оформляют в виде матрицы (рис. 9.6, б). Типичные характеристики ее при  $T = 300$  К следующие: импульсная мощность  $P_{\text{вых}} \sim 0,5...1$  кВт, расходимость  $\gamma = 4...6^\circ$  в плоскости p-n перехода и  $\gamma = 10...20^\circ$  в ортогональной плоскости. Длина волны  $\lambda \simeq 0,84...0,89$  мкм. Градиент длины волны составляет  $d\lambda/dT = (1,2...1,5) \times 10^{-4}$  мкм/К.

Итак, чтобы получить инжекционный полупроводниковый лазер, необходимо:



- 1) путем последовательного легирования вырастить кристалл с  $p-n$  переходом;
- 2) снизить потенциальный барьер путем инжекции носителей заряда, т. е. получить инверсию населенностей  $\mu_n - \mu_p > \Delta E$ ;
- 3) обеспечить положительную обратную связь, создав резонатор из полированных граней кристалла или скола грани кристалла;
- 4) разработать конструкцию и технологию изготовления полупроводникового лазера;
- 5) выбрать схему и спроектировать систему накачки.

### 9.3. Гетероструктуры, гетеропереходы и гетеролазеры

Существенными недостатками гомоструктурных инжекционных лазеров являются большие плотности порогового тока [ $(10...100) \times 10^3$  А/см<sup>2</sup>] и сравнительно малый к. п. д. (1...3 %). Потенциальные возможности полупроводниковых лазеров в данном случае далеко не исчерпываются. Причины этого кроются в том, что часть тока инжекции носителей в гомоструктурах растекается в прилегающих к  $p-n$  переходу областях, где коэффициент поглощения выше, чем в области  $p-n$  перехода. Значительная часть электронов проскакивает сквозь  $p-n$  переход и не участвует в рекомбинации. Практически энергии фотонов излучения получается меньше вследствие взаимодействия носителей друг с другом, с кристаллической решеткой и примесями, с экситонами \* и т. д. Только малая часть носителей непосредственно участвует в создании вынужденного излучения. Увеличение к. п. д. полупроводникового лазера достигается использованием гетеропереходов.

За фундаментальные исследования гетеропереходов в полупроводниках и создание серии приборов на гетероструктурах — многослойных твердых растворах полупроводников [24] советским ученым Ж. И. Алферову, В. А. Андрееву, Д. З. Гарбузову, В. И. Королькову, Д. Н. Третьякову, В. И. Швейкину в 1972 г. была присуждена Ленинская премия. Предложение об использовании гетеропереходов и реализация гетероструктурного полупроводникового лазера стали возможными благодаря освоению эпитаксиальной \*\* технологии выращивания многослойных структур на основе твердых растворов GaAs, GeP, GaP<sub>x</sub>As<sub>1-x</sub>, In<sub>1-x</sub>Ga<sub>x</sub>P, Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As, CdS<sub>1-x</sub>Se<sub>x</sub>, InP<sub>1-x</sub>As<sub>x</sub>, Pb<sub>1-x</sub>Se<sub>x</sub>, Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As и т. д.

Уместно повторить ставшую теперь уже истину, что совершенство технологических процессов является определяющим началом научно-технического прогресса. Необходимо знать не только, что изготовить, но и чем и как изготовить!

Примеров, поясняющих эту мысль, более чем достаточно. Усовершенствование технологии выращивания чистых монокристаллов привело к бурному развитию полупроводниковой элементной базы и интегральных микросхем. Другой пример: освоение способов эпи-

\* Экситон — элементарное электрически нейтральное возбуждение в полупроводниках и диэлектриках, связанное с образованием пары электрон — дырка.

\*\* Эпитаксия — образование однообразно ориентированных относительно друг друга монокристаллов одного вещества на грани другого кристаллического вещества.

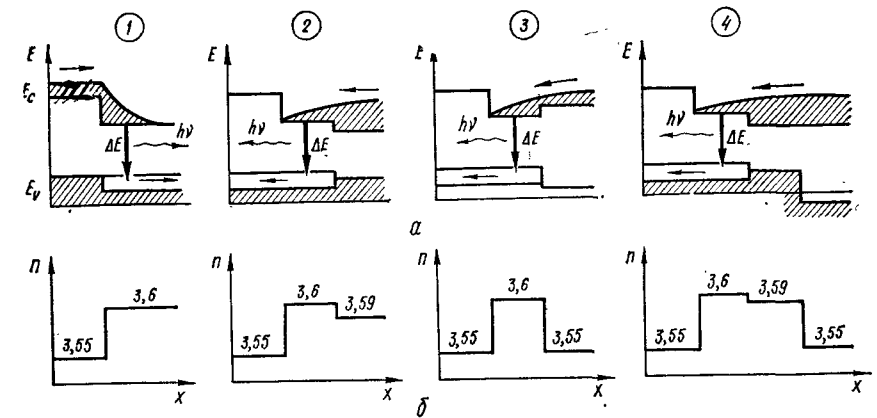


Рис. 9.7. Схемы и характеристики гетеропереходов и гетероструктур полупроводниковых лазеров:

$a$  — зонные энергетические диаграммы при прямых переходах (стрелками указано направление движения электронов, заштрихованные области — зоны вероятного нахождения электронов);  $b$  — зависимость показателя преломления  $n$  от координаты  $x$  активного слоя

таксии и создание гетеролазеров, хотя основы зонной теории полупроводников были известны задолго до появления этого типа лазеров. Высокое кристаллическое совершенство гетероструктуры обусловлено равенством ковалентных радиусов атомов Ga и Al, As и P и т. д. В результате этого замещение, например, галлия алюминием (различие радиусов около  $1,26 \cdot 10^{-4}$  мкм) в интерметаллических кристаллах происходит с очень малым относительным (около  $1,3 \times 10^{-3}$ ) изменением периода решетки (изопериодическое замещение), в то время как ширина запрещенной зоны меняется скачком и значительно. Тип кристаллической решетки контактирующих полупроводников также должен быть одинаковым.

На основе изопериодического замещения Ga, Al, As, P созданы гетеролазеры с длиной волны 1,05...1,3 мкм, в которых использованы двух- и многокомпонентные гетероструктуры с изменением  $\Delta E$  в довольно широких пределах (1,43...2,2 эВ).

Для улучшения характеристик инжекционных лазеров применяются гетероструктуры, в которых используются несколько гетеропереходов и  $p-n$  переходов. Так, основной эффект гетеропереходов, состоящий в резком снижении порога генерации при комнатной температуре, достигнут с помощью так называемой *двусторонней* гетероструктуры типа  $n$  (Al, Ga) As —  $p$  GaAs —  $p$  (Al, Ga) As. Плотность порогового тока при комнатной температуре для этой системы менее  $10^3$  А/см<sup>2</sup>. Благодаря этому удалось впервые получить непрерывную генерацию в инжекционных лазерах при комнатной температуре.

Успешно применяется в полупроводниковых лазерах и другая аналогичная гетероструктура (In, Ga) (As, P). Например, в твердом растворе Ga<sub>x</sub>In<sub>1-x</sub>P<sub>1-y</sub>As<sub>y</sub> индексы  $x$  и  $y$  подобраны таким образом, что влияние Ga и As на период решетки взаимно скомпенсировано.

Рассмотрим типы гетероструктур (рис. 9.7). Существуют структуры с одним гетеропереходом: 1 — инжектирующий  $p-n$  гетеропе-

реход; 2 — односторонняя гетероструктура с гетеропереходом, ограничивающим диффузию инжектированных носителей тока (*электронное ограничение*) и структуры с двумя гетеропереходами 3, 4. Односторонняя гетероструктура является комбинацией  $p-n$  перехода и гетероперехода  $p-p$ -типа, расположенного вблизи  $p-n$  перехода на расстоянии, меньшем длины диффузии инжектируемых носителей. Такие структуры создаются эпитаксиальным наращиванием легированных слоев на подложках с противоположным типом проводимости и с последующей диффузией примесей в подложку для получения  $p-n$  перехода.

Двусторонняя гетероструктура — это структура, в которой объединены преимущества первых двух вариантов и, кроме того, использовано *оптическое ограничение*; 4 — модифицированная двусторонняя гетероструктура с расширенным оптическим волноводом\*. Например, в односторонней гетероструктуре на GaAs на подложку с электронной проводимостью наращивается слой  $p-Al_xGa_{1-x}As$  с более широкой запрещенной зоной  $\Delta E$ , чем у GaAs. На границе этих материалов образуется  $p-p$  гетеропереход, потенциальный барьер которого препятствует растеканию инжектированных в GaAs электронов и ограничивает объем активной области, приводя к так называемому *эффекту электронного ограничения*. Это, в свою очередь, снижает пороговую плотность тока до  $(5...10) \cdot 10^3$  А/см<sup>2</sup> при  $T = 300$  К. По этой технологии получены гетероструктуры на GaAsAl<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As и Pb<sub>1-x</sub>Sn<sub>x</sub>Te [8, 20, 24].

В общем случае в гетеропереходе имеется скачок ширины запрещенной зоны  $\Delta E$ , который является суммой разрывов ( $\Delta E = \Delta E_c + \Delta E_v$ ) в положении краев зоны проводимости  $\Delta E_c$  и валентной зоны  $\Delta E_v$ . Значения  $\Delta E_c$  и  $\Delta E_v$  определяются данной парой полупроводников и не зависят в определенных пределах от смещения на гетеропереходе, от типа проводимости легирования. Так, для гетеропереходов GaAs — GaP и (Al, Ga) As — GaAs имеем соответственно  $\Delta E_c = 0,67$  эВ и не более 0,76 эВ,  $\Delta E_v = 0,15$  эВ и около 0 эВ. Наличие  $\Delta E_c$  и  $\Delta E_v$  приводит к возникновению дополнительных потенциальных барьеров в  $p-n$  и  $n-p$  гетеропереходах, а именно: барьер для основных носителей тока широкозонного полупроводника  $\Delta E$  меньше, чем барьер для основных носителей тока узкозонного полупроводника. При условии, что  $\Delta E_c > 0$  и  $\Delta E_v > 0$ , это обстоятельство служит гарантией односторонней инжекции из широкозонного эмиттера в узкозонную базу полупроводникового диода.

Из рис. 9.7 также следует, что в гетеропереходе потенциальный барьер для инжекции из широкозонного материала уменьшен по сравнению с гомопереходом. Таким образом, при наложении разности потенциалов на гетеропереход в прямом направлении потенциальный барьер снимается раньше, чем для гомоперехода. Так, для электронов в  $p-n$  гетеропереходе барьер снимается, когда внешнее напряжение  $U_0$  при прямом смещении меньше контактной разности потенциалов  $U_c$  на величину  $\Delta E_c/e$ , — возникает своего рода *сверхинжекция*. Бла-

годаря этому можно создать концентрацию избыточных носителей тока, во много раз превышающую равновесную концентрацию этих же носителей тока в эмиттере.

Для  $p-n$  гетероперехода максимально достижимая концентрация в невырожденном случае увеличивается в  $\exp[\Delta E_c/(kT)]$  раз, для  $n-p$  гетероперехода — в  $\exp[\Delta E_v/(kT)]$  раз. В частности, экспериментально доказано, что сверхинжекцию можно использовать для получения инверсии в невырожденных  $p-n$  переходах, когда энергия поглощения носителей

$$E_{\text{полг}} = P_{vc} \bar{N}_v \bar{P}_c h\nu. \quad (9.13)$$

Электронное ограничение в гетероструктурах можно объяснить следующим образом. Потенциальные барьеры, возникающие в области  $p-p$  или  $n-n$  гетеропереходов (см. рис. 9.7), способны также существенно ослабить диффузионное растекание инжектированных носителей тока. Физически это обусловлено тем, что если высота потенциального барьера намного больше  $kT/e$ , инжектируемые электроны при определенных условиях практически полностью отражаются от барьера и рекомбинируют только в активном слое. Это равносильно увеличению средней избыточной концентрации при том же токе или уменьшению необходимой плотности тока для достижения заданной концентрации носителей. Избыток концентрации над пороговым значением полностью преобразуется в вынужденное излучение с энергией

$$E_{\text{вых}} = P_{cv} \bar{N}_c \bar{P}_v h\nu, \quad (9.14)$$

где  $P_{vc} = P_{cv}$  — вероятности переходов электронов в зону проводимости и валентную зону;  $\bar{N}_v$ ,  $\bar{N}_c$  — среднее количество электронов, расположенных в валентной зоне и зоне проводимости;  $\bar{P}_c$ ,  $\bar{P}_v$  — среднее количество дырок в зоне проводимости и в валентной зоне. Эффективное время жизни избыточных носителей уменьшается с увеличением интенсивности электромагнитного поля.

Оптическое ограничение в гетероструктурах обусловлено образованием волноводной структуры, которая ограничивает дифракционные потери излучения, распространяющегося вдоль активного слоя. Диэлектрический волновод образуется из самого активного слоя, диэлектрическая проницаемость  $\epsilon$  и соответственно показатель преломления  $n$  в котором несколько выше, чем в окружающих пассивных областях. Скачок диэлектрической проницаемости на границе активной области в этом случае вызван изменением уровня легирования, влияющего на положение края поглощения. Поэтому в гетероструктурах можно достичь почти полного совпадения активной области с областью диэлектрического волновода и таким образом существенно уменьшить межзонное поглощение в пассивных областях.

Оптическое ограничение получено при наблюдении дифракционной расходимости излучения в гетероструктурах с различной толщиной активного слоя  $l_0$ . Для двусторонней гетероструктуры расходимость уменьшается с увеличением  $l_0$ . В односторонней гетероструктуре расходимость практически не зависит от  $l_0$ . Следовательно, излучение

\* См.: Алферов Ж. И., Андреев В. М., Елисеев П. Г. Инжекционный гетеролазер // ФТП. — 1970. — Т. 4, № 12. — С. 2388, 2389.

проникает далеко в пассивный слой, так что ширина освещенной полосы на зеркале в несколько раз превышает  $l_0$ .

Теперь ответим на вопрос, что такое гетеролазер.

К *гетероструктурным* лазерам относятся полупроводниковые лазеры, в которых используются оптические переходы с участием свободных носителей в многослойных сложных кристаллических структурах с оптическим ограничением света и электронным ограничением диффузионного растекания инжектируемых носителей тока.

Двусторонние ограничения снижают  $j_{\text{пор}} \leq 1 \cdot 10^3$  А/см<sup>2</sup> путем эффектов электронного и оптического ограничений. В двусторонней гетероструктуре активная область находится между двумя гетеропереходами: один — инжектирующий, другой — ограничивающий диффузионное растекание носителей; например, в двусторонней гетероструктуре на твердом растворе  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  гетероструктура следующая [24]:

$$p\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}, \Delta E \approx 1,8 \text{ эВ}; \quad p\text{Ga}_x\text{As}, \Delta E = 1,4 \text{ эВ};$$

$$n\text{As}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}, \Delta E = 1,8 \text{ эВ}.$$

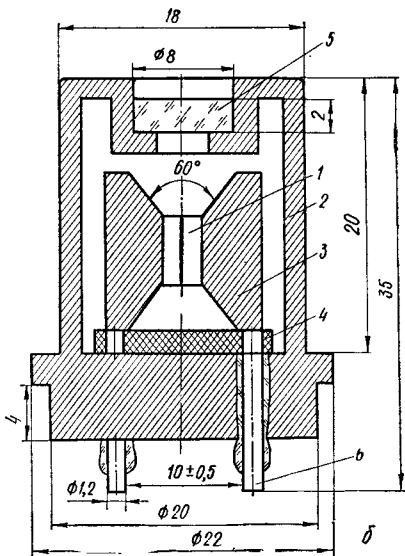
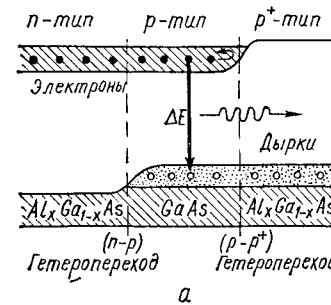
Дополнительное уменьшение порогового тока в двусторонней гетероструктуре получается из-за наличия в ней оптического волновода с коэффициентом распределенных оптических потерь  $\beta_z \sim 5 \dots 15 \text{ см}^{-1}$  и усилением  $G(\nu) \sim 0,01 \text{ см/А}$  при  $T = 300 \text{ К}$ . При фиксированной толщине активного слоя  $l_0$  за счет оптического и электронного ограничений в двусторонней гетероструктуре по сравнению с диффузионным  $p-n$  переходом получается выигрыш почти на два порядка по коэффициенту усиления ( $G(\nu) \sim 3 \text{ см/А}$ ) и в два-три раза уменьшается уровень потерь ( $\beta_z = 2 \dots 5 \text{ см}^{-1}$ ). В односторонней гетероструктуре, где осуществляется только электронное ограничение, существенно повышается лишь коэффициент усиления ( $G(\nu) \sim 0,3 \dots 0,6 \text{ см/А}$ ) практически при том же уровне потерь ( $\beta_z = 2 \dots 4 \text{ см}^{-1}$ ).

На рис. 9.8, а показан пример энергетических зон гетеролазера с двойным гетеропереходом, созданным из двух веществ: арсенида галлия и  $\text{GaAlAs}$  (арсенида галлия с примесью алюминия). Такие два вещества имеют различные показатели преломления и ширину запрещенной зоны, что эффективно ограничивает инжекцию возбуждения и излучения света областью перехода. Иными словами, скачок показателя преломления обеспечивает отражение генерируемого света опять в область перехода, а разница в размерах запрещенной зоны  $\Delta E$  удерживает носители в этой области.

В данном случае двусторонняя гетероструктура состоит из трех компонентов: полупроводник  $p$ -типа из  $\text{GaAs}$  находится между компонентами  $p^+$ - и  $n$ -типов из  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ . Эту двойную гетероструктуру помещают на подложке из  $\text{GaAs}$  с электронной проводимостью, сверху на электрическом контакте устанавливают шайбу из  $\text{GaAs}$  с дырочной проводимостью;  $n-p$  гетеропереход мешает дыркам перемещаться в область  $n$ -типа, что не позволяет также электронам инжектировать в область перехода. В  $p-p^+$  гетеропереходе из-за увеличения ширины запрещенной зоны  $\Delta E$  создается потенциальный барьер, который отражает инжектируемые электроны и ограничивает реком-

Рис. 9.8. Схемы энергетических зон (а) и конструкции полупроводникового лазерного диода (б):

1 — кристалл; 2 — корпус; 3 — держатель; 4 — фланец; 5 — окно; 6 — выводы



бинационное излучение областью перехода. Пороговая плотность тока в такой гетероструктуре уменьшается до  $j \sim 2 \cdot 10^3$  А/см<sup>2</sup>, что приблизительно в 20 раз меньше, чем в гомолазерах. При температуре 300 К такие гетеролазеры имеют мощность около 5...7 мВт на длине волны  $\lambda = 0,82 \text{ мкм}$  с пороговым током возбуждения до 300 мА.

Эффективность инжекционных лазеров как в импульсном, так и в непрерывном режимах работы ограничивается, главным образом, тепловыми воздействиями — условиями нагрева самой активной среды и теплоотвода. При пропускании через  $p-n$  переход тока кристалл постепенно нагревается. Вместе с повышением температуры возрастает и пороговый ток. Анализ теплофизических процессов аналогичен рассмотренному ранее в гл. 7 для активной среды твердотельных лазеров импульсного действия. Кристалл в основном нагревается в результате потерь мощности при безызлучательной рекомбинации электронно-дырочных пар  $P_{\text{рек}} = iU_0(1 - \eta_{\text{в}})$  и омического нагрева при протекании через полупроводник тока инжекции  $P_{\text{ом}} = I^2 R$ . Возникающее тепло распространяется в активном слое  $p-n$  перехода в соответствии с моделью переноса тепла, математически описываемой уравнением теплопроводности (7.16):

$$\frac{\partial^2 T}{\partial l^2} + \frac{1}{l} \frac{\partial T}{\partial l} = \frac{1}{a} \frac{\partial T}{\partial t}.$$

Граничные условия можно определить по мощности нагрева кристалла теплопроводностью за счет безызлучательной рекомбинации:

$$|k \partial T / \partial l|_{l=l_0} = P_{\text{рек}}.$$

С учетом граничных условий и типичного значения квантового выхода  $\eta_{\text{в}} = 0,5$  уравнение теплопроводности принимает вид

$$\frac{\partial}{\partial l} P_{\text{рек}} + I^2 R = \frac{\alpha}{k} \frac{\partial T}{\partial t}.$$

Начальные условия задаются условиями охлаждения кристалла при  $t = 0$ ,  $l = 0$ ,  $T \rightarrow T_0$ , где  $T_0$  — начальная температура кристалла. Решая уравнение теплопроводности при граничных и начальных условиях, окончательно получаем температурное поле активного слоя кристалла:

$$T(l, t) = T_{\text{хл}} + \frac{l^2 R n_n \tau_n}{m c_k [1 - \exp(-\tau/\tau_p)]} \exp(-\tau/\tau_p), \quad (9.15)$$

где  $T_{\text{хл}}$  — температура теплопровода;  $n_n$  — число импульсов в квазинепрерывном режиме накачки;  $\tau_n$  — длительность импульса накачки;  $m$  — масса кристалла;  $c_k$  — теплоемкость кристалла;  $\tau_p = \left( \frac{1}{S k} + \frac{2}{\pi^2 k l_0^2} \right) m c_k$  — тепловая постоянная времени;  $S$  — площадь теплопровода;  $l_0$  — толщина активного слоя;  $k$  — коэффициент теплопроводности.

Анализируя (9.15) для конкретных условий нагрева, конкретной конструкции и типичного отношения  $P_{\text{рек}}/P_{\text{ом}} \sim 3,2 \cdot 10^{-3}$  гетеролазерного диода, можно определить практически необходимые зависимости:

температуру максимального нагрева

$$T_{\text{max}} = \frac{l^2 R n_n \tau_n}{m c_k} \quad \text{при} \quad \tau_n \ll \tau_p; \quad (9.16)$$

мощность излучения при  $T = T_{\text{хл}}$  и  $I_{\text{пор}} \sim a T^3$

$$P_{\text{вых}} = \eta_b U_0 [I - I_{\text{пор}} (T/T_{\text{хл}})^3];$$

максимальную частоту генерации импульсов при условии  $P_{\text{вых}} \rightarrow 0$

$$f_{\text{max}} = \frac{T_{\text{хл}} m c_k}{R \tau_n n_n \tau_p l^2} (\sqrt[3]{I/I_{\text{пор}}} - 1). \quad (9.17)$$

К достоинствам инжекционных полупроводниковых гетеролазеров можно отнести: малые размеры, прямое превращение энергии электрического тока в когерентное излучение, возможность генерации непрерывного и импульсного вынужденного излучения, высокий к. п. д., значительную удельную мощность с единицы объема не охлаждаемой активной среды и, наконец, простоту модуляции излучения в широкой полосе частот методом внутренней модуляции тока инжекции лазерного диода (рис. 9.8, б).

#### 9.4. Методика расчета основных параметров и характеристик инжекционного полупроводникового лазера

Исходными данными для расчета являются: материал активного элемента (обычно монокристаллы GaAs либо гетероструктуры на основе GaAs с изопериодическим замещением Al и P), тип резонатора (обычно резонатор Фабри — Перо), напряжение на кристалле  $U_0$  и температурный диапазон  $\Delta T = \pm 50^\circ \text{C}$  работы прибора.

**Конструктивные параметры.** Длина активного слоя  $l$  определяется из условия [20]

$$l \sim n l_0^2 / \lambda_0.$$

Эффективная ширина излучающей области  $p-n$  перехода  $d \sim 10^{-2} \dots 10^{-3}$  см и толщина активного слоя  $p-n$  перехода  $l_0 = \sqrt{D \tau} \simeq 10^{-4}$  см, где  $D \sim 10^{-1}$  см<sup>2</sup>/с — коэффициент диффузии;  $\tau \sim 10^{-7} \dots 10^{-9}$  — время жизни носителей.

Эффективная площадь  $p-n$  перехода  $s = l \times l_0$  см<sup>2</sup>. Длина резонатора имеет типовые значения  $L \sim 10^{-2} \dots 10^{-3}$  см  $\sim l$ .

Показатель преломления активной среды зависит от температуры и длины волны излучения:

$$(\partial n / \partial T)_\lambda = 0,5 L (\lambda_0 / \Delta \lambda) (\partial \lambda / \partial T).$$

Для GaAs при  $T = 77$  К и  $\lambda_0 = 0,84$  мкм  $(\partial n / \partial T)_\lambda = 2,9 \cdot 10^{-4}$  град<sup>-1</sup>;  $n = 3,6$ .

Эффективный коэффициент отражения зеркал резонатора  $r = \sqrt{r_1 r_2}$ . Для  $r_1 = 0,2 \dots 0,4$ ,  $r_2 = 1$   $r \approx 0,63$ .

Концентрация электронов и дырок в активном слое (среднее значение количества электронов и дырок в единице объема):

$$\bar{N}_s = 2 (2 \pi m_s^* k T / h^2)^{3/2} e^{(\mu_s - \Delta E) / (k T)},$$

$$\bar{P}_d = 2 (2 \pi m_d^* k T / h^2)^{3/2} e^{-\mu_d / (k T)}, \quad \mu_d \geq \Delta E - \mu_s,$$

где  $\mu_d$  — уровень Ферми для дырок, эВ;  $m_s^* \sim 0,08 \bar{m}^*$  и  $m_d^* \sim 0,5 \bar{m}^*$  — эффективная масса носителей зарядов — электрона и дырки;  $\bar{m}^* = 9,11 \cdot 10^{-28}$  г — масса свободного электрона;  $\gamma_s = 1 - \exp(l_0/l)$  — доля избыточных электронов, рекомбинирующих в активном слое;  $U_{pn} = U_0 - \Delta E/e$  — напряжение на  $p-n$  переходе;  $\Delta E$  — ширина запрещенной зоны;  $U_0$  — напряжение на кристалле, В;  $\mu_s = 0,5 \Delta E + 0,75 k T \ln(m_d^*/m_s^*)$  — уровень Ферми для электронов.

**Энергетические характеристики.** Предполагается, что полупроводник можно рассматривать как четырехуровневую квантовую систему, у которой энергетические промежутки между соседними уровнями очень малы, а верхние состояния являются метастабильными.

Мощность излучения инжекционного лазерного диода в ваттах

$$P_{\text{вых}} = (\hbar \omega / e) f (\beta_\Sigma, L, r) (i_b - i_{\text{пор}}) \eta_0,$$

где  $\hbar \omega / e \sim U_0 - U_{pn}$ ;  $f(\beta_\Sigma, l, r) \simeq [1 + \beta_\Sigma L / \ln(1/r)]^{-1}$ ;  $\eta_0 \sim 0,6 \dots 0,9$ .

Значение порогового тока накачки ( $A$ ) определяется через плотность тока  $j$  и площадь  $s$  поверхности активного слоя кристалла:

$$i_{\text{пор}} = j_{\text{пор}} s,$$

где  $j_{\text{пор}} = [\beta_\Sigma + \ln(1/r) / (G_{\text{пор}})] A / \text{см}^2$  — пороговая плотность тока;  $U_{pn} = U_0 - \hbar \omega / e$  — среднее значение напряжения на  $p-n$  переходе. Например, при  $l_0 = 2 \cdot 10^{-4}$  см<sup>-1</sup>,  $\Delta E \sim 1,5$  эВ,  $\mu_s = 3,3 \times 10^{-2}$  эВ  $U_{pn} = 25,5$  В.

К. п. д. инжекционного лазерного диода

$$\eta_b = P_{\text{вых}} / (i U) \sim P_{\text{вых}} / (i U_0 + i^2 R),$$

где  $R$  — сопротивление, включенное последовательно  $p-n$  переходу, Ом.

Дифференциальная эффективность [24]

$$\eta_{\text{диф}} = \partial P_{\text{вых}} / \partial (iU_{pn}) = \hbar \omega / e U_{pn} f (\beta_{\Sigma}, L, r) \eta_0 \sim 0,7 \dots 0,8.$$

Коэффициент усиления, необходимый для поддержания генерации,

$$G_{\text{пор}} = \beta + \ln(1/r)/L,$$

где  $\beta$  — внутренние потери в резонаторе, состоящие из потерь на рассеяние и дифракционных потерь [см. (5.11)]:

$$\beta = \beta_{\text{дио}} + \beta_{\text{диф}}.$$

В гомоструктурах  $\beta = 5 \cdot 10 \text{ см}^{-1}$  при 77 К и  $\beta \sim 50 \dots 100 \text{ см}^{-1}$  при 300 К.

Максимальное значение коэффициента усиления в пике спектральной полосы усиления [24]

$$G_{\text{max}} = j (\pi^2 \hbar^3 c^2 \eta_0 / [n^2 e \gamma_{\Sigma} (\hbar \omega)^2 (\Delta \omega_n) l_0]),$$

причем при  $T = 300 \text{ К}$

$$G_{\text{max}} \approx g_y j = G_0,$$

где  $\eta_0 \sim 1$  — внутренний квантовый выход (отношение числа излученных фотонов к числу актов рекомбинации в единицу времени);  $\gamma_{\Sigma} = 1$  при  $T = 0 \text{ К}$  — температурный коэффициент, которым учитывают степень вырождения носителей заряда;  $\Delta \omega_n$  — ширина спектральной полосы люминесценции;  $g_y \sim 1$  — удельное усиление при сильном легировании при  $T = 0 \text{ К}$ .

Значение коэффициента дифракционных потерь [20]

$$\beta_{\text{диф}} \approx 0,35 l^{1/2} [\lambda_0 / (n l_0^2)]^{1/2}.$$

**Спектральные и пространственные характеристики.** Вероятная частота спонтанного излучения

$$\omega_0 = (U_0 - U_{pn}) e / (\hbar \epsilon_0), \text{ или } \omega_0 = qc / (2nL),$$

где  $e = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл}$  — заряд электрона;  $n = 3,6$  — показатель преломления для GaAs при  $T = 300 \text{ К}$ ;  $\epsilon_0 = 1,0059$  — диэлектрическая проницаемость воздуха;  $q$  — целое число (индекс продольных мод).

Частота вынужденного излучения

$$\nu_0 = (\Delta E + E_{\Sigma} + E_{\text{д}}) / h \approx qnc / (nL),$$

где  $\Delta E = 1,5 \text{ эВ}$  — ширина запрещенной зоны (при  $T = 300 \text{ К}$ );  $E_{\Sigma}$ ,  $E_{\text{д}}$  — энергия электронов и дырок, участвующих в генерации вынужденного излучения.

Длина волны излучения  $\lambda_0 = c / \nu_0$ , где  $c = 2,9979 \cdot 10^{10} \text{ см/с}$ .

Расстояние между соседними продольными типами колебаний

$$\Delta \lambda_q = \lambda_0^2 / (2N_{\text{эф}} L),$$

где  $N_{\text{эф}} = n - \lambda_0 (\partial n / \partial \lambda)$  — эффективный показатель преломления  $(\partial n / \partial \lambda)$  — градиент показателя преломления.

Максимальная частота следования импульсов, на которой может работать полупроводниковый лазер,

$$f_{\text{max}} \sim T_{\text{хл}} mc_K / (R \tau_n n \tau_p),$$

где  $R$  — сопротивление лазерного диода, Ом;  $T_{\text{хл}}$  — температура теплопровода, К;  $\tau_p$  — тепловая постоянная.

Рассчитанный лазер может работать при комнатной температуре в квазинепрерывном режиме.

Расходимость излучения инжекционного полупроводникового лазера оценивается приближенно так:  $\gamma = \lambda_0 / l_0$ ;  $\gamma_1 = \lambda_0 / d$ . Поскольку активная область  $p-n$  перехода имеет пластиноподобную форму, для определения расходимости излучения важны два размера — ширина и толщина  $p-n$  перехода ( $d$ ,  $l_0$ ).

**Пример.** Известны: материал проектируемого лазера (GaAs); напряжение, подаваемое на кристалл ( $U_0 = 27 \text{ В}$ ), и длина резонатора ( $L = 10 \text{ мкм}$ ). Рассчитать лазер, работающий при  $T = 300 \pm 50 \text{ К}$ ;  $n = 3,6$ .

Пользуясь формулами и рекомендациями изложенной методики расчета, находим толщину активного слоя  $l_0 = 1 \text{ мкм}$ . Площадь поверхности  $p-n$  перехода  $s = 3 \cdot 10^{-6} \text{ см}^2$ ; ширина перехода  $d = 3 \cdot 10^{-2} \text{ см}$ ; коэффициент усиления  $G_0 = 1,16 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$ . Пороговая плотность тока  $j_{\text{пор}} = 18,2 \cdot 10^3 \text{ А/см}^2$ , ширина запрещенной зоны  $\Delta E = 1,5 \text{ эВ}$ ,  $U_{pn} = 25,5 \text{ В}$ . Эффективный коэффициент отражения  $r = 0,63$ ; внутренние потери  $\beta = 23 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1}$ ; концентрация электронов и дырок  $N_{\Sigma} = 2,79 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ ,  $P_{\text{д}} = 2,64 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$ ; дифференциальная эффективность  $\eta_{\text{диф}} = 0,35$ ; к. п. д.  $\eta_0 \sim 0,6$ ; импульсная мощность выходного излучения  $P_{\text{вых}} \sim 16,2 \text{ Вт}$ ; энергия электронов и дырок  $E_{\Sigma} = 6,38 \text{ эВ}$ ,  $E_{\text{д}} = 1,02 \text{ эВ}$ ; длина волны  $\lambda_0 = 0,88 \text{ мкм}$ ; расходимость  $\gamma = 1^\circ$ ,  $\gamma_1 = 10^\circ$ ; частота генерации  $f_{\text{max}} \sim 14 \text{ кГц}$  (см. рис. 9.8, б).

Итак, наиболее крупным успехом полупроводниковой квантовой электроники за последние годы является разработка лазерных гетероструктур. Применение гетеропереходов позволило на два порядка снизить пороговую плотность тока инжекции при комнатной температуре, получить непрерывную генерацию и увеличить к. п. д. инжекционных лазеров.

## Глава 10. КОЛЬЦЕВЫЕ ЛАЗЕРЫ

### 10.1. Эффект Саньяка и кольцевой интерферометр-резонатор

Регистрация фазового сдвига в кольцевом интерферометре основана на явлении интерференции, возникающей при суммировании встречных световых лучей. Впервые в 1904 г. это явление было использовано А. Майкельсоном в опытах при изучении гипотезы «эфира».

В первых опытах А. Майкельсон применил систему зеркал, расположенных по углам прямоугольного четырехзеркального интерферометра. При вращении интерферометра вокруг оси, перпендикулярной к плоскости движения лучей, лучу, идущему в направлении вращения, требовалось больше времени для прохода кольцевого резонатора, чем лучу, идущему против направления вращения. Это объясняется неодинаковой длиной оптического пути, проходимого

обоими лучами, и на экране в этом случае должно наблюдаться смещение интерференционной картины, причем смещение интерференционных полос должно быть пропорционально угловой скорости вращения интерферометра. Из-за небольшой скорости вращения Земли при горизонтальном расположении интерферометра на широте  $40^\circ$  сдвиг по расчетам составляет всего  $10^{-5}$  длины волны. А. Майкельсон понял, что эффект зарегистрировать невозможно, несмотря на сравнительно большие размеры зеркальной установки ( $613 \times 395,5$  м).

Аналогичные опыты для проверки гипотезы ньютоновского светоносного «эфира» были проделаны в 1913 г. французским физиком М. Саньяком. Он установил четыре зеркала и источник света на вращающейся платформе (рис. 10.1) и рассмотрел распространение света по контуру кольцевого интерферометра, имеющего оптические элементы. Скорость распространения электромагнитной волны в одном направлении, допустим по ходу вращения платформы, М. Саньяк принял равной  $c + v$ , где  $v$  — мгновенная линейная скорость вращения платформы.

При противоположном направлении движения скорость распространения излучения равна  $c - v$ . Тогда разность оптического хода излучений на некотором, произвольно взятом участке контура в точке А (см. рис. 10.1)

$$\delta L = c\Delta t = c \left( \frac{L}{c-v} - \frac{L}{c+v} \right); \quad \delta L \simeq \frac{2L}{c} v = \frac{2LR}{c} \Omega(t),$$

где  $\Delta t \sim 2vL/c^2$  — временная разность хода встречных излучений при  $c \gg v$ .

Учтя, что линейная скорость  $v = R\Omega(t)$ , а площадь  $S = RL$ , получим (при  $c \gg v$ )

$$\delta L \simeq \frac{2LR}{c} \Omega(t) = \frac{2S}{c} \Omega(t),$$

где  $L$  — длина кольцевого интерферометра;  $R$  — радиус вращения элементарного участка контура;  $\Omega(t)$  — возмущение в виде угловой

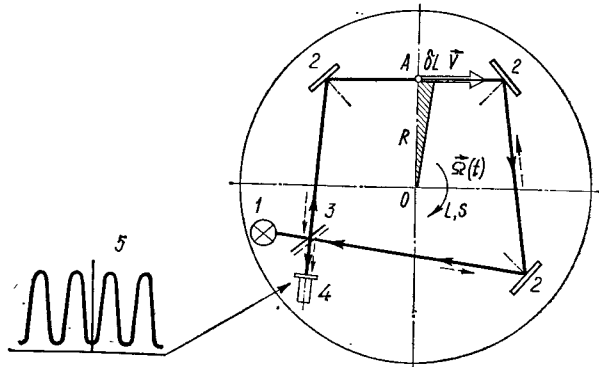


Рис. 10.1. Схема установки Саньяка: 1 — источник; 2 — зеркала; 3 — полупрозрачная пластинка; 4 — фотоэлемент; 5 — интерференционная картина

скорости вращения кольцевого интерферометра, который в принципе может быть и резонатором кольцевого лазера.

Так как оптическая длина пути встречных излучений будет различной:  $L + \delta L$  и  $L - \delta L$ , то частоты этих излучений также различны и отличаются от резонансной частоты  $\nu_0$ , т. е.

$$\nu_1 = \nu_0 \frac{c}{L + \delta L}; \quad \nu_2 = \nu_0 \frac{c}{L - \delta L}. \quad (10.1)$$

На фотоприемнике выделится разностная частота, определяемая при  $\nu_0 = qc/L$  и  $L^2 \gg (\delta L)^2$  зависимостью

$$F_p = \nu_1 - \nu_2 = qc \frac{2\delta L}{L^2 - (\delta L)^2} \approx \nu_0 \frac{2\delta L}{L} = \frac{4S}{\lambda_0 L} \Omega(t), \quad (10.2)$$

т. е.  $F_p = K_{\text{вх0}} \Omega(t)$ , где  $K_{\text{вх0}} = 4S/(\lambda_0 L)$  — масштабный коэффициент кольцевого интерферометра.  $F_p$  — это частота биений, получаемая в результате смещения двух встречных излучений оптического диапазона длин волн, пропорциональная входному воздействию  $\Omega(t)$ .

Описанное явление было открыто М. Саньяком и получило название «вихревой эффект». М. Саньяк на основании своих опытов сделал важные выводы: получаемый сдвиг интерференционной картины в результате сложения направленных навстречу друг другу излучений от источника, размещенного на вращающемся основании, пропорционален угловой скорости вращения этого основания. Кольцевой интерферометр можно применять для точного измерения малых угловых скоростей вращения.

Светоносная же среда «эфир», несмотря на многочисленные тончайшие эксперименты, не была обнаружена ни А. Майкельсоном, ни М. Саньяком, ни многочисленными их последователями.

## 10.2. Кольцевой лазер и его основные характеристики

Очевидно, *кольцевым лазером* будет квантовый прибор с кольцевым активным резонатором, в котором излучения распространяются навстречу друг другу и выводятся на интерференционный оптический смеситель, на выходе которого образуется сигнал разностной частоты интерферирующих встречных волн.

Большие размеры рассмотренной выше установки являлись основным препятствием для применения на практике метода измерения угловых скоростей вращающихся объектов. Однако такое положение было сравнительно недолгим. Первый экспериментальный образец кольцевого лазера появился уже в 1962 г. и представлял собой четыре гелий-неоновых лазера, расположенных по сторонам квадрата [6, 23, 25]. В каждом из четырех углов квадрата находились зеркала, установленные под углом  $45^\circ$  к оптической оси лазера так, что луч света, выходящий из одного лазера, отражался от зеркала и попадал на соседний. Световая энергия излучалась с обоих концов сьюстированных разрядных трубок; поэтому в системе возникали два световых луча, движущихся по кольцу в противоположных направлениях. Часть энергии обоих лучей выводилась из системы посредством полу-

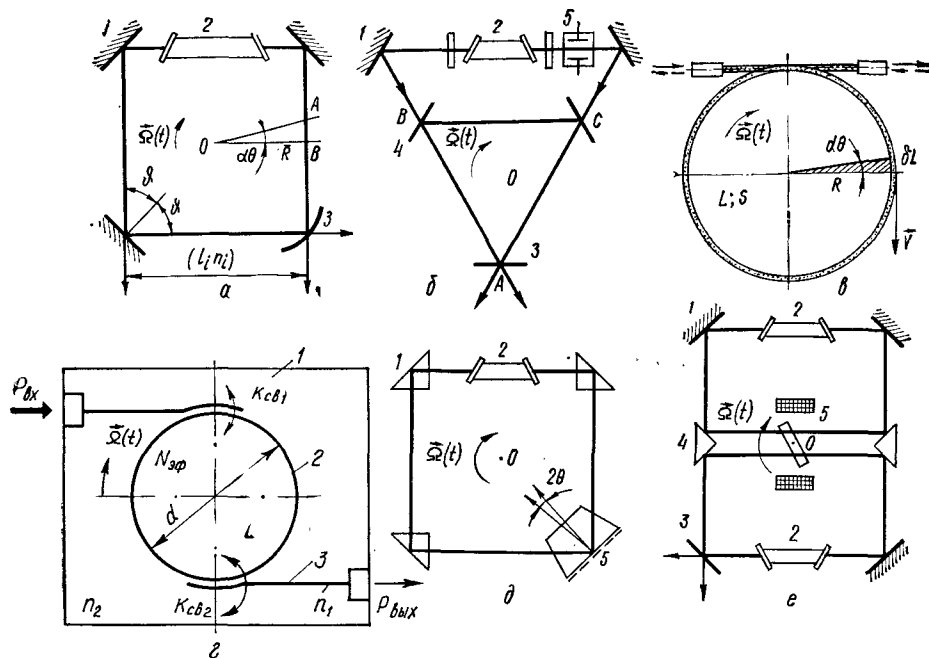


Рис. 10.2. Основные оптические схемы кольцевого резонатора:

а — четырехзеркальный с активной средой; б — треугольного без активной среды в основном контуре; в — пассивного световолокоинного; г — пассивного интегрально-оптического (1 — подложка; 2 — волновод; 3 — направленный ответвитель;  $N_{эф}$  — эффективный показатель преломления волновода;  $n_2$  — показатель преломления подложки;  $d$  — диаметр;  $k_{св}$  — коэффициент волноводной связи;  $P_{вх}$ ,  $P_{вых}$  — мощности входного и выходного оптических сигналов); д — четырехпризмный; е — дифференциального связанного (1 — зеркало (призма); 2 — кювет с активной средой; 3 — выходное зеркало; 4 — элемент связи; 5 — элемент разрыва частот (независимый элемент);  $\theta$  — угол падения фронта волны;  $l_i n_i$  — оптическая длина]

прозрачного зеркала и подавалась на регистрирующий приемник излучения — фотоумножитель.

Частоты генерируемых колебаний определялись несколькими факторами, в частности собственными резонансными частотами кольцевого оптического резонатора. Если кольцевой резонатор вращается вокруг оси, перпендикулярной к его плоскости, то пути, как мы уже видели, которые должны в нем пройти две встречные волны, чтобы попасть в точку активной среды, откуда они вышли, будут различны. Разность путей  $\delta L$  пропорциональна скорости вращения резонатора.

Действительно, если кольцевому резонатору, основные схемы которого показаны на рис. 10.2, частично или полностью заполненному активной средой, придать вращение с угловой скоростью  $\vec{\Omega}(t)$ , то в замкнутом контуре по общему генерационному каналу будут распространяться две встречные волны излучения с разными угловыми скоростями:

$$\omega_1 = \omega_0 + \Omega(t); \quad \omega_2 = \omega_0 - \Omega(t), \quad (10.3)$$

где

$$\omega_0 = 2\pi\nu_0 = 2\pi c/\lambda_0,$$

причем угловая частота светового пучка при отсутствии вращения контура намного больше возмущения, т. е.  $\omega_0 \gg \Omega(t)$ .

Направив часть энергии встречных пучков для создания интерференционной картины в специальном оптическом смесителе и сфокусировав эту картину на фотоприемник, на выходе системы получим разностную частоту биений в виде последовательности импульсов, частота которых пропорциональна проекции вектора угловой скорости  $\vec{\Omega}(t) \times \times \cos \beta$  на нормаль к плоскости распространения встречных волн  $\vec{Y}$ . Покажем это на примере использования зависимости [6, 25]

$$L_{1,2} = \oint (1 + \epsilon) dL, \quad (10.4)$$

описывающей траектории встречных волн излучения в замкнутом контуре, где  $1 + \epsilon = c/v$  — отношение скорости света  $c$  к скорости света в заданной точке активной среды  $v$ ;  $dL$  — элементарный участок периметра резонатора. Проинтегрировав (10.4), получим  $L_{1,2} = L \pm \delta L$  и

$$\delta L = 2\Omega(t) s/c, \quad (10.5)$$

где  $s$  — площадь кольцевого резонатора,  $\text{см}^2$ . Знак  $\delta L$  изменяется при изменении направления вращения кольцевого резонатора.

Величина  $\vec{\Omega}(t)$  в эксперименте [23] измерялась по выходному сигналу регистрирующего прибора. Результаты испытаний оказались успешными. Для угловой скорости  $3 \cdot 10^{-4}$  рад/с частота биений составляла 250 Гц. При изменении угловой скорости от  $6 \cdot 10^{-4}$  до 0,18 рад/с частота биений изменялась от 0,5 до 150 кГц приблизительно по линейному закону 1 (рис. 10.3, а), называемому выходной характеристикой кольцевого лазера.

На рис. 10.3, а кривая 2 изображает расчетную выходную характеристику, описываемую уравнением  $F_p = \frac{4S}{\lambda_0 L} \Omega(t)$ . Реальная вы-

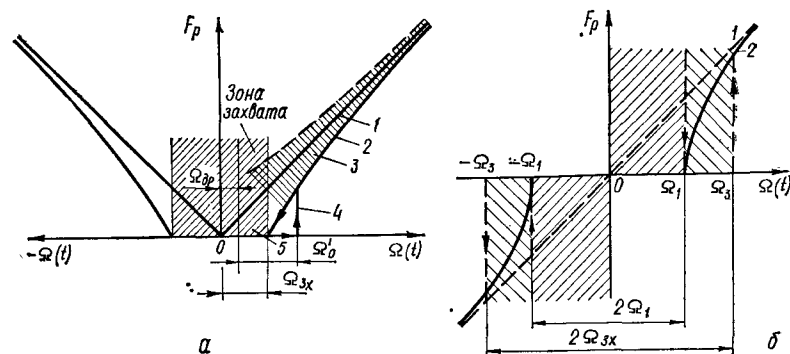


Рис. 10.3. Выходная характеристика кольцевого лазера (а) и гистерезис разностной частоты (б): штриховая линия — идеальная выходная характеристика, сплошные кривые — расчетные (кривые при  $\Omega < 0$  изображены вниз условно)



ходная характеристика находится в заштрихованной области 3, так как разностная частота на выходе лазера является функцией многих его параметров: относительной разности добротностей для встречных излучений, расстройки резонаторов, положения резонансной частоты генерации на доплеровском контуре усиления, разности интенсивности встречных излучений, ширины спектральной линии излучения и ширины резонансной кривой резонатора, давления газовой смеси и ее компонентов, модового состава излучения и др. Кроме наличия существенной зоны нечувствительности (захвата) 5, реальная выходная характеристика изменяет свою крутизну на  $\Delta K_{\text{вх}}$  и имеет начальный сдвиг угловых скоростей — дрейф  $\Omega_{\text{др}}$ .

Нелинейность выходной характеристики определяют по изменению масштабного коэффициента (крутизны выходной характеристики). При вариациях  $\Omega(t)$  находят относительное изменение крутизны выходной характеристики

$$h_0 = \Delta K_{\text{вх}} / K_{\text{вх}0}, \quad (10.6)$$

где  $K_{\text{вх}0} = 4s/(\lambda_0 L)$  — крутизна идеальной выходной характеристики.

Например, для типовых кольцевых лазеров нелинейность выходной характеристики составляет менее  $10^{-4}$  при изменениях  $\Omega(t)$  в пределах  $5 \cdot 10^{-2} \dots 5 \cdot 10^3$  рад/с. Для современных кольцевых лазеров с периметром  $L = 100$  см, работающих на длине волны  $\lambda_0 = 0,63$  мкм, ширина зоны захвата  $2\Omega_{\text{зх}} \sim 15 \cdot 10^{-4}$  рад/с.

Минимальная ширина зоны нечувствительности тщательно выполненных лазеров составляет более 100 Гц.

Петля гистерезиса 4 выходной характеристики обусловлена зависимостью разности показателей преломления и коэффициентов рассеяния встречных излучений от состояния плазмы в резонаторе кольцевого лазера. Гистерезис проявляется в том, что выход из зоны захвата происходит при большем значении  $\Omega(t)$ , чем вход в эту зону ( $\Omega_0 > \Omega_{\text{зх}}$ ).

Диапазон измеряемых угловых скоростей определяется соотношением

$$\Omega_{\text{min}} \leq \Omega(t) \leq \Omega_{\text{max}}, \quad (10.7)$$

где  $\Omega_{\text{min}} \approx \Omega_0$  — наименьшее значение измеряемой угловой скорости  $\Omega(t)$  (чувствительность). Например, для кольцевого лазера с площадью резонатора  $s = 100$  см<sup>2</sup> и  $\lambda_0 = 0,6 \cdot 10^{-4}$  см  $\Omega_{\text{max}} - \Omega_{\text{min}} \approx 1100$  рад/с [25].

Поскольку на выходе лазера время распространения, фаза, интенсивность и частота бегущих навстречу волн зависят от угловой скорости, все существующие кольцевые лазеры можно классифицировать как по параметру выходного электромагнитного поля, так и по типу измерительного устройства, определяющего тот или иной информативный параметр. Имеются четыре основных типа кольцевых лазеров: временные, фазовые, амплитудные и частотные. Практический интерес представляют частотные и фазовые измерители угловой скорости.

Несомненные достоинства частотных методов регистрации  $\Omega(t)$  объясняют преимущества частотных кольцевых лазеров перед датчиками угловой скорости других типов.

### 10.3. Основные уравнения кольцевого лазера и явление захвата разностной частоты

Определим изменение частоты, обусловленное изменением оптической длины резонатора при его вращении. В стационарном режиме из условия резонанса продольных мод в кольцевом резонаторе следует, что длина замкнутого оптического пути излучения  $\Sigma l_i n_i$ , распространяющегося в резонаторе, состоящем из элементов с различными показателями преломления, должна быть кратной длине волны  $\lambda_0$ :

$$L = \Sigma l_i n_i = q \lambda_0 = qc/v_0 \quad (10.8)$$

при  $n_i = n = 1$ , где  $n_i$  — показатель преломления на  $i$ -м участке резонатора длиной  $l_i$ . При выполнении этого условия волна, вышедшая из какой-либо точки активной среды в резонаторе, вернется в эту точку с фазовым сдвигом  $2\pi$ , что обеспечит положительную обратную связь и стабильную генерацию.

Разностная частота зависит от направления вектора  $\vec{\Omega}(t)$ :

$$F_p = K_{\text{вх}} \Omega(t) \cos \beta, \quad (10.9)$$

или

$$F_p = \frac{4S \Sigma l_i n_i}{cL^2} v_0 \Omega(t) \cos \beta, \quad (10.10)$$

где  $\beta$  — угол между векторами  $\vec{\Omega}(t)$  и нормалью  $\vec{Y}$  к плоскости резонатора. Эта зависимость и является основным, рабочим уравнением кольцевого лазера.

Из формулы (10.10) следует, что разностная частота пропорциональна площади поверхности, образуемой траекторией распространения лучей в резонаторе, и обратно пропорциональна длине периметра резонатора кольцевого лазера. Известно [6], что наибольшей чувствительностью обладают лазеры с резонатором в форме кольца. Практически выполнить лазер с таким резонатором весьма сложно.

При выборе конфигурации резонатора необходимо также учитывать потери излучения в нем, сложность его изготовления и настройки. При равных периметрах порог чувствительности квадратного резонатора будет в  $F_{\text{р.кв}}/F_{\text{р.тр}} = S_{\text{кв}}/S_{\text{тр}} = 1,3$  раза выше порога чувствительности треугольного резонатора. Однако увеличение потерь из-за наличия четвертого отражательного элемента и усложнения конструкции резонатора, казалось бы, все это должно быть в пользу треугольного резонатора. На самом деле четырехугольные резонаторы чаще применяются на практике.

Если на выходе системы имеется фотоумножитель, его ток  $i_{\text{ф}}$  будет изменяться с частотой биений  $F_p$ . Однако, измерив разностную частоту, можно определить только модуль вектора угловой скорости, но не его направление. Например, в случае использования квадратного резонатора, имеющего сторону 10 см, частота биений при рабочей длине волны 0,6328 мкм примерно равна  $2 \cdot 10^6$  Гц, что соответству-

ет угловой скорости около 1,2656 рад/с. Направление же вращения лазера остается неизвестным. В этом заключается одна из принципиальных особенностей лазерного гироскопа как датчика угловой скорости, где используется кольцевой лазер.

Мы рассмотрели идеальную картину, которая показывает, что основным достоинством кольцевого лазера является практически линейная его статическая характеристика. На самом деле любое случайное изменение размеров резонатора, анизотропия плазмы, ухудшение покрытия отражательных элементов, флуктуация встречных волн и, наконец, просто изменение внешних условий (вибрации, нагрев, шум и т. д.) приводят к неустойчивости параметров резонатора, что, в свою очередь, сказывается на чувствительности и точности измерения  $\dot{\Omega}(t)$ . Особенно это заметно, когда необходимо измерять очень малые угловые скорости, т. е. когда малые частоты автоколебательной системы могут быть близкими. В этом случае возникает захватывание, увлечение частоты (так называемое явление синхронизации частот), и кольцевой лазер не реагирует на изменение  $\Omega(t)$ .

Более подробно явление захватывания частот можно аналитически исследовать, если решить уравнения Максвелла с учетом обратного рассеяния  $r_{1,2}$  встречных волн в плазме и на зеркалах. Процесс синхронизации частот ограничен некоторой областью захвата, в которой встречные волны взаимодействуют друг с другом и принцип суперпозиции нарушается. Область захвата можно определить, решая уравнения поля относительно интенсивностей  $I_1, I_2$  и разности фаз  $\psi_1, \psi_2$  встречных излучений, используя теорию Лэмба и дисперсионную комплексную функцию [6, 30] (см. п. 8.4).

Тогда ширина области захвата с учетом разности добротностей  $(Q_1 - Q_2)^*$

$$\Omega_{\text{зх}} = \frac{2\pi F_D}{Q} \left( r_1 \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} + jr_2 \right), \quad (10.11)$$

или аппроксимированное значение «зоны захвата» [6]

$$\Omega_{\text{зх}} \approx \frac{c\lambda_0}{8\pi S} \sqrt{r_1 r_2}. \quad (10.12)$$

Более строгое решение системы уравнений, описывающих распространение электромагнитных волн в лазере, вращающемся с угловой скоростью  $\Omega(t)$ , дает среднее за период измерения  $T_{\text{изм}}$  значение разностной частоты

$$\langle \bar{F}_D \rangle = K_{\text{вх}} \Omega (1 - G_0) + \frac{\Delta\nu_{p1} - \Delta\nu_{p2}}{2} \eta(v)_{1,2} + \frac{2r_1 r_2 [\eta(v)_{1,2} \sin \psi_1 + \cos \psi_2]}{\Omega (1 - G)}, \quad (10.13)$$

где  $\Omega = \Omega(t) + \Omega_n + \delta\Omega'_0$  — суммарная угловая скорость;  $\Omega_n$  — угловая скорость, соответствующая смещению частот («подставки»);  $\Delta\nu_{p1,2}$  — ширина резонансной кривой для встречных излучений;  $\eta(v)_{1,2}$  — расстройка резонатора:  $\eta(v) = (v_1 - v_2)/\Delta\nu_D$ .

\* См.: Бычков С. И., Лукьянов Д. П., Бакаляр А. И. Лазерный гироскоп. — М., 1977. — 378 с.

Значение разностной частоты (10.13) в окрестности зоны захвата можно аппроксимировать зависимостью [23]

$$F_D = K_{\text{вх}} \sqrt{\Omega^2(t) - \Omega_{\text{зх}}^2}. \quad (10.14)$$

Это уравнение практически и является статической выходной характеристикой кольцевого лазера.

Анализируя уравнение (10.14), можно сделать следующие выводы. При малых угловых скоростях [ $\Omega(t) \ll \Omega_{\text{зх}}$ ] происходит захватывание частот встречных колебаний. В соответствии с этим уравнением область захвата пропорциональна коэффициенту обратного рассеяния и зависит от разности интенсивностей встречных излучений. Основная характеристика  $F_D = K_{\text{вх}} \Omega(t)$  при малых  $\Omega(t)$  имеет гистерезис вследствие влияния энергетической связи встречных излучений и обратного рассеяния (рис. 10.3, б). Увеличение связи между встречными излучениями приводит к расширению области захвата. Ширину области захвата можно уменьшить за счет уменьшения обратного рассеяния на отражающих элементах, улучшения однородности покрытия их и однородности плазмы, увеличения периметра резонатора. Например, ширина области захвата при прочих равных условиях для кольцевого лазера с периметром 300 см составляет 60...120 Гц, для моноблочного кварцевого резонатора с периметром 40 см — 500...1500 Гц.

#### 10.4. Методы разнота частот. Ячейка Фарадея

Устойчивость режима генерации встречных излучений лазера минимальна в случае, когда частоты встречных волн равно отстоят от центра доплеровски уширенной спектральной линии излучения. Дело в том, что в этой ситуации взаимодействие обеих волн идет через одни и те же группы атомов активной среды, т. е. взаимосвязь колебаний максимальна. При отсутствии вращения кольцевого лазера система устойчива, а с увеличением скорости вращения неустойчивость ее растет. Это физическое явление одновременного взаимодействия встречных волн, когда интенсивность одного излучения увеличивается, а другого — уменьшается и все это вызвано усилением одной группы атомов активной среды, и будет конкуренцией мод.

При малых угловых скоростях разностная частота отсутствует. При увеличении скорости вращения, начиная с некоторой пороговой ( $\pm\Omega_{\text{зх}}$ ), появляются биения, но их частота не соответствует расчетному значению для данной угловой скорости и лишь постепенно, с увеличением  $\Omega(t)$ , приближается к нему. Отсутствие биений объясняется принудительной синхронизацией частот и конкуренцией мод встречных волн.

Необходимо различать механизмы действия явлений взаимной синхронизации встречных волн и конкуренции мод в кольцевом лазере. Аналогом первого явления служит известный в радиотехнике эффект захватывания колебаний двух связанных генераторов. Другое физическое явление, конкуренция мод, обусловлено интерференционным взаимодействием между модами встречных волн. Отметим, что оба эти явления приводят к единому результату — к неизбежному

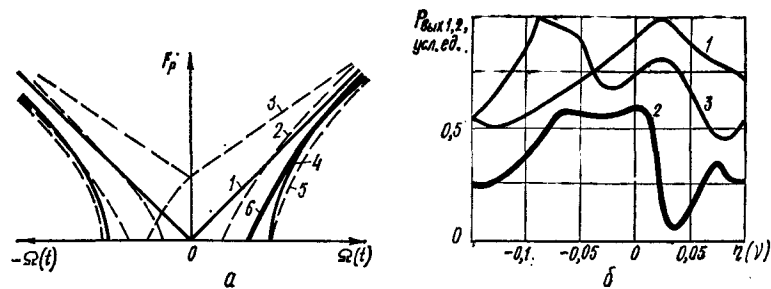


Рис. 10.4. Зависимость выходной характеристики кольцевого лазера от расстройки частот (а) и зависимость выходной мощности встречных излучений, границы области захвата от расстройки частот в резонаторе (б):

а: 1 — идеальная характеристика; 2 —  $\eta = 0,03$ ; 3 —  $\eta = 0,01$ ; 4 — расчетная характеристика; 5 —  $\eta = 0,3$ ; 6 —  $\eta = 0,1$ ;  
б: 1, 3 — встречные излучения; 2 — ширина области захвата

наличию области захвата частот и уменьшению точности измерения  $\Omega(t)$ .

Наличие разностной частоты в области, близкой к границе захвата, обусловлено явлением увеличения частоты генерации. При этом зависимость  $F_p = K_{\text{вх}}\Omega(t)$  становится нелинейной. Основная выходная характеристика в большей степени зависит от расстройки частот излучения. Если обозначить относительную погрешность настройки резонатора на резонансную частоту спектральной линии (расстройку резонатора каждого из встречных излучений), то с изменением расстройки выходная характеристика смещается из области захвата и может даже пересекать идеальную характеристику (рис. 10.4, а). Это обусловлено дисперсионными свойствами активной среды и, в основном, конкуренцией мод во встречных излучениях. Экспериментальным путем было выяснено, что с увеличением коэффициента связи между встречными излучениями увеличивается область конкуренции. Характер распределения мощности и изменения области конкуренции в зависимости от расстройки показан на рис. 10.4, б. Ослабить влияние конкуренции мод можно, если поддерживать стабильной частоту излучения.

Предъявляя высокие требования к частоте и качеству отражающих поверхностей или применяя вместо зеркала призмы полного внутреннего отражения, область захвата можно несколько уменьшить. Полностью от синхронизации и конкуренции встречных мод избавиться нельзя из-за рассеяния на неоднородностях флюктуирующей плазмы, конечности размеров зеркал и сечения пучка, нелинейных явлений в разряде и при отражении от зеркал. В применяемых для целей гироскопии кольцевых лазерах область захвата достигает нескольких десятков и сотен герц. Существует много методов, которые частично помогают избавиться от этого нежелательного явления. Например, использование смеси изотопов  $\text{Ne}^{20}$ ,  $\text{Ne}^{22}$  с концентрацией около 1 % позволяет снизить конкуренцию мод в резонаторе. Действенной мерой, которая практически помогает избавиться от этого явления и дает возможность измерять очень малые угловые скорости вращения, является создание искусственного смещения частот, т. е.

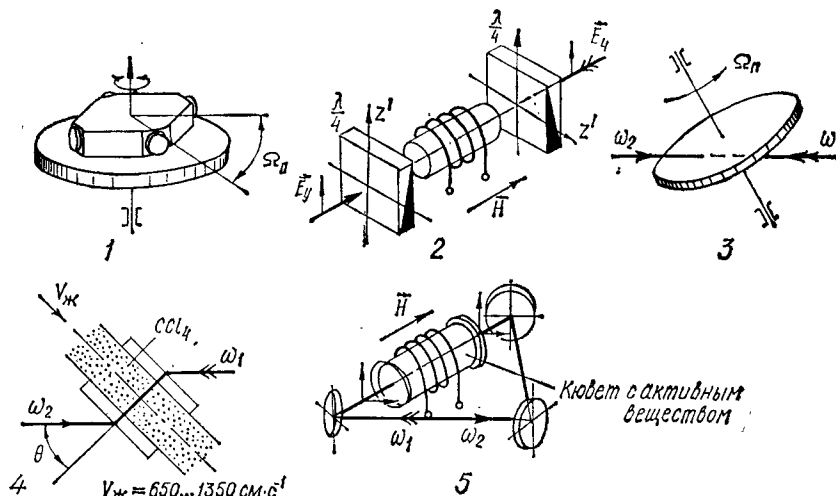


Рис. 10.5. Основные методы смещения частот:

1 — вращение или колебание резонатора; 2 — эффект Фарадея; 3 — эффект Физо; 4 — эффект увлечения света движущейся средой; 5 — эффект Зеемана

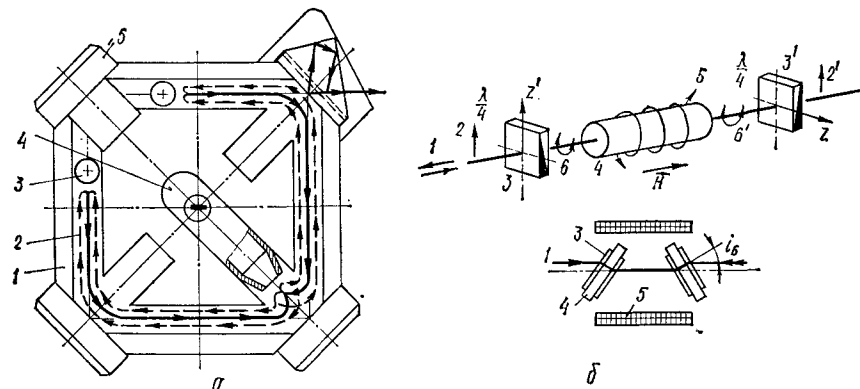


Рис. 10.6. Схема движения ионизированных частиц в газоразрядном промежутке кольцевого лазера (а) и принципиальная и конструктивная схемы ячейки Фарадея, создающей смещение частот («подставку») в кольцевом лазере, (б):

а: 1 — моноблок; 2 — генерационный канал; 3 — аноды; 4 — катод; 5 — зеркала (стрелками показано направление движения ионов газа);  
б: 1 — встречные излучения; 2, 2' — линейно-поляризованное излучение; 3, 3' — четверть-волновые пластинки из кристаллического кварца; 4 — оптически активная среда (плавленый кварц); 5 — соленоид, создающий магнитное поле напряженностью  $\vec{H}$ ; 6, 6' — круговая поляризация излучения

введение заранее известной частоты, так называемой частотной «подставки» — начальной разности частот, превышающей пороговую частоту захвата. Разнести частоты можно различными способами.

Один из методов создания начальной разности частот состоит в том, что платформу, на которой установлен кольцевой лазер, сообщаются малые вращательные колебания с частотой порядка 10...40 Гц. Точность измерения  $\Omega(t)$  в этом случае повышается.

Для создания смещения частот можно использовать эффект Физо (рис. 10.5) или эффект Лэнгмюра (увлечение света движущейся газо-

разрядной плазмой), который является следствием собственной анизотропии и дрейфа ее в случае возбуждения газовой смеси в кювете разрядом постоянного тока. Этот эффект можно применить для создания искусственной «подставки», поскольку в резонатор не требуется вводить дополнительные потери (рис. 10.6, а) [6, 25].

Эффект Фарадея можно использовать для создания разностной частоты встречных колебаний. Этот эффект заключается в повороте плоскости поляризации линейно-поляризованного света, распространяющегося вдоль силовых линий магнитного поля. Угол  $\chi$ , на который поворачивается плоскость поляризации, пропорционален напряженности магнитного поля  $H$  и пути  $l$ , проходимому излучением в магнитном поле:

$$\chi = V l H, \quad (10.15)$$

где  $V$  — постоянная Верде.

При разработке лазерных измерителей угловых скоростей часто используют элемент смещения частот специальной конструкции — ячейку Фарадея (рис. 10.6, б). Применение такого устройства позволяет исключить в резонаторе подвижные элементы и получить смещение частот до нескольких сот килогерц. Это устройство состоит из трех пластинок. Четвертьволновая кварцевая пластинка 3 преобразует линейно-поляризованное колебание 2 в колебание, поляризованное по кругу 6. Пластинка 4 — это оптически активная среда, помещенная в магнитное поле такой напряженности  $H$ , при которой между обыкновенными и необыкновенными лучами создается сдвиг по фазе, равный  $180^\circ$ .

Этот сдвиг по фазе не изменяет характера поляризации на входе пластинки 4, поляризация остается круговой, но направление вращения меняется на обратное. Поэтому в пространстве между четвертьволновыми пластинками навстречу друг другу распространяются две волны, поляризованные по кругу в противоположных направлениях. Показатели преломления вещества пластинки 4 для излучений разной круговой поляризации различны, поэтому различны и оптические пути и частоты  $\nu_1, \nu_2$  встречных волн. Вращение вектора электрического поля с частотой  $\omega$  в этом случае эквивалентно механическому вращению пластинки 4. Четвертьволновая пластинка 3, кристаллографическая ось  $z'$  которой расположена под углом  $90^\circ \pm 5'$  к оси четвертьволновой пластинки 3', преобразует падающее на ее вход поляризованное по кругу излучение 6 в линейно-поляризованное излучение 2', что в конечном счете приводит к смещению частот встречных излучений. Однако введение в резонатор ячейки Фарадея (элемента смещения) существенно увеличивает коэффициент обратного рассеяния и раздвигает границы области захвата.

При прохождении поляризованной по кругу электромагнитной волны через диспергирующую среду, помещенную в магнитное поле, скорость распространения волны в этой среде зависит от знака круговой поляризации. Разностная частота, создаваемая рассмотренным элементом смещения частот при неподвижном контуре,

$$F_{p.f} = \frac{d_s V H \cos \gamma}{\pi \Sigma l n_i}, \quad (10.16)$$

где  $V$  — постоянная Верде диспергирующего материала (например, для стекла К-8 при  $\lambda_0 = 0,6328$  мкм  $V = 0,85 \text{ A}^{-1} \cdot \text{угл. мин}$ );  $\gamma$  — угол между вектором  $\vec{H}$  и направлением распространения излучения, рад.

Поскольку разностная частота зависит от напряженности магнитного поля, его нестабильность приводит к существенным погрешностям при измерении угловых скоростей. Поэтому такой элемент смещения частот необходимо тщательно экранировать от влияния флуктуаций внутренних и внешних магнитных полей напряженностью до  $8 \cdot 10^{-4} \text{ A/м}$ .

Используя элемент смещения частот для создания так называемой «подставки», можно определять и направление вращения, и значение скорости при малых угловых скоростях  $\Omega(t)$ . Так практически и поступают при разработке лазерных гироскопов (рис. 10.7).

### 10.5. Методика расчета основных характеристик кольцевого лазера

Ниже приводятся зависимости, по которым можно произвести приближенный расчет основных параметров кольцевого лазера, если известны состав газовой смеси (как правило, гелий с неоном) и длина волны в центре кривой усиления  $\lambda_0 = 0,6328$  мкм. Выбраны одноимовый режим генерации и периметр резонатора  $L$ . Заданы диапазон измеряемых скоростей  $\Omega_{\min} \leq \Omega(t) \leq \Omega_{\max}$  и диапазон изменения температуры  $\Delta T = \pm 50^\circ \text{C}$  [6].

**Расчет конструктивных параметров.** Диаметр  $d$  газоразрядной трубки может быть рекомендован исходя из технологических возможностей изготовления необходимого диаметра канала в моноблочном резонаторе; обычно  $d \sim 0,25 \dots 0,3$  см.

Пределы приращения периметра резонатора в зависимости от диапазона изменения температуры

$$\delta L = L_0 \alpha_T \Delta T.$$

Для кварца  $\alpha_T = 5 \cdot 10^{-7}$ ; для ситалла  $\alpha_T = 1 \cdot 10^{-8}$ .

Максимально допустимый угол разъюстировки отражательных элементов кольцевого резонатора (зеркал, призм)

$$\Delta \theta \approx \pm d / (5 \sqrt{3} l_k),$$

где  $l_k$  — длина стороны контура резонатора, см.

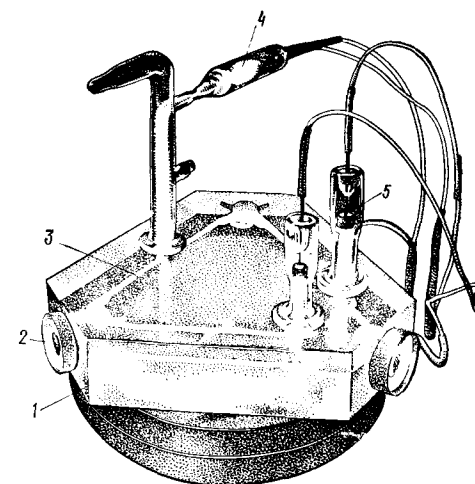


Рис. 10.7. Кольцевой лазер с кварцевым моноблочным резонатором:  
1 — моноблочный резонатор; 2 — зеркало; 3 — генерационный канал; 4 — катод; 5 — анод

Расстояние между двумя соседними интерференционными максимумами и число интерференционных полос

$$\Lambda_{\max} = \frac{\lambda_0}{20n} \sin \vartheta; \quad N_{\max} \leq \frac{d_{\phi}}{\Lambda_{\max}}.$$

Обычно  $\vartheta = 30$  или  $45^\circ$ ;  $2\theta \sim 1'$ ;  $n = 1,5$ .

Для регистрации интерференционной картины выбирается приемник излучения с соответствующими диаметром входного зрачка ( $d_{\phi} = 0,1 \dots 0,3$  см), спектральной чувствительностью и постоянной времени. Обычно применяют кремниевые фотодиоды.

Сила разрядного тока определяется как функция параметров плазмы и приложенного к электродам напряжения  $\Delta u \leq 1$  кВ:

$$I_p \simeq \frac{v_{пл} \mu p d^2}{1,1 \sqrt{M \Delta u}},$$

где  $v_{пл}$  — скорость движения плазмы, м/с;  $\mu$  — динамическая вязкость, Па;  $M$  — атомная масса газовой смеси.

Рекомендуется выбирать давление газовой смеси  $p \simeq 667$  Па, нестабильность тока  $\Delta I_p / I_p \leq 1 \cdot 10^{-3}$ . Полученное значение разрядного тока  $I_p \simeq 0,01 \dots 0,05$  А.

**Расчет энергетических характеристик.** Нормированный коэффициент усиления активной среды для одномодового режима излучения

$$K = G(v) / G_{\max} \simeq \exp \left[ - \left( \frac{v - v_0}{0,6 \Delta v_D} \right)^2 \right],$$

причем  $\Delta v_N / \Delta v_D = 0,001 \dots 0,01$ .

Выходная мощность излучения гелий-неонового лазера  $P_{\text{вых}} \simeq (2 \dots 5) \cdot 10^{-3}$  Вт; коэффициент потерь в резонаторе при наличии «подставки»

$$k_{\text{пот}} = \beta_{\Sigma} = \beta_{\text{диф}} + \beta_{\text{дис}} + \tau_{\lambda},$$

где  $\beta_{\text{диф}}$  — коэффициент вносимых и дифракционных потерь;  $\beta_{\text{дис}}$  — коэффициент внутренних диссипативных потерь в плазме;  $\tau_{\lambda}$  — коэффициент потерь в результате отражения части излучения на зеркалах.

Рекомендованные значения  $k_{\text{пот}} \leq 0,04$ ;  $\beta_{\text{диф}} \sim 0,01$ ;  $\beta_{\text{дис}} \sim 0,015$ ;  $\tau_{\lambda} \sim 0,025$ .

**Расчет спектральных и пространственных характеристик.** Пределы изменения разностной частоты:

$$F_{p0\min} = K_{\text{вх}} \Omega_{\min}; \quad F_{p0\max} = K_{\text{вх}} \Omega_{\max}.$$

Суммарная разностная частота

$$F_p = F_{p0\max} + F_{\Pi}.$$

Для знакопеременной «подставки» обычно принимается  $F_{\Pi} / F_{p0} = 1/6 \dots 1/10$ .

Подбирается тип «подставки» и определяется ее нестабильность

$$\Delta F_{\Pi} / F_{\Pi} \leq 10^{-4}; \quad F_{\Pi, \phi} = c l_s V H / (\pi \Sigma l_i n_i).$$

Выбираются параметры и материал ячейки Фарадея ( $L_p = \Sigma l_i n_i$ ) при напряженности магнитного поля  $H$ , отнесенной к напряженности поля  $H_s = 15 \dots 40$  А/м Земли,  $H/H_s \geq 100$ . Рекомендуется пластинка из плавленого кварца толщиной  $l_s = 0,2$  см с постоянной Верде  $V = 0,85$  А<sup>-1</sup> · угл. мин.

Чувствительность лазера (рад/с)

$$\Omega_{\min} = \frac{\lambda_0 L_p}{4S} (F_{p0} - F_{\Pi}).$$

Ширина спектральной линии генерации лазера и расстройка резонатора

$$\Delta v_N = \frac{8\pi h v_0}{P_{\text{вых}}} \Delta v_p^2; \quad \eta(v)_{1,2} = (v_{1,2} - v_0) / \Delta v_D.$$

Ширина области захвата

$$\Omega_{\text{зах}} = \frac{c \lambda_0}{8\pi S} \sqrt{r_1 r_2}.$$

Расходимость излучения (рад)

$$\theta = 2,1 \sqrt{\frac{\lambda_0}{L}} (2R/L - 1)^{1/4},$$

где  $R$  — радиус кривизны зеркал полуконфокального резонатора (выбирается из условия  $R \geq 5L$ ).

Добротность резонатора для встречных излучений

$$Q_{1,2} = \frac{1}{k_{\text{пот}}} \frac{2\pi L}{\lambda_0}.$$

Усредненное значение погрешности измерения частотомером разностной частоты кольцевого лазера

$$\Delta \bar{F}_p \approx [0,5 T_{\text{изм}} (P_{\text{вых}} / P_{\text{ш}})]^{-1/2},$$

где  $T_{\text{изм}}$  — период измерения, с.

**Пример.** Известны следующие параметры кольцевого лазера (см. рис. 10.7):  $\lambda_0 = 0,6328$  мкм;  $L = 40$  см;  $\alpha_{\text{г}} = 5 \cdot 10^{-7}$ ; режим генерации — одномодовый;  $\Omega(t) = 5 \cdot 10^{-7} \dots 1,7$  рад/с.

При этих параметрах получаем: чувствительность  $\Omega_{\min} = 5 \cdot 10^{-7}$  рад/с; «подставка»  $F_{\Pi} \simeq 50$  кГц; захват  $F_0 = 240$  Гц; мощность  $P_{\text{вых}} = 2$  мВт; расходимость  $\theta' = 14'$ ; диаметр канала  $d = 0,2$  см; максимально допустимый угол разъюстировки  $\Delta \phi \sim 20''$ .

## Глава 11. МОДУЛЯЦИЯ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

### 11.1. Физические принципы, классификация и основные характеристики модуляторов лазерного излучения

Под *модуляцией* понимается изменение по заданному закону характеристик лазерного излучения для получения информационного сигнала с определенной временной зависимостью.

Модуляция осуществляется изменением показателя преломления оптической среды, изменением добротности резонатора, расщеплением или сдвигом рабочих уровней энергии атомов, молекул и т. д. [23].

Изменение показателя преломления лежит в основе методов фазовой модуляции, которая в зависимости от схемы модулятора может быть преобразована в амплитудную, а также в модуляцию по поляризации и по частоте [24]. Изменение показателя преломления возможно при воздействии на вещество электрического, магнитного полей (эффект Фарадея), температуры, механических напряжений (фотоупругости).

Метод изменения добротности резонатора основан на создании большой перенаселенности активных частиц на метастабильном уровне активной среды путем перекрывания излучения светозатвором.

В основе методов модуляции, использующих принцип расщепления и сдвига рабочих уровней энергии атомов, молекул и кристаллов, лежат эффекты Зеемана и Штарка.

Итак, известно множество различных физических эффектов, которые можно применить для модуляции лазерного излучения. Тем не менее, в настоящее время в модуляторах безраздельно господствуют три эффекта: *линейный электрооптический, магнитооптический и эффект фотоупругости.*

По месту расположения относительно резонатора модуляторы лазерного излучения делят на два класса: *внерезонаторные* (внешние) и *внутрирезонаторные* (внутренние). Первые модулируют уже сформированный лазерный луч, в то время как вторые — излучение в процессе генерации.

Обычно выбор типа модуляции (амплитудная, фазовая, частотная и поляризационная) определяется видом передаваемой информации, глубиной модуляции, мощностью модулирующего сигнала, режимом работы лазера и т. д. Наибольшее распространение получили амплитудные модуляторы, что объясняется относительной простотой их конструкции.

В зависимости от конкретных задач, решаемых устройствами, в которых используются модуляторы лазерного излучения, к последним предъявляются требования широкополосности, малости потребляемой мощности, линейности модуляционной характеристики и большого динамического диапазона. Определим их некоторые характеристики.

**Глубина модуляции.** Как правило, она связана с амплитудным значением выходного сигнала:

$$m = \frac{E_{\max} - E_{\min}}{E_{\max} + E_{\min}}. \quad (11.1)$$

**Спектр промодулированного оптического сигнала.** Допустим, что оптический сигнал, несущий полезную информацию, является функцией времени  $\varphi(t)$  и модулируется по закону периодической функции  $m(t)$ , которая осуществляется одним из возможных физических явлений. Тогда уравнение сигнала на выходе модулятора, очевидно,

имеет вид [15]:

$$\varphi_m(t) = \varphi(t) m(t).$$

Если функция  $m(t)$  четная, что практически легко выполнить, выбрав начало отсчета в середине процесса изменения функции  $\varphi(t)$ , то разложение ее в ряд Фурье будет

$$m(t) = m_0 + \sum_{n=1}^{\infty} m_n \cos n\omega_m t.$$

Спектр сигнала на выходе модулятора

$$\begin{aligned} F_m(\omega) &= \int_{-\infty}^{\infty} \varphi_m(t) \exp(-j\omega t) dt = \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} \varphi(t) \left[ m_0 + \sum_{n=1}^{\infty} m_n \cos n\omega_m t \right] \exp(-j\omega t) dt. \end{aligned}$$

Заменив  $\cos n\omega_m t = 0,5 (e^{jn\omega_m t} + e^{-jn\omega_m t})$ , получим

$$\begin{aligned} F_m(\omega) &= m_0 \int_{-\infty}^{\infty} \varphi(t) \exp(-j\omega t) dt + \\ &+ 0,5 \sum_{n=1}^{\infty} m_n \left\{ \int_{-\infty}^{\infty} \varphi(t) e^{-j(\omega - n\omega_m)t} dt + \int_{-\infty}^{\infty} \varphi(t) e^{-j(\omega + n\omega_m)t} dt \right\} = \\ &= m_0 F(\omega) + 0,5 \sum_{n=1}^{\infty} m_n [F(\omega - n\omega_m) + F(\omega + n\omega_m)]. \end{aligned}$$

Итак, спектр промодулированного оптического сигнала есть сумма спектра сигнала до его модуляции  $F(\omega)$  и совокупности  $n$  гармоник того же спектра  $F(\omega)$ , взятых со сдвигом по частоте на значения  $n\omega_m$ , кратные частоте модуляции.

**К. п. д. модуляции.** Отношение средней мощности промодулированного оптического сигнала к мощности излучения до его модуляции является к. п. д. модуляции:

$$\eta_m = P_{\text{ср.м}}/P_{\text{вх.}} \quad (11.2)$$

В настоящее время большое распространение в лазерной технике получили модуляторы излучения, основанные на линейном электрооптическом эффекте. Эти модуляторы применяются в широком диапазоне частот, от звуковых до частот модуляции в десятки гигагерц.

## 11.2. Электрооптический эффект в кристаллах

Электрооптическим эффектом называют изменение показателя преломления кристалла пропорционально напряженности электрического поля (линейный электрооптический эффект, проявляющийся в твердых телах — кристаллах, лишенных центров симметрии) или пропорционально квадрату напряженности электрического поля (квадратичный электрооптический эффект, наблюдаемый в жидкостях и газах — янтробензол, сероуглерод и кристаллах группы:  $\text{KTaO}_3$ ,  $\text{BaTiO}_3$ ,  $\text{KTa}_x\text{Nb}_{1-x}\text{O}_3 \rightarrow \text{KTN}$ ).

Среди материалов, используемых для модулирующих элементов, наибольшее распространение получили одноосные кристаллы, относящиеся к кристаллографическим классам D2d и Td [24]. К классу D2d относятся дигидрофосфаты аммония —  $\text{NH}_4\text{H}_2\text{PO}_4$  (ADP), калия —  $\text{KH}_2\text{PO}_4$  (KDP) и рубидия —  $\text{RbH}_2\text{PO}_4$ , дейтерированные дигидрофосфаты калия —  $\text{KD}_2\text{PO}_4$  (DKDP) и рубидия —  $\text{RbD}_2\text{PO}_4$ . К классу Td принадлежат сфалерит (ZnS), хлористая медь (CuCl), уротропин  $[(\text{CH}_2)_6\text{N}_4]$ , селенид цинка (ZnSe), арсенид галлия (GaAs), фосфид галлия (GaP) и др.

Электрооптический эффект открыт Дж. Керром в 1875 г. и заключается в возникновении двулучепреломления \* оптически прозрачной изотропной среды, помещенной в электрическое поле напряженностью  $E$ . Дипольные молекулы среды под воздействием электрического поля приобретают определенную ориентацию, и оптическая ось этой ориентированной группы молекул становится параллельна вектору  $\vec{E}$  электрического поля. Излучение преобразуется в две волны — обыкновенную и необыкновенную. Плоскости поляризации волн взаимно перпендикулярны, разность показателей преломления обыкновенной  $n_o$  и необыкновенной  $n_e$  волн

$$n_o - n_e = K_K n E^2,$$

где  $K_K = B_{0e} \lambda_0 / n$  — постоянная Керра;  $\lambda_0$  — длина волны в вакууме;  $n$  — показатель преломления среды в отсутствии внешнего поля  $E$ . Разность фаз двух этих длин волн пропорциональна  $E^2$ :

$$\Delta\varphi = 2\pi B_{0e} d E^2.$$

В зависимости от толщины среды  $d$  и значений  $B_{0e}$ ,  $E$  разность фаз  $\Delta\varphi$  может изменяться в широких пределах. Поэтому падающая на кристалл линейно-поляризованная волна на выходе из него может оказаться эллиптически поляризованной. Наряду с *квадратичным* существует *линейный* электрооптический эффект.

Оптическими характеристиками анизотропного кристалла с линейным двулучепреломлением  $B_{ij}$  являются главные показатели преломления  $n_{01}$ ,  $n_{02}$ ,  $n_{03}$  в системе координат, связанной с симметрией кристаллической решетки.

Рассмотрим два случая проявления линейного электрооптического эффекта в кристаллах типа  $\text{XH}_2\text{PO}_4$  и ниобата лития  $\text{LiNbO}_3$ , весьма перспективного материала для модуляции и управления лазерным излучением.

Линейный электрооптический эффект в кристаллах типа  $\text{XH}_2\text{PO}_4$ , теоретическое обоснование которого в конце прошлого столетия дал немецкий ученый Ф. Поггелс, существует только в кристаллах, обладающих пьезоэлектрическими свойствами. Природные пьезо-

кристаллы имеют значительный электрооптический эффект только на основной резонансной частоте. Наибольший электрооптический эффект на частотах, отличных от резонансной, наблюдается в кристаллах сульфида цинка ZnS (сфалерита). Однако в природе довольно редко встречаются кристаллы сфалерита, имеющие одновременно и достаточные размеры, и высокие оптические качества. Поэтому долгое время линейный электрооптический эффект не находил практического применения. С развитием технологий выращивания искусственных кристаллов положение изменилось. Получены синтетические кристаллы, обладающие высокими оптическими качествами [24].

Линейный электрооптический эффект в кристаллах типа  $\text{XH}_2\text{PO}_4$  будет полностью описан, если для этих кристаллов определить все электрооптические коэффициенты  $r_{ij}$  в матрице (тензор электрооптических коэффициентов)

$$R = \begin{vmatrix} r_{11} & r_{21} & r_{31} & r_{41} & r_{51} & r_{61} \\ r_{12} & r_{22} & r_{32} & r_{42} & r_{52} & r_{62} \\ r_{13} & r_{23} & r_{33} & r_{43} & r_{53} & r_{63} \end{vmatrix}. \quad (11.3)$$

Электрооптические коэффициенты  $r_{ij}$  характеризуют изменение диэлектрической проницаемости, а следовательно, показателя преломления кристалла в зависимости от приложенного электрического поля.

В каждом конкретном случае ограничение на число отличных от нуля и независимых коэффициентов  $r_{ij}$  накладывает вид симметрии рассматриваемого кристалла. Вид симметрии определяется *симметричными преобразованиями* — операциями, которые можно выполнить с кристаллом без изменения его внешнего вида и физических свойств. Монокристалл типа  $\text{XH}_2\text{PO}_4$  представляет собой четырехгранную призму с основаниями в виде четырехгранных пирамид. Ось  $z'$  проходит через вершины пирамид. Оси  $x'$  и  $y'$  направлены перпендикулярно к граням призмы. Безразлично, какую из этих осей назвать осью  $x'$  и какую — осью  $y'$ , так как свойства пластинок, вырезанных нормально к этим двум осям, одинаковы (см. рис. 11.1, в).

Симметричными преобразованиями кристаллов типа  $\text{XH}_2\text{PO}_4$  являются следующие: поворот на угол  $\pm\pi/2$  вокруг оси  $z'$  с последующей инверсией относительно центра; поворот на угол  $\pm\pi$  вокруг оси  $x'$  или  $y'$ . Кристаллы, характеристики которых не изменяются после этих операций, называются кристаллами *тетрагонально-скеленоэдрического* типа. Если произвести симметричные преобразования, то уравнение оптической индикатрисы — эллипсоида показателей преломления (рис. 11.1) должно оставаться неизменным:

$$B_{11}x^2 + B_{22}y^2 + B_{33}z^2 + 2B_{23}yz + 2B_{31}zx + 2B_{12}xy = 1.$$

Далее речь пойдет о получении двулучепреломления  $B_{ij}$  путем ориентации кристалла относительно направления излучения и приложенного поля  $E$  ( $E_x$ ,  $E_y$ ,  $E_z$ ).

Рассмотрим для примера операцию поворота кристалла (рис. 11.1, в) на угол  $\pi$  вокруг оси  $x'$ . При этом координаты  $y'$  и  $z'$  меняют знаки, а координата  $x'$  остается неизменной. Составляющая напряженности электрического поля  $E_x$  не изменяется, составляющие  $E_y$  и  $E_z$  меняют

\* *Двулучепреломление* кристалла — важнейшая оптическая характеристика, постоянная для каждого вида кристалла, характеризует наведенную анизотропию, равна разности хода (оптических путей) на единицу пути:  $B_{ij} \sim (n_i - n_j) = \Delta n$ , т. е. существование двух лучей (обыкновенного и необыкновенного) с показателями преломления  $n_o$ ,  $n_e$  соответственно.



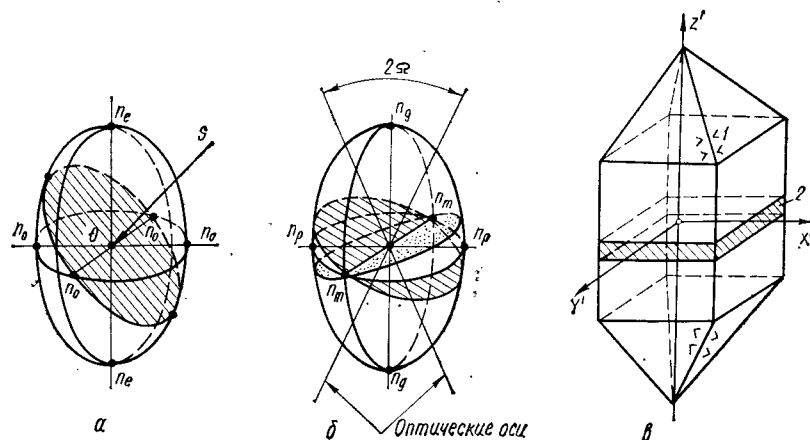


Рис. 11.1. Оптическая индикатриса одноосного кристалла (а), двуосного кристалла (б), форма кристаллов  $\text{XH}_2\text{PO}_4$  и направление кристаллографических осей (в): а)  $S$  — направление излучения; б)  $2\alpha$  — угол между оптическими осями; в) 1 — травление фигуры; 2 — пластина z-среза

знаки. При замене знаков у  $E_y$  и  $E_z$  необходимо равенство нулю электрооптических коэффициентов  $r_{12}, r_{13}, r_{22}, r_{23}, r_{32}, r_{42}, r_{43}, r_{33}, r_{51}$  и  $r_{61}$  в матрице (11.3).

Совершенно аналогичное симметричное преобразование, заключающееся в повороте кристалла на угол  $\pi$  вокруг осей  $y'$  и  $z'$ , показывает, что равны нулю коэффициенты  $r_{11}, r_{21}, r_{31}, r_{53}, r_{23}, r_{33}, r_{42}, r_{51}, r_{62}$  и  $r_{13}$ , а коэффициенты  $r_{41}$  и  $r_{52}$  одинаковы. Матрица электрооптических коэффициентов при этом упрощается и принимает вид [6]

$$R = \begin{vmatrix} 0 & 0 & 0 & r_{41} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & r_{41} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & r_{63} \end{vmatrix} \rightarrow \begin{vmatrix} r_{41} & 0 & 0 \\ 0 & r_{41} & 0 \\ 0 & 0 & r_{63} \end{vmatrix}. \quad (11.4)$$

Поскольку кристаллы  $\text{XH}_2\text{PO}_4$  в отсутствие электрического поля одноосны, оси новой оптической индикатрисы  $B_{11} = B_{22} = 1/n_o^2$ ;  $B_{33} = 1/n_e^2$ . Оптическая ось  $z$  одноосной среды совпадает с осью  $z'$  кристаллографической системы координат (для двуосного кристалла все три показателя преломления различны:  $n_{01} \neq n_{02} \neq n_{03}$ )\*.

Учитывая приведенные равенства, получаем уравнение оптической индикатрисы для кристаллов типа  $\text{XH}_2\text{PO}_4$  при произвольном электрическом поле  $E(E_x, E_y, E_z)$ :

$$(x^2 + y^2)/n_o^2 + z^2/n_e^2 + 2r_{41}(E_x y z + E_y z x) + 2r_{63} E_z y x = 1. \quad (11.5)$$

В этом уравнении два независимых электрооптических коэффициента ( $r_{41}$  и  $r_{63}$ ) описывают изменение эллипсоида показателей преломления при наложении на кристалл электрического поля, причем  $r_{63}$  служит для описания эффекта при поле, параллельном оптической оси, а  $r_{41}$  — при перпендикулярном поле.

\* См.: Байбородин Ю. В., Гаража С. А. Электрооптический эффект в кристаллах и его применение в приборостроении. — М., 1967. — 80 с.

На практике наиболее часто используются пластины z-среза кристаллов  $\text{XH}_2\text{PO}_4$  [6, 24]. Эти пластины вырезаются перпендикулярно к оси  $z'$  кристалла. Пластины z-среза часто называют основными, так как ось  $z'$  обычно является оптической осью кристалла, если к нему не приложено электрическое поле. Следовательно, для света, распространяющегося вдоль направления  $z'$ , кристаллическая пластинка будет изотропной, потому что в этом направлении двойное лучепреломление отсутствует.

Можно наблюдать явление «расщепления» оптической оси на две оси, если кристалл помещен между двумя поляризаторами и через систему пропущен расходящийся пучок света. Окончательно после симметрирования кристалла и преобразования уравнения (11.5) получим:

$$B_{11} = B_{x'} = 1/n_o^2 - r_{63} E_z; \quad B_{22} = B_{y'} = 1/n_o^2 - r_{63} E_z; \\ B_{33} = B_{z'} = 1/n_e^2.$$

Перейдем к обозначениям  $n_e, n_o$  — показателям преломления необыкновенного и обыкновенного лучей в одноосных кристаллах. Новые показатели преломления  $n_{x'}, n_{y'}, n_{z'}$  симметричного кристалла обратны величинам  $B_{x'}, B_{y'}, B_{z'}$ , т. е.

$$n_{x'}^2 = \frac{1}{B_{x'}} = \frac{1}{1/n_o^2 - r_{63} E_z}$$

и т. д. Отсюда

$$n_{x'} = n_o (1 - n_o^2 r_{63} E_z)^{-1/2}.$$

Раскладывая данный бином в степенной ряд и пренебрегая членами, содержащими  $E_z$  в степени выше первой, записываем:

$$\left. \begin{aligned} n_{x'} &= n_o + 0,5 n_o^3 r_{63} E_z = n_o + \Delta n; \\ n_{y'} &= n_o - 0,5 n_o^3 r_{63} E_z = n_o - \Delta n; \\ n_{z'} &= n_e, \end{aligned} \right\} \quad (11.6)$$

где  $\Delta n = 0,5 n_o^3 r_{63} E_z$ .

Двойное лучепреломление вдоль соответствующих осей кристалла

$$\left. \begin{aligned} B_{x'} &= n_{y'} - n_{z'} = (n_o - n_e) - 0,5 n_o^3 r_{63} E_z = \\ &= (n_o - n_e) - \Delta n; \\ B_{y'} &= n_{z'} - n_{x'} = (n_o - n_e) + 0,5 n_o^3 r_{63} E_z = \\ &= (n_o - n_e) + \Delta n; \\ B_{z'} &= n_{x'} - n_{y'} = n_o^3 r_{63} E_z = 2\Delta n. \end{aligned} \right\} \quad (11.7)$$

Итак, для достижения максимального электрооптического эффекта в кристаллах типа  $\text{XH}_2\text{PO}_4$  необходимо: использовать кристаллические пластинки z-среза; прикладывать к пластинке электрическое поле в направлении оси  $z$ ; пропускать через пластинку свет в том же направлении. В этом, оптимальном, случае разность хода двух лучей

в кристалле

$$\Gamma = B_z l / \lambda,$$

где  $l$  — длина кристалла.

Подставив из системы уравнений двулучепреломления значение  $B_{z'}$ , получим

$$\Gamma = n_o^3 r_{63} E_z l / \lambda, \quad (11.8)$$

или, учтя, что  $E_z = U_K / l$ ,

$$\Gamma = n_o^3 r_{63} U_K / \lambda, \quad (11.9)$$

где  $U_K$  — напряжение, приложенное к кристаллу.

Полученное равенство является основным для описания линейного электрооптического эффекта в кристаллах типа  $\text{XN}_2\text{PO}_4$ . В частности, оно показывает, что волновая разность хода является функцией напряжения и не зависит от толщины кристалла. Это объясняется тем, что при увеличении толщины кристалла уменьшение разности хода из-за снижения напряженности поля компенсируется увеличением разности хода за счет возрастания толщины кристалла.

Напряжение, которое нужно приложить к кристаллу для создания разности хода, равной половине длины волны света ( $\lambda/2$ ), называется **критическим**, или **полуволновым**.

Например, для  $\lambda = 0,55$  мкм критическое напряжение равно 10 кВ. Для кристаллов KDP требуется меньшее напряжение, чем для ADP. Электрический коэффициент  $r_{63}$  при 22 °C и постоянном напряжении на кристалле равен  $2,54 \cdot 10^{-7}$  для ADP и  $3,15 \cdot 10^{-7}$  для KDP [23].

Кристалл ниобата лития ( $\text{LiNbO}_3$ ) относится к тригональной системе. Ось  $z'$  направлена вдоль одной из диагоналей исходной кубической ячейки. Матрица электрооптических коэффициентов

$$R = \begin{vmatrix} 0 & -r_{22} & r_{13} \\ 0 & r_{22} & r_{13} \\ 0 & 0 & r_{33} \\ 0 & r_{51} & 0 \\ r_{51} & 0 & 0 \\ -r_{22} & 0 & 0 \end{vmatrix}$$

связана с двулучепреломлением  $B_{ij}$  и полем  $E_i$  матричным уравнением

$$|B_{ij}| = [r_{ij}] [E_x, E_y, E_z].$$

Численные значения электрооптических коэффициентов при  $\lambda_0 \sim 0,63$  мкм следующие:  $r_{33} = 32,2$ ;  $r_{13} = 10$ ;  $r_{22} = 7$ ;  $r_{51} = 32$  (все коэффициенты  $r_{ij} \cdot 10^{-12}$  м/В).

Показатели преломления: при  $\lambda_0 = 0,45$  мкм  $n_o = 2,378$ ,  $n_e = 2,2772$ ; при  $\lambda_0 = 0,546$  мкм  $n_o = 2,286$ ,  $n_e = 2,2$ .

Определим максимальное значение двойного лучепреломления, т. е. расположение кристалла оптимальным образом относительно вектора  $\vec{E}$  и направления распространения излучения. В случае на-

правления вектора  $\vec{E}$  вдоль  $x'$  или  $y'$  двойное лучепреломление определяется (11.7), если поменять значения  $B_{x'}$  на  $B_{y'}$ . Максимальное значение двойного лучепреломления при составляющих поля  $E_x$  и  $E_y$  равно  $B_{z'} = 2\Delta n$ .

При направлении поля  $E_z$  вдоль оси  $z'$

$$\left. \begin{aligned} B_{x',y'} &= (n_o - n_e) + 0,5 (n_o^3 r_{33} - r_{13} n_o^3) E_z; \\ B_{z'} &= 0. \end{aligned} \right\}$$

Подставляя численные значения, убеждаемся в том, что максимальное значение двойного лучепреломления наблюдается при поле  $E_z$  и направлении излучения по оси  $y'$ .

**Пример.** Рассчитаем полуволновое напряжение  $U_\pi$  для кристалла ниобата лития. При распространении излучения под углом 45° к направлению оптической оси и векторе напряженности поля  $E_z$ , направленном вдоль оси  $z$ , возникает следующая разность фаз:

$$\begin{aligned} \varphi &= \frac{2\pi l}{\lambda} (n_o - n_e) + \frac{\pi l}{\lambda} (n_o^3 r_{33} - n_o^3 r_{13}) E_z = \\ &= \frac{2\pi l}{\lambda} (n_o - n_e) + \frac{\pi l}{\lambda} (n_o^3 r_{33} - n_o^3 r_{13}) \frac{U}{d_K}. \end{aligned}$$

Первый член в правой части равенства указывает на то, что в данном случае изменение фазы осложняется естественным двойным лучепреломлением. Для исключения его влияния необходимо длину  $l$  пластинки сделать такой, чтобы после ее прохождения изменение фазы составило  $2\pi$ , т. е.  $\frac{2\pi l}{\lambda} (n_o - n_e) = 2\pi N$ , где  $N$  — целое число. Тогда  $l = \lambda N / (n_o - n_e)$ . Подставив численные значения и приняв  $N = 5 \times 10^3$ , получим  $l = 3,94$  см.

Для получения на выходе разности фаз между составляющими, равной  $\lambda/2$ , что соответствует повороту плоскости поляризации на угол  $\pi - 2\alpha$ , к кристаллу необходимо приложить полуволновое напряжение

$$U_{\lambda/2} = U_\pi = \frac{\lambda d_K}{l (n_o^3 r_{33} - n_e^3 r_{13})}.$$

При размещении двух кристаллов один за другим полуволновое напряжение уменьшается в два раза. Полагая  $d_K = 1$  см, определяем  $U_\pi = 327$  В.

### 11.3. Внерезонаторная электрооптическая модуляция непрерывного излучения

Рассмотрим принцип построения модулятора излучения с использованием управляемого искусственного двулучепреломления. Если поляризованное излучение лазера с электрическим вектором (рис. 11.2, а) падает на среду, обладающую двойным лучепреломлением, так что направление излучения не совпадает с оптической осью кристалла, то в нем с разной скоростью будут распространяться две волны, у которых плоскости колебаний электрического вектора параллельны осям соответствующего сечения оптической индикатрисы [23]. Излучение распространяется вдоль оси  $z'$  пластинки, вырезанной из кристалла типа  $\text{XN}_2\text{PO}_4$  и к которой приложено электрическое поле  $E_z$ . Плоскости колебаний электрического вектора будут параллель-

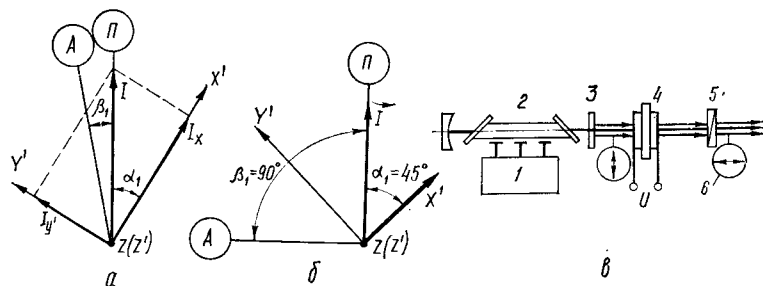


Рис. 11.2. Взаимное расположение плоскостей поляризации излучения в элементах модулятора при произвольных углах  $\alpha_1, \beta_1$  (а), при  $\alpha_1 = 45^\circ, \beta_1 = 90^\circ$  (б) и схема электрооптического модулятора излучения газового лазера (в): б: ЗП — плоскость поляризации поляризатора; ЗА — плоскость поляризации анализатора; ZX', ZY' — след плоскости колебания вектора  $\vec{E}$ ; в: 1 — система накачки; 2 — газовый лазер; 3 — выходное зеркало резонатора; 4 — кристалл; 5 — анализатор; 6 — стрелками в кружках обозначено направление колебаний вектора  $\vec{E}$

ны осям  $x'$  и  $y'$  оптической индикатрисы. Характер поляризации излучения на выходе из пластинки будет зависеть от разности фаз  $\varphi$  и от амплитуд  $E_{x'}$ ,  $E_{y'}$ .

Проекции вектора  $\vec{E}$  на направления осей  $x'$  и  $y'$  определяются амплитудами колебаний. Соотношение амплитуд  $E_{x'}$  и  $E_{y'}$  зависит от угла  $\alpha_1$  между плоскостью колебаний электрического вектора  $\vec{E}$  в падающем плоско-поляризованном излучении и осью  $x'$  (или осью  $y'$ ) оптической индикатрисы. Разность фаз  $\varphi = 2\pi(n_o - n_e)/\lambda$  можно выразить через двойное лучепреломление:

$$\varphi = B_z \frac{\pi l}{\lambda} = \frac{\pi n_o^3}{\lambda} r_{63} E_z l = \frac{\pi}{\lambda} n_o^3 r_{63} U. \quad (11.10)$$

Составляющие  $E_{x'}$  и  $E_{y'}$  электрического вектора напряженности взаимно перпендикулярны. При сложении двух колебаний, имеющих одинаковые амплитуды и разность хода  $\lambda/4$ , получаем так называемое *круговое колебание*, когда конец результирующего вектора вычерчивает в пространстве винтовую линию, которая в проекции на плоскость, перпендикулярную к направлению распространения колебаний, дает окружность. В применении к рассматриваемому случаю это означает, что излучение на выходе из кристаллической пластинки, к которой приложено напряжение, создающее разность хода в четверть волны, будет поляризованным по кругу (см. п. 3.4).

При сложении колебаний с разностью хода  $\lambda/2$  результирующее колебание будет снова плоскополяризованным, но плоскость поляризации его будет перпендикулярна к первоначальной. Следовательно, при подведении к кристаллу критического напряжения он будет поворачивать плоскость поляризации падающего на него излучения на угол  $\pi/2$ . В общем же случае при сложении двух взаимно перпендикулярных колебаний получаем эллиптическую поляризацию. При этом конец результирующего вектора в пространстве описывает особую винтовую линию, которая дает проекцию в форме эллипса на плоскость, перпендикулярную к направлению распространения лучей.

Если после пластинки поставить второй поляризатор — анализатор (первый находится перед пластинкой и формирует падающий на нее плоскополяризованный луч), то в зависимости от значения эллиптической поляризации через анализатор будет проходить различное количество энергии, так как он пропустит лишь колебания, являющиеся проекциями на его главное сечение (направление  $zA$  на рис. 11.2, а).

Обозначим:  $\beta_1$  — угол между плоскостями поляризатора и анализатора;  $F_n$  — световой поток, выходящий из поляризатора;  $F_a$  — световой поток, выходящий из анализатора. Можно показать, что поток излучения на выходе из анализатора

$$F_a = F_n [\cos^2 \beta_1 - \sin 2\alpha_1 \sin(\alpha_1 + \beta_1) \sin^2(\varphi/2)], \quad (11.11)$$

где  $\alpha_1$  — угол между плоскостью колебаний электрического вектора в падающем плоскополяризованном излучении и осью  $x'$  (или  $y'$ ) оптической индикатрисы. Таким образом, поток излучения на выходе анализатора зависит от  $\varphi$ , т. е. от величины  $B_{ij}$ , характеризующей двойное лучепреломление.

Следовательно, принцип управляемого двойного лучепреломления можно использовать для создания модуляторов излучения. Выясним, какие углы  $\alpha_1$  и  $\beta_1$  являются наиболее подходящими для осуществления модуляции. Для этого рассмотрим случаи, когда  $F_a = 0$  и  $F_a = F_{\max} = F_n$  (см. рис. 11.2, б):

1.  $F_a = 0$ . При  $\sin^2(\varphi/2) = 0, \beta_1 = \pi/2, \alpha_1$  — произвольно; при  $\sin^2(\varphi/2) = 1, \beta_1 = 0, \alpha_1 = \pi/4$ .

2.  $F_a = F_n$ . При  $\sin^2(\varphi/2) = 1, \beta_1 = \pi/2, \alpha_1 = \pi/4$ ; при  $\sin^2(\varphi/2) = 0, \beta_1 = 0, \alpha_1$  — произвольно.

Максимальное изменение интенсивности излучения на выходе модулирующего устройства при разности фаз  $\varphi = 0 \dots \pi$  будет происходить в двух случаях:  $\beta_1 = \pi/2, \alpha_1 = \pi/4$  и  $\beta_1 = 0, \alpha_1 = \pi/4$ . Формула (11.11) для этих случаев примет следующий вид:

$$F_a = F_n \sin^2(\varphi/2); \quad F_a = F_n [1 - \sin^2(\varphi/2)].$$

Первый случай — случай скрещенных поляризаторов — более выгоден, так как он обеспечивает полную глубину модуляции при самых незначительных напряжениях на электродах кристалла.

Таким образом, создавая в кристалле переменное во времени двойное лучепреломление, можно на выходе системы получить модулированный по интенсивности световой поток (рис. 11.2, в). Источник излучения (газовый лазер) создает плоскополяризованный параллельный пучок света, который нормально падает на кристалл [6]. При скрещенных плоскостях поляризации излучения лазера и анализатора и при отсутствии напряжения на электродах кристалла излучение через такую систему не проходит. При подаче напряжения кристалл становится двупреломляющим в направлении оси  $z'$ . Зависимость интенсивности излучения на выходе анализатора от приложенного напряжения к пластинке с учетом равенства (11.10) будет следующей:

$$F_a = F_n \sin^2[(\pi/\lambda)n_o^3 r_{63} U]. \quad (11.12)$$

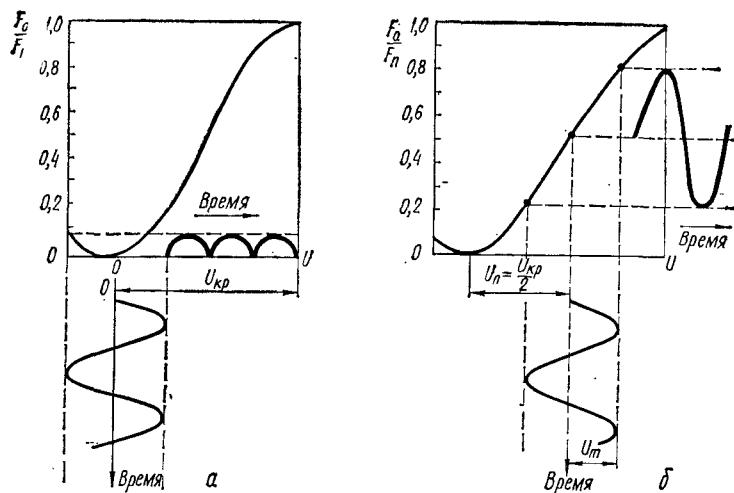


Рис. 11.3. Статическая характеристика излучения и относительная интенсивность в зависимости от напряжения на кристалле для нулевого (а) и четвертьволнового (б) смещений

Первый раз  $F_a$  станет равным  $F_n$  при  $\varphi = \pi$ , т. е. при критическом напряжении на кристалле. На рис. 11.3 показана статическая характеристика модулятора, т. е. зависимость отношения  $F_a/F_n$  от приложенного к кристаллу напряжения. Среднюю часть характеристики приближенно можно считать линейной. Поэтому для получения модуляции с наименьшими искажениями пользуются смещением рабочей точки модулятора с помощью постоянного напряжения  $U_n$ , которое называется *поляризующим*. Как показывают расчеты, с учетом нелинейных искажений  $U_n = 0,5U_{кр}$ . Следовательно, поляризующее напряжение будет создавать постоянную разность хода, равную  $\lambda/4$ .

Вместо поляризующего напряжения можно пользоваться пластинкой толщиной в четверть волны. Это может быть тонкая пластинка кристаллического кварца. При использовании пластинки в четверть волны кристалл не будет подвержен воздействию постоянного высокого напряжения. Кроме того, даже при незначительном отличии  $U_n$  от  $0,5U_{кр}$  возрастают нелинейные искажения. Если при  $U_n = 0,5U_{кр}$  нелинейные искажения составляют 4 %, то при  $U_n = 0,2U_{кр}$  они возрастут в три раза, а при  $U_n = 0,8U_{кр}$  — более чем в 15 раз [6]. В связи с этим необходима стабилизация поляризующего напряжения. При использовании же пластинки в четверть волны и монохроматического источника отпадает необходимость подводить к кристаллу высокое напряжение и стабилизировать его.

При использовании пластинки в четверть волны и источника излучения с широким спектром искажения увеличиваются, так как разность фаз, вносимая этой пластинкой, для различных участков спектра будет неодинаковой. При работе со смещением с четвертьволновой пластинкой на кристалл подается только переменное модулирующее напряжение. Оптимальное значение амплитуды модулирующего напряжения

$$U_{опт} = 0,61U_n = 0,3U_{кр}.$$

Модуляторы на кристаллах ADP и KDP можно использовать только в коллимированном излучении. При непараллельности пучка оптической оси  $z$  разность хода, естественно, возникает даже тогда, когда к кристаллу не приложено напряжение, и плоскополяризованное излучение оказывается достаточно эллиптически поляризованным, чтобы пройти через второй поляризатор.

Прозрачность модулятора составляет 20...30 % падающего на него излучения. Глубина модуляции излучения при минимальных искажениях (работа со смещением) составляет около 70 %. Расчетная мощность источника питания равна 10 Вт, а диапазон частот синусоидальной модуляции — 0...1 МГц. Ширина полосы частот модуляции в устройствах такого рода практически ограничивается частотой задающего генератора.

#### 11.4. Магнитооптический эффект и модуляция лазерного излучения

Магнитное поле так же, как и электрическое, изменяет оптические характеристики веществ. Впервые с этим столкнулся великий английский физик М. Фарадей (1791—1867). Эффект Фарадея, открытый им в 1864 г., заключается во вращении плоскости поляризации линейно-поляризованного излучения под воздействием магнитного поля. Угол поворота плоскости поляризации оказывается пропорциональным напряженности  $H$  магнитного поля и длине  $l$  пути излучения в оптически прозрачном веществе:

$$\varphi = V l H, \quad (11.13)$$

где  $V$  — постоянная Верде, зависящая от природы вещества, длины волны излучения и температуры. Значения этой постоянной для некоторых важных веществ следующие:  $0,031 \text{ A}^{-1} \cdot \text{угл. мин}$  (кварц);  $0,37 \text{ A}^{-1} \cdot \text{угл. мин}$  (арсенид галлия) для  $\lambda = 1,06 \text{ мкм}$ ;  $2000 \text{ A}^{-1} \times \text{угл. мин}$  (трехбромистый хром) для  $\lambda = 0,5 \text{ мкм}$ ;  $10,1 \text{ A}^{-1} \cdot \text{угл. мин}$  (железо-иттриевый гранат) для  $\lambda = 0,63 \text{ мкм}$ .

Механизм эффекта Фарадея объясняется тем, что при наложении магнитного поля орбита электрона, определяющая показатель преломления и его дисперсию, начинает прецессировать и вместо одной резонансной частоты электрона появляются две собственные частоты, относящиеся соответственно к правым и левым колебаниям. Появление у вещества в магнитном поле двух резонансных частот означает расщепление энергетического уровня поглощения на два, в результате чего поворачивается плоскость поляризации линейно-поляризованного излучения, проходящего через вещество вдоль вектора напряженности магнитного поля. Вращение плоскости поляризации наступает очень быстро ( $\sim 10^{-9}$  с после приложения магнитного поля) и так же быстро исчезает при снятии его.

Допустим, что на изотропную неферромагнитную среду падает неполяризованная волна. Эту волну можно представить в виде суммы двух волн, поляризованных по кругу с противоположными направлениями вращения (см. п. 3.4). Согласно эффекту Фарадея фазовые

задержки для этих волн на пути  $l$  определяются так:

$$\begin{vmatrix} \varphi_+ \\ \varphi_- \end{vmatrix} = \frac{2\pi l}{\lambda_0} \begin{vmatrix} n_+ - n_0 & 0 \\ 0 & n_- - n_0 \end{vmatrix}.$$

Различные фазовые задержки для волн приводят к повороту плоскости поляризации первоначальной волны на

$$\psi = \frac{\varphi_+ - \varphi_-}{2} = \frac{\pi l}{\lambda_0} (n_+ - n_-). \quad (11.14)$$

Показатели преломления  $n_{\pm}$  для этих, движущихся с фазовыми задержками, волн

$$\begin{vmatrix} n_+ \\ n_- \end{vmatrix} = n_0 \begin{vmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{vmatrix} + \begin{vmatrix} \frac{VH}{\pi} \lambda_0 & 0 \\ 0 & -\frac{VH}{\pi} \lambda_0 \end{vmatrix}, \quad (11.15)$$

где  $n_0$  — показатель преломления магнитооптического вещества при поле  $H = 0$ ; знаки  $\pm$  означают правую и левую круговую поляризацию волн.

Подставив в (11.14) значения  $n_{\pm}$ , окончательно получим угол поворота плоскости поляризации  $\psi = V/H$ .

В ферромагнетиках эффект Фарадея проявляется несколько иначе, он пропорционален намагниченности  $M_s$ . Под действием больших внутренних магнитных полей образуются области спонтанного намагничивания и внешнее магнитное поле ориентирует их в своем направлении.

Магнитная проницаемость ферромагнетика, помещенного в магнитное поле, направленное по оси  $z$ , описывается матрицей [24, 29]

$$|\mu| = \begin{vmatrix} \mu & -j\mu M' & 0 \\ j\mu M' & \mu & 0 \\ 0 & 0 & \mu_0 \end{vmatrix}.$$

Угол поворота плоскости поляризации в этом случае определяется так:

$$\psi = \frac{\pi n_0}{\lambda_0} (M + M') \gamma l = KM_s,$$

где  $M, M'$  — магнитооптические параметры, пропорциональные намагниченности  $M_s$ ;  $\gamma$  — угол между нормалью к фронту волны излучения и вектором  $\vec{H}$ .

При выборе материала для модулятора следует учитывать его однородность. Наличие пузырьков, трещин, включений и т. д. увеличивает поглощение излучения. Значительную роль при конструировании модулятора играет форма ферромагнитного образца. Например, для сферической формы образца намагниченность втрое выше, чем для плоской пластинки. Особенно выгодны ферромагнитные цилиндры с большим отношением  $l/d$  [24].

Модулятор (рис. 11.4, а) состоит из соленоида, внутри которого находится ферромагнетик  $Y_3Fe_5O_{12}$ . Соленоид помещен между поля-

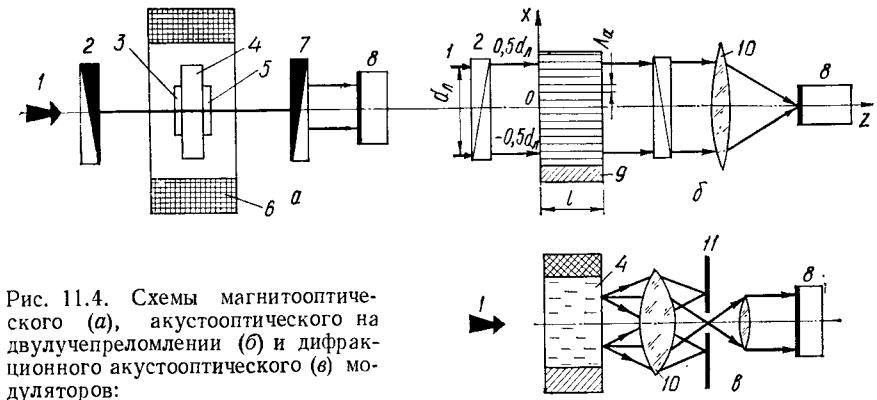


Рис. 11.4. Схемы магнитооптического (а), акустооптического на двулучепреломлении (б) и дифракционного акустооптического (в) модуляторов:

1 — входное излучение; 2 — поляризатор; 3, 5 — четвертьволновые пластинки; 4 — кристалл (рабочая жидкость); 6 — соленоид; 7 — анализатор; 8 — приемник излучения; 9 — пьезоизлучатель звуковых колебаний; 10 — линза; 11 — диафрагма;  $d_p$  — диаметр пучка;  $l$  — длина взаимодействия

ризатором и анализатором, которые служат для преобразования угла поворота плоскости поляризации в амплитуду излучения. Если оси поляризатора и анализатора скрещены под углом  $\pi/2$ , то интенсивность излучения, прошедшего через такой модулятор, и глубина модуляции определяются соотношениями:

$$I = I_0 \sin^2 \psi; \quad m_m = \cos 2\psi_{\max}, \quad (11.16)$$

где  $\psi_{\max}$  — максимальный угол поворота плоскости поляризации.

Глубина модуляции в магнитооптических модуляторах достигает 40 % на частотах до 200 МГц. Достоинством их также является постоянство коэффициента удельного вращения плоскости поляризации многих веществ для инфракрасной области излучения. Это обстоятельство повышает конкурентоспособность этих модуляторов по сравнению с электрооптическими. Основными недостатками модулятора являются узкополосность и зависимость характеристик от температуры, что не исключает полностью использования амплитудных магнитооптических модуляторов на высоких и сверхвысоких частотах.

## 11.5. Фотоупругость и акустооптические модуляторы излучения

Изменение показателя преломления вещества при воздействии механических деформаций называется явлением *фотоупругости*.

В некоторых кристаллах, преимущественно в полупроводниках (GaAs, GaP,  $TiO_2$ ,  $SiO_2$  и т. д.), а также в оптически прозрачных средах ( $LiTaO_3$ ,  $LiNbO_3$ , YAG,  $\alpha-Al_2O_3$ , KDP, ADP), плавленом кварце, стеклах и др. под действием упругих напряжений возникает искусственная анизотропия, изменяющая эллипсоид показателей преломления, что и используется при разработке модуляторов излучения. Скорость распространения упругих деформаций намного меньше скорости света в этой среде; поэтому в ней возбуждают на низких частотах акустическое поле, неоднородное по сечению пучка излучения.

Практически упругие деформации создаются звуковой волной. Применение в модуляторах акустической стоячей волны дает значительный выигрыш по мощности, одновременно сужая полосу частот.

Если к фотоупругому кристаллу приложено механическое усилие  $\sigma_j$ , то возникающее при этом изменение (двулучепреломление) оптической индикатрисы в линейном приближении можно записать в виде

$$B_{ij} \sim \Delta(1/n^2)_{ij} = \sum_i^n \pi_{ij} \tau_L = \sum_i^n \rho_{ij} u_i, \quad (11.17)$$

где  $\pi_{ij}$  — пьезооптические коэффициенты;  $\rho_{ij}$  — упругооптические коэффициенты;  $u_i$  — деформация.

Изотропное вещество характеризуется следующими пьезооптическими коэффициентами:  $\pi_{11} = \pi_{22} = \pi_{33}$ ;  $\pi_{12} = \pi_{21} = \pi_{13} = \pi_{31} = \pi_{32} = \pi_{23}$ ;  $\pi_{44} = \pi_{55} = \pi_{66} = \pi_{11} - \pi_{12}$ . Оптическая индикатриса этого вещества при отсутствии деформации описывается уравнением [24]

$$(x^2 + y^2 + z^2)/n_0^2 = 1. \quad (11.18)$$

При наличии деформации оптическая индикатриса, как мы уже знаем, искажается:

$$B_{11}x^2 + B_{22}y^2 + B_{33}z^2 + 2B_{23}yz + 3B_{31}zx + 2B_{12}xy = 1.$$

Учитывая (11.17), коэффициенты индикатрисы и изменения их в пространстве в матричном представлении можно записать так:

$$[B_{ij}] = [\pi_{ij}] [\sigma_i] = [\rho_{ij}] [u_i].$$

Из анализа этого уравнения следует, что изотропное вещество под воздействием механических напряжений становится одноосным, если главная оптическая ось совпадает с направлением распространения деформации [24]. Удивительной общностью обладают электро- и акустооптические эффекты. Они связаны между собой и с пьезоэлектрическим эффектом. Это можно достаточно хорошо проследить по изменению оптической индикатрисы в зависимости от электро- и упругооптических коэффициентов, записав

$$|B_{ij}| \sim [\Delta(1/n^2)]_{ij} = [\rho_{ij}^E] [u_i] + [r_{ij}^u] [E_i], \quad (11.19)$$

где  $\rho_{ij}^E$  — упругооптические коэффициенты, измеренные при постоянной напряженности поля ( $E_i = \text{const}$ );  $r_{ij}^u$  — электрооптические коэффициенты, измеренные при постоянной деформации ( $u_i = \text{const}$ ).

Если кристалл деформировать, то в нем из-за пьезоэлектрического эффекта возникает электрическое поле  $E_z$ , которое вследствие электрооптического эффекта вызывает усиление акустооптического эффекта. При этом при падении излучения на вещество имеет место, как и при эффекте Поккельса, двулучепреломление. Разность показателей преломления необыкновенного и обыкновенного лучей [24]

$$\Delta n = n_e - n_o = -0,5n_0^3(\pi_{11} - \pi_{12})\sigma_L. \quad (11.20)$$

Имеется и отличие от линейного электрооптического эффекта, который присущ лишь пьезокристаллам. Эффект фотоупругости на-

блюдается во всех кристаллах и изотропных средах, в которых разность фаз возникает под действием механических напряжений, а не напряженности электрического поля  $E$ . В зависимости от структуры кристаллов и расположения их осей по отношению к направлению деформации можно получить различную эффективность фотоупругости. Различают два типа модуляторов излучения, в которых используется фотоупругость: двулучепреломляющие и дифракционные акустооптические.

**Акустооптический модулятор на двулучепреломлении.** По принципу действия он похож на электрооптический модулятор. Только в данном случае разность хода  $\Gamma$  двух ортогонально поляризованных волн на выходе кристалла зависит от механических напряжений:

$$\Gamma = \frac{2\pi l}{\lambda_0} \Delta n = \frac{\pi l}{\lambda_0} n_0^3 \sigma_L \pi_{ij}. \quad (11.21)$$

Деформация в кристалле создается продольной акустической волной по оси  $ox$  (рис. 11.4, б):

$$U = \frac{\pi_{ij}}{\rho_{ij}} \sigma_L = U_0 \cos \frac{2\pi x}{\Lambda_a} \cos \Omega t,$$

где  $U_0$  — амплитуда упругой деформации;  $\Lambda_a$  — длина звуковой волны;  $\Omega$  — частота колебаний звуковой волны.

Интенсивность прошедшего через модулятор излучения

$$I = I_0 \sin^2 0,5\Gamma,$$

где  $I = 0,44I_0$  при  $\Gamma_0 = 3,83$ .

К. п. д. модулятора

$$\eta_m \simeq 0,5\Gamma_0^2 = \frac{2\pi}{\lambda_0^2} l^2 n_0^6 (\pi_{ij} \sigma_L)^2.$$

Динамический диапазон модуляции определяется нижней частотой

$$f_{\min} \approx U_0/(2d_n)$$

и верхней частотой, ограничиваемой возможностью получения максимальной скорости распространения деформации в конкретном образце кристалла. Например, для титаната бария верхняя частота модуляции составляет около 30 МГц. Если применить пленочные модуляторы из CdS на подложке из фотоупругого материала, то верхний предел частот увеличится до нескольких гигагерц. Рассмотренный тип модуляторов предпочтителен для излучения инфракрасного диапазона длин волн.

**Дифракционные акустооптические модуляторы.** Основными средствами объемных акустооптических модуляторов являются дифракционные модуляторы света на ультразвуковых волнах в жидкости [23]. Устройство такого типа представляет собой кювет с оптически прозрачными окнами, заполненный рабочей жидкостью (рис. 11.4, в). Ультразвуковые волны в среде возбуждаются пьезоэлектрическим излучателем, к которому подводится сигнал

$$U(t) = U_0 (1 - m_m \cos \omega_m t) \cos \Omega t,$$

где  $U_0$  — амплитуда немодулированного сигнала;  $m$  — коэффициент модуляции;  $\omega_m$  — частота модуляции;  $\Omega$  — частота звуковых колебаний.

При распространении в среде бегущей ультразвуковой волны изменяется звуковое давление, в результате чего меняются плотность и показатель преломления среды.

Линзы и диафрагма в модуляторе предназначены для выделения необходимого дифракционного максимума, а губчатый поглотитель звуковых колебаний служит для образования бегущей ультразвуковой волны. В качестве пьезоизлучателей для жидкостных дифракционных модуляторов целесообразно применять сегнеокерамические пластины из титаната бария или цирконата-титаната свинца (ЦТС-19).

В качестве рабочих жидкостей акустооптических модуляторов используют воду, ксилол, 17 %-ный раствор этилового спирта в воде. Модуляция на стоячей волне может быть получена на фиксированных частотах в диапазоне 2...30 МГц, а на бегущей — в диапазоне 0...1 МГц [24].

**Интегрально-оптические волноводные модуляторы.** В интегральной оптике перспективными модуляторами являются акустооптические волноводные модуляторы [9, 27]. Акустооптическое взаимодействие существует во всех материалах и во всех фазах вещества. Оно происходит благодаря явлению *фотоупругости*, когда периодические механические деформации в веществе вызывают изменения показателя преломления волновода с периодом, равным длине акустической волны:

$$\Delta n = [N_{\text{эф}}^2 p_{ij}^2 P_a \cdot 10^7 / (2 \rho v_a^3 A)]^{1/2} = [M_2 \cdot 10^7 P_a / (2A)]^{1/2}, \quad (11.22)$$

где  $M_2 = N_{\text{эф}}^2 p_{ij}^2 / (\rho v_a^3)$  — критерий качества акустооптического материала (табличная величина);  $N_{\text{эф}}$  — эффективный показатель преломления волновода;  $P_a$  — акустическая мощность, Вт;  $\rho$  — плотность вещества волновода;  $v_a$  — скорость акустической волны, м/с;  $A$  — площадь поперечного сечения акустической волны, см<sup>2</sup>.

Очень малое, порядка  $\Delta n / N_{\text{эф}} \approx 10^{-4}$ , изменение показателя преломления уже приводит к значительному изменению фазы излучения, проходящего через звуковое поле в периодически деформированном веществе. Сдвиг по фазе определяется зависимостью [27]

$$\Delta \varphi = \Delta n \cdot 2\pi l \sin(2\pi y / \Lambda_a) \lambda_0,$$

где  $l$  — длина взаимодействия акустического и оптического полей;  $y$  — координата.

Существует два основных типа дифракции света на поверхностных акустических волнах: дифракция Рамана — Ната (1935 г.) и дифракция Брэгга.

Эффект Рамана — Ната наблюдается при достаточно низких частотах, когда ширина  $w$  акустического пучка мала. По существу это явление дифракции света на акустической фазовой решетке.

Физической основой дифракции Брэгга является условие, когда дифрагированное излучение падающего пучка вновь дифрагирует перед тем, как покинуть акустическое поле. При увеличении ширины акустического пучка или при повышении частоты звука над фазовой

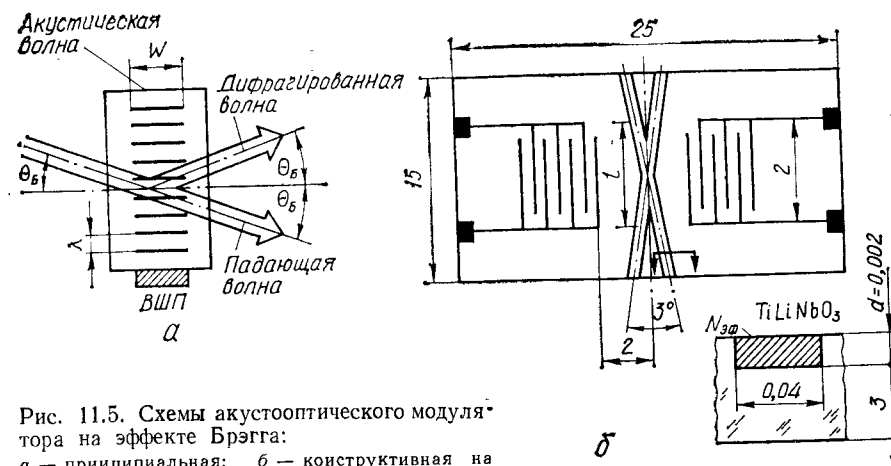


Рис. 11.5. Схемы акустооптического модулятора на эффекте Брэгга:  
а — принципиальная; б — конструктивная на подложке LiNbO<sub>3</sub> с диффузией TiO<sub>2</sub>

модуляцией начинает преобладать амплитудная модуляция, обусловленная интерференцией излучения, многократно отраженного от неоднородностей показателя преломления вещества, создаваемых акустическими волнами. Дифракция Брэгга имеет место, когда фронт акустической волны достаточно велик, т. е. когда число акустических волновых фронтов  $Q = 2\pi \lambda_0 w / \Lambda_a^2$ , в акустическом пучке шириной  $w$ , пересекаемых пучком излучения и падающих под определенным углом, больше единицы. Этот угол, для которого дифрагированные оптические пучки практически испытывают полное гашение всех порядков, за исключением одного первого, называется *углом Брэгга* (рис. 11.5, а)

$$\theta_B = \arcsin[\lambda_0 / (2\Lambda_a)]. \quad (11.23)$$

При изменении частоты акустического поля возникает промодулированное по частоте оптическое излучение. На основе этого частотного смещения создают частотные волноводные модуляторы. Для волноводного модулятора глубина модуляции оптического пучка нулевого порядка интенсивностью  $I_0$  [27]

$$m = \sin^2(\Delta \varphi / 2). \quad (11.24)$$

Длина участка взаимодействия без учета фактора перекрытия определяется зависимостью (рис. 11.5, б)

$$l \sim 4N_{\text{эф}}\Lambda_a/\lambda_0.$$

Размеры волновода  $d$  и  $b$  выбирают из условия согласования длины взаимодействия и размеров оптического пучка:

$$d \approx b \approx 2\Lambda_a/\sqrt{\pi} = 2v_a/(\sqrt{\pi}f_a).$$

Удельная мощность акустического поля

$$P_a/\Delta f = 45\lambda_0^3 f_a d / (\xi M_1),$$

где  $M_1 = N_{\text{эф}}^2 v_a^2$  — критерий качества модулятора (табличная величина);  $\xi = 0,6...1$  — фактор перекрытия; например, для LiNbO<sub>3</sub>  $M_1 = 6,6 \cdot 10^{-6}$  см<sup>2</sup>/(с · г<sup>-1</sup>) [27].



Ширина полосы акустических волн частот  $f_a$

$$\Delta f = v_a/d = v_a/\sqrt{2\lambda_0 l/N_{\text{эф}}}.$$

Для определения конструктивных размеров встречно-штыревого преобразователя принимают условия:

$$\Lambda_a = 2L_1 = 4a_1; \quad f_a = v_a/\Lambda_a,$$

где  $L_1$  — расстояние между соседними штырями;  $a_1$  — ширина штыря, равная зазору между штырями:

$$a_1 = L_1/2 = \Lambda_a/4 = v_a/(4f_a).$$

**Пример.** Для заданных значений  $\lambda_0 = 0,63$  мкм,  $f_a = 290$  МГц,  $v_a = 3,49 \times 10^5$  см/с,  $\Lambda_a = 12$  мкм,  $N_{\text{эф}} = 2,21$  по формулам (11.23), (11.24) определим параметры волноводного модулятора, работающего на эффекте Брэгга:

$\theta_B = 1^\circ 30'$ ;  $l = 2,4$  мм;  $b = 13,5$  мкм;  $\Delta f = 258$  МГц;  $P_a/f_a = 0,67$  мВт/МГц;  $P_a = 50$  Вт;  $m \sim 0,3$ ;  $a_1 = 3$  мкм;  $L_1 = 6$  мкм.

Рассмотренный волноводный модулятор можно использовать и как дефлектор, и как пространственный переключатель канализированного в волноводах лазерного излучения.

## 11.6. Внутррезонаторная модуляция.

### Метод модуляции добротности резонатора

Хаотичность пульсаций интенсивности излучения в режиме свободной генерации препятствует практическому применению лазеров. Для практических целей необходимо управлять мощностью, пространственным и временным распределением излучения лазеров. Один из создателей квантовой электроники лауреат Нобелевской премии Ч. Таунс еще в 1960 г. говорил: «В ближайшее время внимание будет обращено на стабильность, точное управление, перестройку частоты и новые диапазоны частот...» [30].

Простейшим способом увеличения пиковой мощности является метод управления добротностью резонатора, предложенный Р. У. Хеллвортом в 1962 г. Принцип действия генератора с управляемой добротностью основан на создании большой перенаселенности активных атомов на метастабильном уровне. Накачка активной среды лазера производится при больших потерях мод резонатора, что достигается путем перекрытия зеркал. Известно, что индуцированное излучение возникает при условии самовозбуждения, т. е. при такой накачке, когда усиление в активной среде за один проход энергии компенсирует возможные потери. Чем больше потери, тем выше порог генерации и тем больше должна быть энергия накачки.

В момент следования заданного импульса накачки управление интенсивностью излучения достигается искусственным уменьшением добротности резонатора путем мгновенного внесения дополнительных потерь, в результате чего условие самовозбуждения не выполняется. В определенный момент времени цикла накачки, когда потери быстро уменьшаются за счет открывания резонатора, возбужденные атомы, переходя на нижний уровень, излучают мощный короткий импульс.

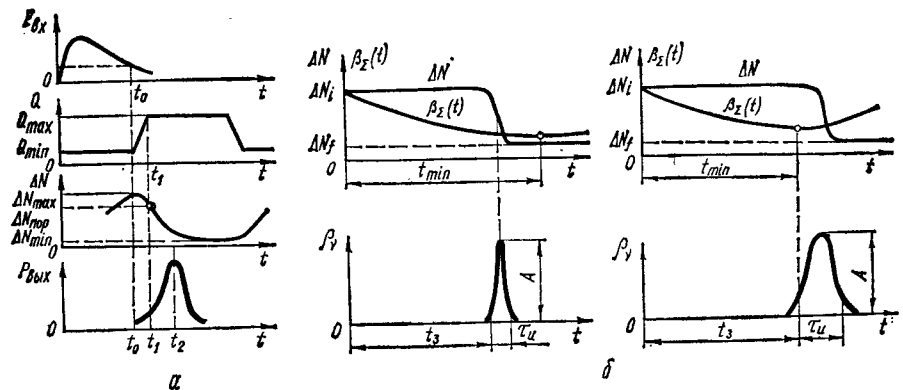


Рис. 11.6. Временные зависимости энергии накачки  $E_{\text{вх}}$ , добротности  $Q$ , инверсии населенностей  $\Delta N$ , мощности выходного излучения гигантского импульса  $P_{\text{вых}}$  при модуляции добротности резонатора твердотельного лазера (а) и зависимости инверсии населенностей  $\Delta N$ , потерь  $\beta_z(t)$  и плотности  $\rho_v$  излучения в резонаторе от времени для  $t_3 < t_{\min}$  и  $t_3 = t_{\min}$  (б):

$t_0$  — время, соответствующее порогу генерации;  $t_1$  — время одного прохода энергии в резонаторе;  $t_2$  — время максимального значения гигантского импульса мощности

Получаемый импульс из-за огромной пиковой мощности излучения, порой достигающей единиц гига watt, назван *гигантским*, а метод повышения пиковой мощности — *модуляцией добротности резонатора* лазера (рис. 11.6, а).

Устройства, позволяющие получать гигантские импульсы, называются *затворами* (модуляторами добротности). В лазере с модулятором добротности пиковую мощность можно связать с пороговой энергией  $E_0$ , инверсией населенностей и с потерями энергии в резонаторе. Потери в лазере с модулятором определяются приближенной зависимостью [7]

$$\beta_z(t) \approx (1/t_{\min} - 1)^2 + \beta_{\text{дис}} + \tau_{\text{л}},$$

где  $t_{\min}$  — время уменьшения суммарных потерь  $\beta_z(t)$  (из-за изменения добротности) от начальных пороговых до минимального значений.

Отсчет времени начинается в точке пересечения кривой инверсии населенностей с кривой потерь. Энергия, выделяющаяся в резонаторе ( $E_{\text{вых}}$ ), зависит от разности между начальной  $N_i$  и конечной  $N_f$  населенностями (рис. 11.6, б) [23]:

$$E_{\text{вых}} = 0,5h\nu(N_i - N_f)V, \quad (11.25)$$

где  $V$  — объем активной среды, см<sup>3</sup>.

При заданном значении  $N_i$  кинетика процесса генерации в лазере (см. рис. 11.6, б) определяется отношением  $t_3/t_{\min}$ , где  $t_3$  — время задержки. При  $t_3 < t_{\min}$  энергия генерируемого импульса становится меньше, чем при  $t_3 = t_{\min}$ . Основными характеристиками затворов являются время задержки  $t_3$ , амплитуда импульса  $A$  и его длительность  $\tau_n$ . При этом скорость изменения потока фотонов на выходе генератора определяется уравнениями, аналогичными (7.3).

Конкретная методика расчета характеристик гигантского импульса подробно рассмотрена в [18]. Интенсивность индуцированного излучения при одном проходе через резонатор с кристаллом активного вещества длиной  $l$  меняется в  $r_1 r_2 \beta_z^2 \exp(2G_0 l)$  раз.

Коэффициент усиления  $G(\nu)$ , являясь функцией частоты излучения  $\nu_{21}$  и относительной инверсии населенностей  $y_{21} = \Delta N/N_0$ , равен  $G(\nu) = G_0(\nu_0) y_{21}$ . Среднее значение коэффициента усиления на единицу длины кристалла рубина при температуре 300 К составляет  $G_0 = 0,4 \text{ см}^{-1}$ , а при температуре 77 К —  $G_0 = 10 \text{ см}^{-1}$ . Пороговое значение относительной инверсии населенностей, при котором возможна генерация,

$$y_0 = \beta_z(t)/[G_0(\nu_0) l]. \quad (11.26)$$

Таким образом, управлять процессом излучения можно, увеличивая коэффициент усиления  $G_0$  путем регулирования температуры активной среды, изменения пути прохождения энергии излучения в резонаторе за счет увеличения длины активной среды  $l$ , уменьшения коэффициента потерь  $\beta_z(t)$  либо за счет мгновенного изменения коэффициента отражения одного из зеркал (оптомеханические затворы), либо за счет уменьшения коэффициента поглощения в дополнительной среде (оптоэлектронные и фототропные затворы). Наиболее эффективным и практически целесообразным является последний из этих способов.

Необходимо различать следующие режимы формирования импульсной генерации вынужденного излучения лазера:

1. Генерация с малой частотой следования импульсов, синхронной с частотой оптической накачки. Этот режим достигается при надежном источнике оптической накачки, дающем необходимую частоту вспышек, и эффективной системе охлаждения.

2. Генерация гигантского моноимпульса в течение одного цикла оптической накачки. Это достигается созданием перенаселенности атомов на метастабильном уровне активной среды путем искусственного уменьшения добротности оптического резонатора различными методами.

3. Генерация последовательности мощных моноимпульсов с частотой следования в десятки килогерц в течение одного цикла оптической накачки.

Заметим, что формирование импульсной генерации с малой частотой следования импульсов, синхронной с частотой оптической накачки, носит более общий характер.

### 11.7. Лазер с призмным или пассивным затвором

Рассмотрим конкретную структурную схему лазера с призмным затвором, которая состоит из рубинового кристалла, головки затвора, электронной схемы синхронизации и датчика оптического сигнала. Кристалл рубина имеет длину 120 мм и диаметр до 12 мм с ориентацией оптической оси  $90^\circ$ . Источником накачки служат прямые импульсные ксеноновые лампы типа ИФП-1200. Оптический резонатор образован плоским диэлектрическим зеркалом и призмой полного

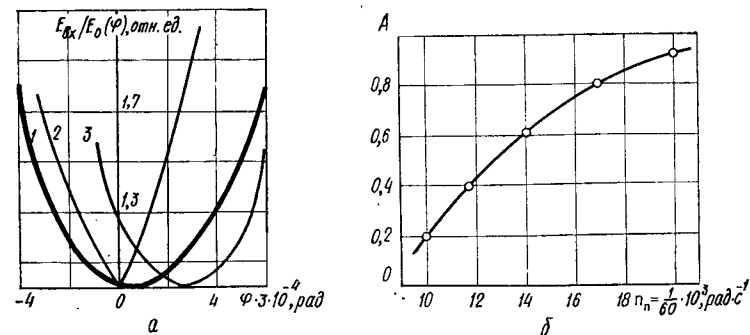


Рис. 11.7. Статические характеристики призмного затвора рубинового лазера (а) и динамическая характеристика гигантского импульса  $A = \sqrt{n_p}$  (б): 1, 3 — рубин среднего качества; 2 — рубин высокого качества

внутреннего отражения (допуск на прямой угол  $2''$ ), посаженной на вал скоростного двигателя, имеющего частоту вращения около  $30 \times 10^3 \text{ с}^{-1}$ . Угловая точность юстировки элементов оптического резонатора составляет  $10''$ . Электронный блок затвора создает необходимую синхронизацию поджига импульсной лампы с угловым положением вращающейся призмы.

Во всех случаях работы лазера с затвором подбиралась задержка поджига импульсной лампы, соответствующая получению максимальной пиковой мощности. Точность определения амплитуды импульсов не ниже 10 %. Нейтральные фильтры для каждой серии измерений выбирались постоянными [6].

На рис. 11.7, а показаны статические характеристики импульса излучения для трех рубиновых кристаллов. Пороговые кривые  $E_{вх}/E_0$  характеризуют зависимость потерь в резонаторе  $\beta_z(t)$  от угла разъюстировки  $\phi$ . Поскольку  $\phi = 2\pi n_p t$ , где  $n_p$  — известная частота вращения призмы, эти кривые пересчитывают в зависимости  $\beta_z(t)$ . Каждая характеристика имеет свою крутизну, причем наклон ветвей одной и той же характеристики может быть различным. Кроме того, минимальная пороговая энергия накачки не всегда соответствует нулевой юстировке зеркал оптического резонатора. Это связано с тем, что образцы активной среды обладают различными оптическими качествами (клин, неоднородности, натяжения и т. п.).

Известно, что интенсивность излучения связана с потерями и скоростью их изменения, т. е. с крутизной статической характеристики [6, 23]. В связи с этим интересно знать влияние параметров оптического резонатора на крутизну статических характеристик. Сравнение характеристик необходимо производить по полуширине  $\Delta\phi$  кривой  $E(\phi)$ , измеренной на уровне  $1,5 E_{вх}/E_0$ . Значение  $\Delta\phi$  не зависит от поворота кристалла вокруг продольной оси и от перемещения кристалла вдоль резонатора, но уменьшается с увеличением длины резонатора  $L$  и коэффициента пропускания выходного зеркала  $\tau_L$ . Зависимость  $\Delta\phi(L)$  можно объяснить повышением качества юстировки при увеличении расстояния между отражателями. Зависимость  $\Delta\phi(\tau_L)$  связана с числом эффективных проходов энергии в резонаторе.

ре, которое определяется потерями на зеркалах и их юстировкой. В случае генерации гигантского импульса с помощью электромеханического затвора нарушение юстировки резонатора лазера как бы гарантирует получение импульсов малой длительности.

Возбуждение активной среды положительной обратной связью происходит только в те моменты времени, когда излучение, отраженное вращающейся призмой или зеркалом, пройдет по единственному возможному эффективному направлению. Длительность переключения добротности должна быть не более  $10^{-7}$  с [23]. Учтя зависимости п. 5.4, совместим входную и выходную плоскости ОП1, ОП2 (см. рис. 5.6) на одном, допустим, левом отражателе резонатора. Тогда

излучение, описываемое вектором  $\begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix}$  и распространяющееся вдоль оптической оси резонатора, преобразуется после одного полного прохода в излучение  $\begin{bmatrix} \Delta y \\ \Delta \varphi \\ 1 \end{bmatrix}$ , где  $\Delta y$  и  $\Delta \varphi$  — погрешности юстировки резонатора.

Определим такое эффективное направление излучения  $\begin{bmatrix} y_0 \\ \varphi_0 \\ 1 \end{bmatrix}$ , которое, в точности повторяя себя при полном проходе, является оптимальным для генерации гигантского импульса. Очевидно, в этом случае должно быть справедливо матричное соотношение

$$\begin{bmatrix} y_0 \\ \varphi_0 \\ 1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A & B & \Delta y \\ C & D & \Delta \varphi \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} y_0 \\ \varphi_0 \\ 1 \end{bmatrix}. \quad (11.27)$$

Выполнив перемножение матриц и учтя, что  $AD - BC = 1$ , получим окончательное выражение для определения эффективного направления излучения в разъюстированном резонаторе:

$$\begin{bmatrix} y_0 \\ \varphi_0 \end{bmatrix} = \frac{[1] - [M]^{-1}}{2 - A - D} \begin{bmatrix} \Delta y \\ \Delta \varphi \end{bmatrix}, \quad (11.28)$$

где  $[1]$  — единичная матрица;  $[M]^{-1}$  — обратная матрица идеально съюстированного резонатора.

Динамические характеристики лазера с модулированной добротностью позволяют установить связь между интенсивностью выходного излучения и такими параметрами, как скорость включения затвора, энергия накачки кристалла, активной среды, размеры и добротность оптического резонатора. Зависимость амплитуды импульса излучения  $A$  от скорости вращения призмы  $n_n$  изображена на рис. 11.7, б. С достаточно хорошим приближением можно считать, что в исследуемом диапазоне частот вращения  $A = \sqrt{n_n}$ .

С удлинением оптического резонатора наблюдается усиление интенсивности излучения лазера, что связано с увеличением крутизны статической характеристики и селекцией продольных мод по оси резонатора. При изменении прозрачности от 0 до 0,2 интенсивность излучения увеличивается почти линейно и достигает максимального значения при  $\tau_\lambda = 0,4$ , после чего начинает уменьшаться.

Рис. 11.8. Схема призменного модулятора добротности резонатора лазера (а) и диаграмма режимов работы лазера с призменным модулятором (б):

1 — активное вещество; 2 — призменный модулятор; 3 — призма полного внутреннего отражения; 4 — излучение; I — малая инверсия населенностей для развития генерации; II — область генерации одиночных импульсов; III — область возможной генерации нескольких импульсов

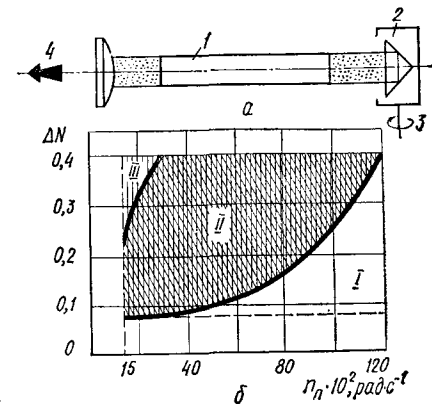
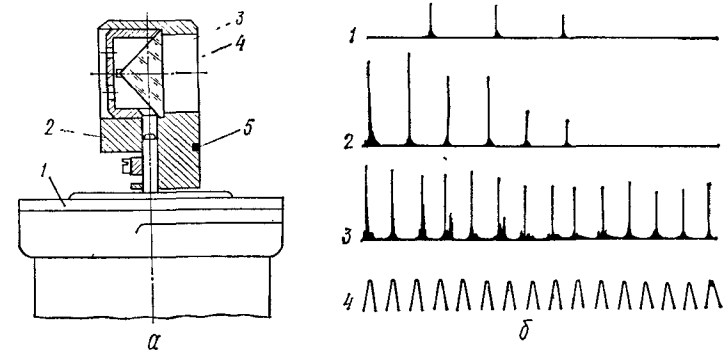


Рис. 11.9. Схема конструкции призменной головки оптико-механического затвора (а) и осциллограммы последовательности одиночных гигантских импульсов (б):

а: 1 — высокоскоростной двигатель; 2 — оправа призмы; 3 — призма; 4 — окно; 5 — магнит; б: 1 — 5 кГц; 2 — 10 кГц; 3 — 20 кГц; 4 — сигнал звукового генератора частотой 20 кГц



Основной причиной уменьшения выходной интенсивности при увеличении прозрачности зеркал является повышение пороговой энергии накачки  $E_0$ . Оптимальным с точки зрения получения максимальной выходной мощности значением прозрачности зеркал является  $\tau_\lambda = 0,4 \dots 0,5$ . Зависимость выходной мощности от энергии накачки, полученная для  $L = 85$  см и  $\tau_\lambda = 0,4$ , показывает, что максимальному значению интенсивности излучения соответствует энергия накачки  $E_{вх} = 1,5 E_0$ . Указанные параметры резонатора и энергии накачки являются оптимальными для частоты вращения призмы  $n_n = (20 \dots 30) \cdot 10^3 \text{ с}^{-1}$ .

Наиболее простая оптическая схема лазера с модуляцией добротности резонатора затвором с вращающейся призмой — «крышей» и диаграмма режимов работы лазера в зависимости от частоты вращения  $n_n$  призмы и инверсии населенностей показаны на рис. 11.8. В области I инверсия недостаточна для развития генерации, в области II генерируются одиночные импульсы, в области III можно получить многократно повторяющиеся импульсы.

Для большей стойкости к излучению призму затвора изготавливают из стекла К-8 или плавленного кварца с обработкой гипотенузной и катетных граней методом глубокой алмазной полировки. На оси высокоскоростного двигателя устанавливают оправу с призмой полного внутреннего отражения (рис. 11.9, а). Консольное крепление оправы

призмы на оси двигателя целесообразно применять при частотах вращения не более  $30\,000\text{ мин}^{-1}$ , а также при световых диаметрах до 1 см. Основные характеристики головки призмного модулятора добротности резонатора лазера следующие: диапазон частот вращения призмы  $(10...15) \cdot 10^3\text{ мин}^{-1}$ ; задержка момента излучения лазера относительно импульса поджига  $100...800\text{ мкс}$ ; точность срабатывания электронного счетчика числа оборотов  $2,5\%$ ; допуск на прямой угол призмы типа БР-180 составляет  $\pm 5''$ .

Отметим, что генерация регулярной серии импульсов излучения обычной интенсивности возможна при любых методах внутренней модуляции излучения [6]. Обычно длительность импульса лампы накачки равна  $1...2\text{ мс}$ , тогда как время накачки, необходимое для генерации гигантского импульса максимальной интенсивности, составляет сотни микросекунд (в нашем случае  $200\text{ мкс}$ ). Ясно, что за одну вспышку лампы накачки можно получить несколько мощных импульсов излучения.

Осциллограммы последовательностей одиночных импульсов для медленных скоростей включения затвора (время включения — около  $0,5\text{ мкс}$ ) показаны на рис. 11.9, б. В этом случае перед приемником излучения помещались калиброванные нейтральные фильтры с общим ослаблением в 100 раз. Сложная структура импульсов связана с малой скоростью включения затвора.

Преимуществом описанного модулятора являются сравнительно малые потери энергии излучения и возможность получения больших частот следования импульсов при относительно простой конструкции оптико-механической системы. При повышении частоты к. п. д. такого генератора увеличивается, стремясь к значению к. п. д. в режиме свободной генерации.

Применение веществ, прозрачность которых меняется под действием световой энергии в лазере, работающем в режиме получения гигантских импульсов, значительно упрощает его конструкцию, так как при этом отпадает необходимость в сложных электронных управляющих и синхронизирующих системах.

Резонансное поглощение, используемое для формирования и управления вынужденным излучением, свойственно многим красителям, в частности фталоцианину, криптоцианину и некоторым стеклам, например КС-19, содержащим полупроводниковые включения сульфида кадмия. Из перечисленных веществ наибольший практический интерес представляют растворы фталоцианина. Характерно, что почти все фталоцианины плохо растворяются во многих органических средах. Для растворения их применяют предельные углеводороды и их производные.

Кинетика процесса накопления активных атомов на метастабильном уровне описывается по двухуровневой схеме. При решении системы кинетических уравнений определяют начальное значение относительной инверсии населенностей излучения

$$y_{21} = y_0 + \beta_{\Sigma}(t)(L/l - 1)$$

и минимальное затухание в фототропной ячейке (пассивном затворе), при котором возможен процесс управления добротностью резона-

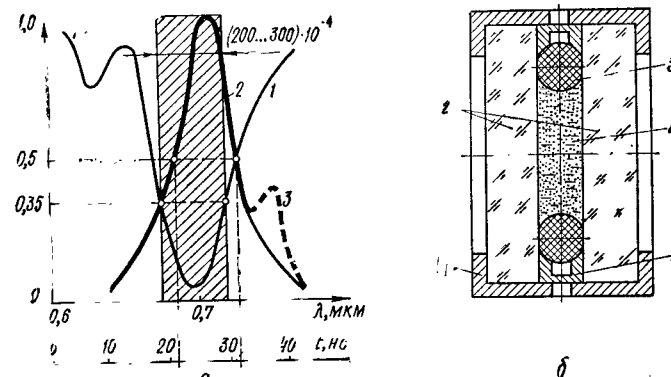


Рис. 11.10. Спектральные характеристики (а) и схема конструкции фототропного затвора (б):

а: 1 — поглощение раствором фталоцианина в метиловом спирте (концентрация  $2 \cdot 10^{-6}$  моль); 2 — сформированный фототропным затвором гигантский импульс; 3 — искажение импульса (заштрихованный участок — полоса пропускания излучения затвором); б: 1 — титановый корпус; 2 — входное и выходное окна кювета; 3 — кольцо-компенсатор; 4 — фталоцианин; 5 — установочное кольцо

тора:

$$\sigma_{\Phi}(L - l) > \frac{\sigma_{21} y_0 l}{\beta_{\Sigma}(l) - 1},$$

где  $\sigma_{\Phi}$  — эффективное сечение вынужденного перехода в фототропном веществе;  $\sigma_{21}$  — эффективное сечение поглощения атомной системы. Например, для излучения рубинового лазера с фталоцианиновым затвором  $\sigma_{\Phi} = 10^{-16}...10^{-17}\text{ см}^2$ .

Пропускание фототропной ячейки определяется коэффициентом  $\tau_{\Phi 1}$  и при малом уровне энергии излучения подчиняется экспоненциальному закону:

$$\tau_{\Phi 1} = \exp [-(\sigma_{\Phi} N_{\Phi} + \beta_{\Phi}) l_{\Phi}],$$

а при большом уровне

$$\tau_{\Phi 2} = \exp (-\beta_{\Phi} l_{\Phi}),$$

где  $N_{\Phi}$  — концентрация молекул фталоцианина в  $1\text{ см}^3$  растворителя;  $\beta_{\Phi}$  — нерезонансные потери в фототропной ячейке;  $l_{\Phi}$  — ее оптическая толщина, см.

На рис. 11.10, а показаны примерный спектр поглощения фталоцианина в метиловом спирте и характер развития гигантского импульса. Полоса поглощения по половинному уровню мощности  $\Delta\lambda = (2...3) \cdot 10^{-2}$  мкм, а длительность импульса излучения при  $\tau_{\Phi} = 35\%$  и  $l_{\Phi} = 0,5\text{ см}$   $\tau_{\Phi} \sim 10\text{ нс}$ . Обычно пассивные затворы селективно разбивают по характеру пропускания на 6...8 поддиапазонов, начиная с 10 и кончая 35 %.

Существенным недостатком большинства растворов фталоцианинов является малая скорость реакции к световому воздействию, в результате чего в этих средах происходят необратимые фотохимические процессы. Кроме того, некоторые красители разлагаются при

длительном хранении. С увеличением показателя преломления растворителя наблюдается тенденция смещения максимума спектра поглощения  $\lambda_{\text{max}}$  в длинноволновую область. Следует отметить и такую причину остаточных потерь, как возникновение рассеивающих пузырьков при поглощении излучения. Под действием импульса излучения происходят «микровзрывы» агрегатных образований молекул красителя и появляются пузырьки диаметром до нескольких десятков микрометров, причем характер взаимодействия излучения с резонансно-поглощающей средой зависит от длительности светового импульса  $\tau_n$  и времени жизни  $\tau_{nm}$  квантовых частиц на возбужденном уровне. В течение длительности импульса  $\tau_n \sim \tau_{nm}$  в фототропной среде распространяется волна просветления, причем крутизна переднего фронта импульса искажается сильнее, чем заднего, поскольку задний фронт импульса распространяется в частично просветленной среде. В результате форма импульса становится асимметричной. Мощность потока энергии входного импульса должна удовлетворять условию

$$P_{\text{вх}} \geq \alpha_0 l_{\phi} h \nu / (2 \sigma_{\phi} \tau_{nm}).$$

Пассивный затвор представляет собой кювет с раствором фта-лоцианина, помещенный в корпус из титанового сплава (рис. 11.10, б). Параллельность входного и выходного окон кювета составляет 25...30°. Компенсационное резиновое кольцо должно иметь такой диаметр, чтобы удовлетворять следующим требованиям: во-первых, обеспечивать надежную герметизацию; во-вторых, не приводить к образованию линзы из входных и выходных окон фототропного затвора. Для выполнения этих требований необходимо, чтобы ширина установочного кольца была на 10...15 % меньше диаметра резинового кольца-компенсатора.

Энергия излучения лазера с пассивным модулятором добротности и рубиновым стержнем длиной  $l = 8$  см и диаметром 0,6 см в лучшем случае достигает 0,6 Дж. После выработки ресурса при работе лазера в моноимпульсном режиме пропускание затвора увеличивается на 5...7 % по сравнению с первоначальным значением. Это приводит к повышению выходной энергии излучения, увеличению локальных плотностей и, как следствие, к разрушению кристалла активной среды. На практике допустимая частота генерации не превышает 0,1 Гц. Увеличение частоты генерации приводит к запаздыванию регенерации свойств фототропного затвора [6].

Использование пассивных затворов, кроме формирования гигантского импульса, обеспечивает селекцию типов колебаний в резонаторе лазера. Обычно в спектре излучения лазера с пассивным затвором присутствуют только одна-две поперечные моды.

### 11.8. Электрооптические затворы

В настоящее время для изготовления электрооптических затворов наиболее широко применяются кристаллы, принадлежащие к классу D2d, и типа  $ABO_3$ , имеющие значительный электрооптический эффект и хорошие оптико-механические характеристики. Эффект модуляции добротности резонатора можно получить при наличии двух кристал-

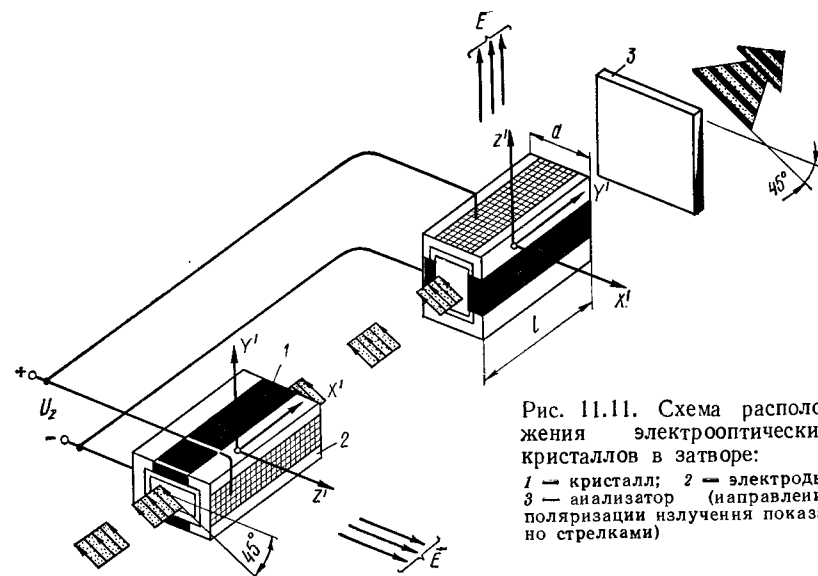


Рис. 11.11. Схема расположения электрооптических кристаллов в затворе:  
1 — кристалл; 2 — электроды;  
3 — анализатор (направление поляризации излучения показано стрелками)

лов дигидрофосфата калия, определенным образом ориентированных по отношению к направлению излучения рубинового лазера и к управляющему электрическому полю (рис. 11.11). Электрическое поле прикладывается как к первому, так и ко второму кристаллу в направлении оси  $Z'$ . Излучение лазера распространяется в первом кристалле вдоль оси  $X'$ . Падающее на кристаллы излучение поляризовано, причем плоскость колебаний электрического вектора направлена под углом  $\pi/4$  к оси  $Y'$  первого кристалла и к оси  $X'$  второго кристалла.

Для получения на выходе разности фаз между составляющими вектора  $\vec{E}$  на оси  $X'$  и  $Y'$  с тем, чтобы вызвать поворот плоскости поляризации, необходимо к каждому кристаллу приложить напряжение

$$U_{\lambda/2} = U_{\pi} = \frac{\lambda d}{(4r_{63}n_0^3)}. \quad (11.29)$$

Уменьшение добротности происходит в результате подавления колебаний в резонаторе путем поворота плоскости поляризации линейно-поляризованного излучения активной среды лазера под воздействием поля. При подборе оптимального отношения размеров кристаллооптической пластины  $d/l$  требуемое напряжение может быть небольшим. Оно определяется половинным значением  $U_{\pi}$ , вычисленным по формуле (11.29), так как излучение лазера проходит через два кристалла. Например, для  $d = 1$  см и  $l = 3,5$  см значение напряжения, прикладываемого к электродам кристалла KDP, составляет 750 В.

Электрооптический затвор (рис. 11.12, а) работает следующим образом: во время подачи импульса поджига к лампе накачки происходит включение схемы задержки, которая по истечении времени запускает схему разряда конденсатора — накопителя энергии. Напряжение разряда конденсатора прикладывается к электродам электрооп-

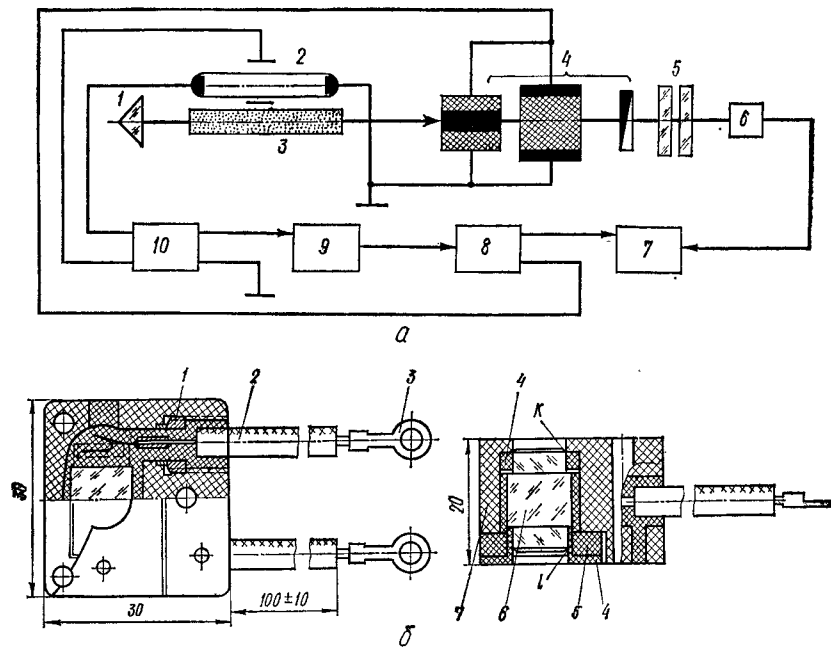


Рис. 11.12. Структурная схема электрооптического модулятора добротности лазера (а) и схема конструкции узла с кристаллом такого модулятора (б):

а: 1 — призма полного внутреннего отражения; 2 — лампа накачки; 3 — активная среда лазера; 4 — кристаллы с электродами и анализатором; 5 — стопла пластин; 6 — фотоэлектронный умножитель; 7 — индикатор; 8 — накопитель энергии; 9 — блок задержки и синхронизации; 10 — блок питания и поджига; б: 1 — электрод; 2 — провод; 3 — контакт; 4 — оправы кристалла; 5 — компаунд; 6 — кристалл; 7 — корпус

тических кристаллов. Плоскость поляризации поворачивается, потери возрастают и добротность резонатора уменьшается. На метастабильном уровне в результате синхронно работающей накачки образуется большая перенаселенность активных атомов. При снятии напряжения, т. е. при открытом затворе, добротность резонатора восстанавливается, лазер излучает импульс с пиковой мощностью до 10 МВт и длительностью 30...60 нс.

Торцы кристалла обрабатываются по наивысшему классу чистоты. Непараллельность поверхностей торцов должна быть не более 5...10" (рис. 11.12, б).

## Глава 12. УСТРОЙСТВА УПРАВЛЕНИЯ ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

### 12.1. Непрерывный оптический дефлектор

Для систем записи и воспроизведения информации, связи и оптической локации важна задача пространственного сканирования лазерным излучением.

**Сканирование** — это управляемое по заданному закону перемещение излучения в пространстве. Для этой цели используют **дефлекторы** — устройства, позволяющие перемещать лазерное излучение в пространстве.

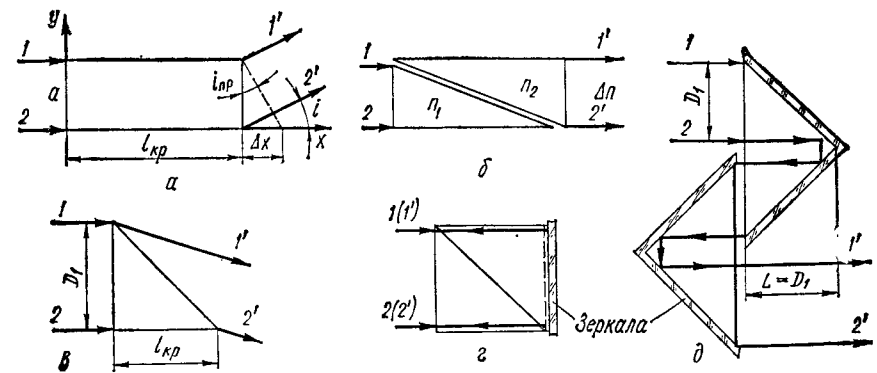


Рис. 12.1. Схемы прохождения луча в непрерывных оптических дефлекторах: а — электрооптический кристалл с показателем преломления  $n(y) = n_0 + y\Delta n$ ; б — двухпризмный дефлектор непрерывного отклонения  $i = l_{кр} n_0^3 \epsilon E_z / a$ ; в — элементарная призматическая ячейка непрерывного дефлектора; г, д — дефлекторы с зеркалами, состоящие из нескольких элементарных призматических ячеек

Дефлекторы делятся на *оптико-механические*, *акусто-* и *электрооптические*. По характеру взаимодействия лазерного луча с активной средой они разделяются на *преломляющие*, *отражательные*, *дифракционные*, *двулучепреломляющие* и *интерференционные*; по характеру отклонения луча — на *непрерывные* и *дискретные*; по расположению управляющих элементов — на *внутрирезонаторные* и *внешние*.

Электрооптический эффект широко применяется для сканирования излучения. Рассмотрим один из способов его реализации. Допустим, что излучение падает на кристалл, в котором показатель преломления линейно зависит от координаты, т. е.  $n(y) = n_0 + \Delta n y$  (рис. 12.1, а, б). Допустим также, что показатели преломления для двух крайних лучей 1 и 2 отличаются на  $\Delta n$ ; тогда на выходе из кристалла нижний луч 2 будет опережать верхний 1 на  $\Delta x = l_{кр} \Delta n / n$ . Но так как по закону, установленному В. Снеллиусом (1591—1626),  $n = \sin i / \sin i_{пр}$ , то, принимая синусы углов падения и преломления за малые величины, т. е.  $\sin i \approx i$ ,  $\sin i_{пр} \approx i_{пр}$ , находим отклонение выходного излучения в пространстве:  $i = i_{пр} n$ . Учитывая геометрию прохождения излучения в кристалле  $\Delta x / a = \tan i_{пр} \approx i_{пр}$ , получаем

$$i = l_{кр} \Delta n / a, \quad (12.1)$$

где  $l_{кр}$ ,  $a$  — длина и высота кристалла.

На практике для дефлектора непрерывного действия применяют две прямоугольные призмы из электрооптического кристалла, сложенные вместе гипотенузными гранями так, чтобы оси  $z'$  были ориентированы в противоположные стороны. И если электрическое поле приложить к кристаллу вдоль оси  $z'$ , то показатель преломления в верхней призме для луча 1 в этом случае  $n_1 = n_0 - 0,5 n_0^3 \epsilon E_z$ . Для нижней призмы  $n_2 = n_0 + 0,5 n_0^3 \epsilon E_z$ . Если считать, что  $\Delta n = n_1 - n_2$ , то получим угол отклонения  $i = -l_{кр} \Delta n / a = l_{кр} n_0^3 \epsilon E_z / a$ .

Теперь обратимся к основным параметрам дефлекторов. К наиболее важным из них относятся: закон сканирования (круговой, строч-

ная или какая-либо другая развертка); амплитуда угла отклонения  $i$  и разрешающая способность  $N$ ; частота сканирования  $f_{ск}$ ; быстродействие  $t_D$ ; допустимая линейная апертура  $D_1$  сканируемого лазерного луча; допустимая угловая расходимость луча  $\gamma_1$ ; спектральный оптический диапазон длин волн  $\Delta\lambda$ ; управляющие электрическое напряжение  $U_y$  и ток  $I$ ; коэффициент пропускания излучения  $\tau_D$ .

Амплитуда угла отклонения  $i$  характеризует угловое перемещение светового пучка в пространстве. Для оценки допустимой расходимости обычно используют критерий Рэлея, согласно которому расходимость

$$\gamma_1 = \xi \lambda_0 / (n D_1),$$

где  $\xi$  — коэффициент, зависящий от формы пучка (для пучка круглого сечения  $\xi = 1,22$ );  $\lambda_0$  — длина волны излучения;  $n$  — показатель преломления кристалла.

Разрешающая способность  $N$  дефлектора при одномерном сканировании и отсутствии искажений, вносимых дефлектором в апертуру пучка, определяется отношением амплитуды отклонения к допустимой угловой расходимости:

$$N = i / \gamma_1.$$

Учитывая  $\gamma_1$ , получаем

$$i n D_1 = \xi \lambda_0 N.$$

Разрешающая способность — более важный параметр, нежели угол отклонения  $i$ , так как последний может быть увеличен или уменьшен с помощью оптической системы, а величина  $N$  остается при этом неизменной.

Частота сканирования  $f_{ск}$  определяет число периодов колебаний луча при его пространственном перемещении за одну секунду.

Линейная апертура  $D_1$  и допустимая угловая расходимость  $\gamma_1$  луча лазера определяют предельные значения всех параметров, при которых обеспечивается нормальная работа дефлектора.

К непрерывным дефлекторам также относятся устройства с изменяющимися во времени показателем преломления: различные треугольные и прямоугольные призмы и призмы с квадрупольными электродами, которые являются элементарными ячейками дефлекторов [23]. Амплитуда угла отклонения и разрешающая способность их зависят от оптической длины пути излучения в кристалле. Для увеличения оптической длины пути  $l_{кр}$  (рис. 12.1, в) разрабатывают специальные блочные зеркально-преломляющие системы (рис. 12.1, г, д), состоящие из элементарных ячеек, в которых оптическая длина  $L_0 = q l_{кр}$ , где  $q$  — число прохождений излучений через одну и ту же длину кристалла. Тогда амплитуда угла отклонения луча и разрешающая способность дефлектора:

$$i_{\max} = 2q l_{кр} \Delta n / a \simeq 2q l_{кр} n_0^3 r_{63} E_z / D_1; \quad (12.2)$$

$$N = 2q l_{кр} \Delta n / (\xi \lambda_0) \simeq 2q l_{кр} n_0^3 r_{63} E_z / (\xi \lambda_0), \quad (12.3)$$

где  $D_1 \sim a$  — апертура входящего в кристалл излучения. Возможны различные способы отклонения лазерного излучения, однако далее подробно рассмотрим только дискретное отклонение луча.

## 12.2. Дискретный оптический дефлектор

Способ дискретного отклонения служит для адресного управления лазерным излучением в системах отображения информации. Дискретные дефлекторы основаны на управлении поляризацией излучения в элементарной ячейке, которая состоит из поляризатора  $I$ , поляризационного переключателя  $II$  и отклоняющего элемента  $III$  (рис. 12.2, а).

Поляризатор предназначен для превращения излучения в линейно-поляризованное. Если луч лазера линейно-поляризован, то поляризатор не нужен.

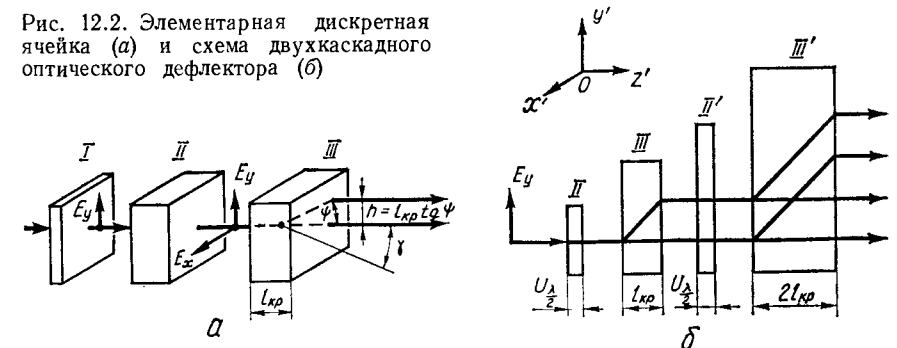
Поляризационный переключатель служит для изменения направления поляризации входящего луча на  $90^\circ$  при воздействии на него управляющего электрического или магнитного поля. Поэтому он может быть изготовлен из материала, характеризующегося электро- или магнитооптическим эффектом.

С помощью отклоняющего элемента производят пространственное или угловое разделение излучения с взаимно ортогональной поляризацией. Для отклоняющего элемента может быть использована призма Волластона. Наиболее подходящими материалами для отклоняющих элементов являются кальцит, нитрит натрия, исландский шпат или кристаллический кварц.

Дискретный дефлектор обычно состоит из нескольких элементарных ячеек, расположенных друг за другом на пути проходящего излучения (см. рис. 12.2, а). Если  $m_x$  ячеек отклоняют луч в заданном направлении, а  $m_y$  последовательно расположенных ячеек — в направлении, перпендикулярном к заданному, то получится матрица  $[M] = 2^{m_x} \cdot 2^{m_y}$  возможных положений выходного излучения. Число отклоняющих элементарных ячеек дискретного дефлектора определяется допустимой интенсивностью фонового излучения, возникающего в электрооптических переключателях.

Параметры дискретных поляризационных дефлекторов аналогичны параметрам непрерывных дефлекторов. Это количество применяемых элементарных ячеек; разрешающая способность  $N$  элементов; рабочая длина волны  $\lambda_0$  излучения лазера; быстродействие  $t_D$ ; коэффициент пропускания излучения  $\tau_D$ ; фоновая засветка в отклоненных элементах, характеризуемая отношением фонового и входящего по-

Рис. 12.2. Элементарная дискретная ячейка (а) и схема двухкаскадного оптического дефлектора (б)





токов излучения ( $\Phi_{\text{ф}}/\Phi_{\text{вх}}$ ); полуволновое напряжение переключения излучения. Полуволновое напряжение

$$U_{\lambda/2} = U_{\pi} = \lambda_0 / (2n_0^3 r_{ij}) \quad (12.4)$$

для переключателей, в которых используется продольный электрооптический эффект, и

$$U_{\lambda/2} = \frac{\lambda_0}{2n_0^3 r_{ij}} \frac{a}{l_{\text{кр}}} \quad (12.5)$$

для переключателей, где применяется поперечный линейный электрооптический эффект в кристаллах симметрии  $42m$  ( $r_{ij} = r_{63}$ ) и симметрии  $43m$  ( $r_{ij} = r_{41}$ ).

Элементарная дискретная ячейка работает следующим образом (рис. 12.2, б). Если на поляризационный переключатель *II* падает излучение, допустим линейно-поляризованное вдоль оси  $ox'$ , то в зависимости от того, приложено к переключателю *II* полуволновое напряжение  $U_{\lambda/2}$  или нет, выходящее из кристалла *III* излучение будет поляризовано либо по оси  $ox'$ , либо по оси  $oy'$ , т. е. будет либо обыкновенным, либо необыкновенным лучом. Например, при отсутствии полуволнового напряжения ( $U_{\lambda/2} = 0$ ) на выходе отклоняющего элемента имеется только обыкновенный луч. При наличии  $U_{\lambda/2} = \text{const}$  на выходе этого же кристалла появляется необыкновенный луч, смещенный относительно обыкновенного луча на  $h = l_{\text{кр}} \tan \psi$ , где  $l_{\text{кр}}$  — длина кристалла,  $\psi$  — угол между кристаллографической осью  $oz'$  и обыкновенным лучом. У различных кристаллов углы  $\psi$  различны. У кристалла кальцита  $\psi = 5,9^\circ$ , у кристалла  $\text{NaNO}_3$   $\psi = 9,17^\circ$ , у KDP  $\psi = 1,48^\circ$  (все для  $\lambda_0 = 0,63$  мкм).

Если такие ячейки установить каскадно с последовательным включением, то общее количество пространственных позиций увеличится по закону  $2^k$ , где  $k$  — число каскадов. Так можно создать двухмерный дефлектор, с помощью которого можно пространственно и дискретно управлять излучением в пределах квадратной или прямоугольной матрицы. Такой электрооптический дефлектор на кристалле  $\text{LiNbO}_3$  описан в [24]. Управляющее напряжение его — около 1000 В, число ячеек  $32 \times 32 = 1024$ , коэффициент пропускания  $\tau_D \sim 15\%$ , скорость переключения  $\sim 10^5$  Гц, а быстродействие 2...3 мкс.

### 12.3. Характеристика временного и пространственного распределения излучения

Классифицировать временные режимы работы лазеров можно следующим образом: *непрерывный режим* (преимущественно газовые и полупроводниковые лазеры); *режим миллисекундного импульса* (пиковый); *периодический импульсный режим*; *режим с модуляцией добротности* (режим гигантских импульсов); *режим пикосекундных импульсов* (твердотельные лазеры).

Типичные для пикового режима (свободной генерации) работы лазера длительности импульсов лежат в пределах 0,1...1 мс. Форма такого импульса представляет собой релаксационные колебания и состоит из серии пиков микросекундной длительности, причем амплитуда

пиков и расстояние между ними беспорядочно флюктуируют (рис. 12.3). Такой режим излучения характерен для активных элементов (рубин или стекло, активированное неодимом). В случае охлаждения рубина до температуры жидкого азота релаксационные колебания практически исчезают. Для некоторых активных сред режим хаотических пульсаций не наблюдается (например, в кристалле  $\text{CaF}_2 : \text{Sm}^{2+}$ ). Это связано с малым временем жизни метастабильного уровня этого материала ( $10^{-6}$  с).

Существует еще один временной режим работы лазера с миллисекундной длительностью излучаемого импульса — это *импульсный периодический режим*. Частота генерации лазера на рубине достигает 50 Гц, а лазера на иттрий-алюминиевом гранате, активированном неодимом, — порядка 1000 Гц. Получение периодического миллисекундного режима в значительной степени зависит от эффективности охлаждения активной среды [6, 23]. При использовании методов модуляции добротности можно получить импульсы длительностью от 10 до 1000 нс. Этот режим работы лазера носит название *режима гигантских импульсов*.

Получение более коротких импульсов пикосекундной длительности ( $10^{-11} \dots 10^{-12}$  с) с мощностью излучения  $10^{12} \dots 10^{13}$  Вт возможно с помощью метода синхронизации (рис. 12.4). Синхронизация мод осу-

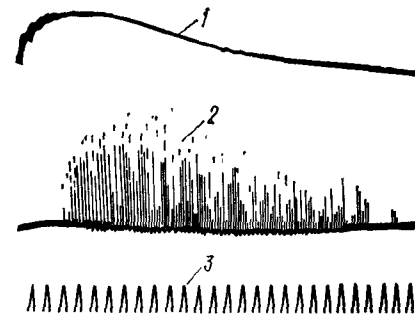


Рис. 12.3. Излучение импульсов лазера (режим свободной генерации): 1 — импульс накачки; 2 — пиковый режим излучения лазера; 3 — калибровка

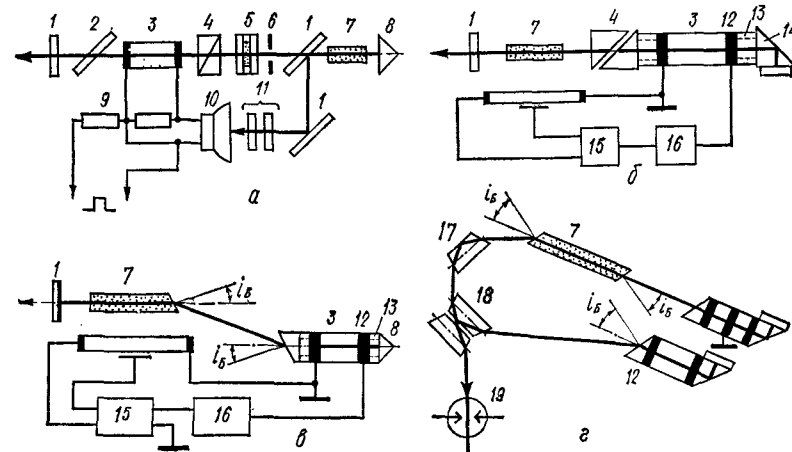


Рис. 12.4. Схемы управляемых резонаторов с синхронизацией мод для получения микросекундных (а), наносекундных (б) и пикосекундных (в, г) импульсов:

1 — зеркало; 2 — четвертьволновая пластинка; 3 — кристалл KDP; 4 — поляризатор; 5 — фототронный затвор; 6 — диафрагма; 7 — активная среда; 8 — призма-«крыша»; 9 — резисторы; 10 — коаксиальный приемник излучения; 11 — светофильтры; 12 — кольцевые электроды; 13 — переходные кольца; 14 — фазосдвигающий элемент с призмой-«крышей» на катетной грани; 15 — блок питания; 16 — синхронизатор; 17 — поворотная призма с гранями под углом Брюстера; 18 — две поворотные призмы; 19 — светоисковой разрядник

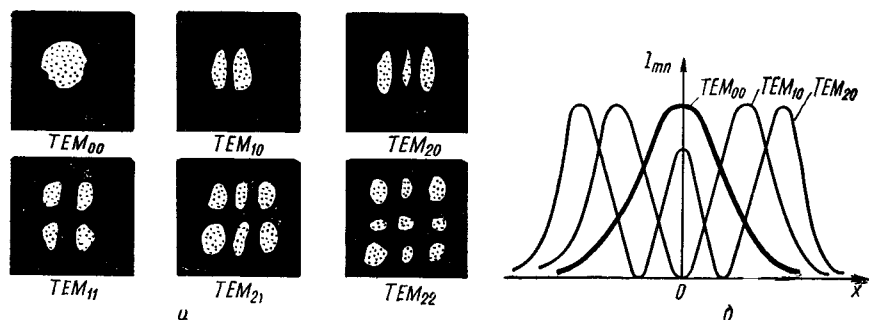


Рис. 12.5. Картина поперечной структуры поля в оптическом резонаторе (а) и распределение интенсивности поля (б)

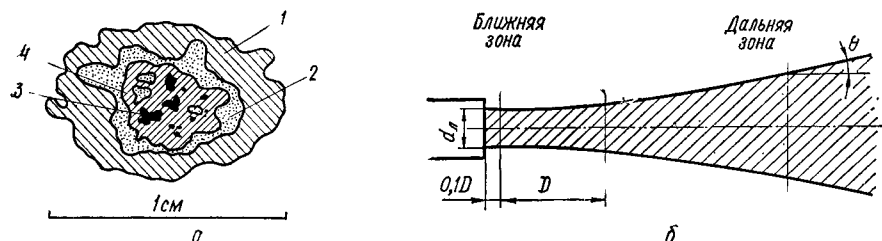


Рис. 12.6. Контуры пространственного распределения интенсивности по сечению потока излучения рубинового лазера с модуляцией добротности (а) и расходимость излучения твердотельного лазера (б):

1 — средняя относительная интенсивность  $I_{\text{ср}}^{\text{отн}} \geq 0,15$ ; 2 —  $I_{\text{ср}}^{\text{отн}} \geq 0,24$ ; 3 —  $I_{\text{ср}}^{\text{отн}} \geq 1$ ; 4 —  $I_{\text{ср}}^{\text{отн}} \geq 0,64$

существляется периодической модуляцией добротности резонатора при генерации гигантского импульса. Динамика процесса состоит из двух этапов: в течение первого этапа длительность импульса сокращается из-за увеличения количества сфазированных мод, в течение второго — импульсы расширяются за счет расфазировки мод из-за дисперсии среды внутри резонатора. Частота модуляции подбирается равной  $c/(2L)$ .

Пространственное распределение излучения лазера зависит от распределения электромагнитного поля, возбужденного внутри резонатора. Поэтому пространственные характеристики в значительной степени зависят от конкретного вида резонатора.

Распределение плотности излучения в сечении пучка представляет собой суперпозицию интенсивностей излучения, характерных для каждой моды. Каждой конкретной моде соответствует свое распределение интенсивности по сечению пучка.

В плоскопараллельном резонаторе с круглой апертурой зеркал наибольший интерес представляет одномодовый режим (мода  $TEM_{00}$ ), в котором выходное излучение является пространственно однородным и который обладает наилучшими свойствами для фокусировки. Пространственное распределение интенсивности излучения моды  $TEM_{00}$  описывается функцией Гаусса.

Пространственное распределение на выходе газового лазера имеет ярко выраженный модовый состав, который можно легко наблю-

дать при проецировании поперечного поля на экран (рис. 12.5). Выходное излучение твердотельных лазеров имеет сложное пространственное распределение. Оно, как правило, достаточно неупорядочено и дает картины, по которым невозможно установить модовую структуру.

Типичное пространственное распределение интенсивности луча рубинового лазера показано на рис. 12.6. Выходное излучение состоит из многих мод, на которые оказывают влияние различные неоднородности структуры активной среды. Вследствие существования этих неоднородностей пространственное распределение излучения твердотельных лазеров не поддается точному математическому описанию. В этом случае говорят о *расходимости излучения* лазера —

угловой расходимости плоского или телесного угла, характеризующего ширину диаграммы направленности в дальней зоне по заданному уровню углового распределения энергии по отношению к ее максимальному значению.

Типичные значения расходимости излучения для различных типов лазеров следующие: газового (He — Ne)  $\gamma = 0,2...1$  мрад; газового ( $CO_2$ )  $\gamma = 1,1...4$  мрад; твердотельного рубинового и на стекле с неодимом  $\gamma = 0,5...10$  мрад; на YAG  $\gamma = 2...20$  мрад, а самая большая расходимость — у полупроводникового (GaAs) лазера:  $\gamma = 20...500$  мрад. Расходимость и спектр излучения зависят от числа одновременно возбужденных мод резонатора. Если подавить поперечные моды  $TEM_{mn}$ , кроме основной — продольной, то можно уменьшить расходимость лазера до дифракционного предела.

Минимальная ширина спектра достигается, когда генерация происходит на одной аксиальной моде. Существует минимальное значение угловой расходимости, определяемой дифракцией:

$$\gamma_{\text{диф}} \approx 1,22 \lambda_0/d_n, \quad (12.6)$$

где  $d_n$  — диаметр поперечного сечения пучка лазерного излучения, внутри которого проходит заданная доля энергии.

В пучке излучения твердотельного лазера различают *ближнюю* и *дальнюю* зоны (рис. 12.6, б). В ближней зоне пространственное распределение интенсивности в луче такое, как и на выходной апертуре лазера, и расходимость луча мала. Эти условия сохраняются на расстоянии порядка  $D/10$ , где  $D \approx d_n^2/(2\lambda_0)$ . На больших расстояниях угловая расходимость  $\theta$  увеличивается вследствие дифракции, заметно возрастая в дальней зоне ( $\sim 10D$ ).

## 12.4. Перестройка частоты лазерного излучения

Одним из наиболее простых методов плавного управления спектром лазерного излучения — *режим свипирования частоты* — является перестройка длины волны в пределах полосы люминесценции активной среды в дисперсионном оптическом резонаторе. Наиболее эффективно дисперсионные резонаторы применяются в сочетании с активными средами, обладающими широкими полосами люминесценции. Поэтому дисперсионные резонаторы наиболее выгодно без заметных энер-

гетических потерь использовать в лазерах на активированных кристаллах и растворах органических красителей.

Среди жидкостных лазеров наибольшее распространение получили лазеры на растворах органических красителей в воде, толуоле, бензоле, ацетоне. Молекулы красителя являются активными центрами.

Преимущества жидкостных лазеров по сравнению с другими заключаются в том, что они имеют более высокую концентрацию активатора. Кроме того, активная среда дешева и проще в эксплуатации. Однако наиболее существенным преимуществом является плавная перестройка частоты излучения в пределах спектра люминесценции красителя. Лазерная генерация получена на 200 красителях в диапазоне длин волн 0,3...1,3 мкм. Ширина спектра поглощения практически важного красителя — родамина 6G равна  $\sim 0,1$  мкм, что в 100 раз больше ширины спектра люминесценции ионов  $\text{Cr}^{3+}$  в рубине.

Вс. лазеры на красителях возбуждаются оптической накачкой: лазерами и газоразрядными лампами (см. рис. 8.12, б).

Кювет с красителем размещается внутри резонатора, имеющего выходное зеркало, непрозрачное для излучения накачивающего лазера, которое и возбуждает молекулы красителя. Чтобы краситель не нагревался, его быстро прокачивают. Если этого не делать, то происходит термическое разложение красителя, и генерация срывается. Молекулы красителя, разлагаясь, загрязняют окна кювета излучателя.

Перестраиваемый лазер на красителях используется в спектроскопии при изучении молекулярной диссоциации химических реакций, разделении изотопов и т. д.

Твердотельные лазеры с дисперсионным оптическим резонатором были разработаны в Институте физики АН УССР и получили название **с в и п - г е н е р а т о р о в**. Сущность дисперсионного метода свипирования частоты заключается в том, что излучение, индуцированное активной средой, преобразуется дисперсионной призмой или дифракционной решеткой таким образом, что пучки различных частот падают под разными углами на зеркало. При этом наибольшей добротностью обладают колебания, излучение которых перпендикулярно к зеркалам резонатора. Остальные колебания частот происходят с большими потерями, притом потери тем больше, чем выше угловая дисперсия призмы.

Эффективная перестройка происходит, если спектральная ширина резонансной кривой меньше ширины спектральной линии излучения ( $\Delta\lambda_p < \delta\lambda$ ). Поворачивая зеркало вокруг оси, перпендикулярной к плоскости дисперсии призмы, можно осуществлять плавное изменение частоты генерации (рис. 12.7, а). Так, в свип-генераторе на неодимовом стекле была получена квазинепрерывная генерация длительностью 40 мкс с диапазоном свипирования до  $\sim 60$  нм при скорости вращения зеркала 130 рад/с и двукратном превышении пороговой энергии накачки.

Свипирование частоты может осуществляться в двух режимах: *статическом* (перестройка частоты происходит в паузах между импульсами излучения) и *динамическом* (перестройка происходит во время генерации импульса). Динамическое, управляемое акустооптическим эффектом, свипирование частоты обладает существенными достоинствами: позволяет упорядочить временные характеристики излучения лазера, его модовый состав и приводит к сужению общей ширины спектра генерации. Также повышается энергетический к. п. д. за счет работы активных центров, не участвующих в генерации в обычном одночастотном режиме.

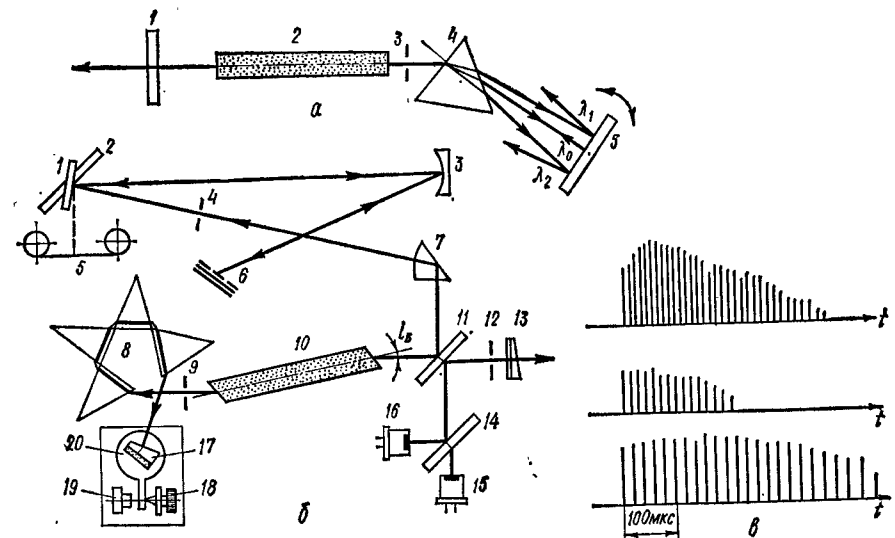


Рис. 12.7. К рассмотрению режима свипирования частоты: а — дисперсионный резонатор (1 — зеркало,  $r = 1$ ; 2 — активная среда; 3 — диафрагма; 4 — дисперсионная призма; 5 — вращающееся зеркало, обеспечивающее генерацию в пределах  $\lambda_1 \leq \lambda_0 \leq \lambda_2$ ; 6 — оптическая схема свип-генератора на стекле с неодимом (1...3, 11, 14 — зеркала; 4, 9, 12 — диафрагмы; 5 — фотоленка; 6 — дифракционная решетка; 7 — вращающаяся призма-линза; 8 — дисперсионные призмы; 10 — активная среда; 13 — выходное зеркало; 15, 16 — приемники излучения; 17 — призма полного внутреннего отражения; 18 — микрометрический винт; 19 — электромагнит; 20 — поворотный столик); б — типичные осциллограммы излучения свип-генератора при управлении частотой импульсов

В режиме свипирования частоты спектры генерации твердотельных лазеров существенно зависят от скорости перестройки и уровня накачки. Например, при скоростях свипирования, меньших  $1 \text{ см}^{-1} \times \text{мкс}^{-1}$ , спектр генерации мало отличается от спектра излучения в режиме свободной генерации. При повышении скоростей до  $1...2 \text{ см}^{-1} \times \text{мкс}^{-1}$  в спектре генерации появляются нерегулярные провалы. С дальнейшим повышением скорости перестройки или увеличением уровня накачки спектральные линии сужаются и интервалы между ними становятся почти одинаковыми. Начиная со скорости  $40 \text{ см}^{-1} \times \text{мкс}^{-1}$  и выше вместо отдельных спектральных линий появляются почти непрерывные линии. Увеличение уровня накачки приводит к расширению спектральных линий и появлению новых, причем наблюдается как увеличение, так и уменьшение интервалов между ними (рис. 12.7, в). Скорость перестройки при импульсной оптической накачке можно оценить неравенством

$$v_{\text{п.опт}} > \delta\lambda_0/\tau_{\text{н}}.$$

Ширина спектральной линии излучения, в пределах которой выполняется свипирование, зависит от времени жизни фотонов  $\tau_{\text{ф}}$  в дисперсионном резонаторе при  $Q_{\text{мах}}$ , формы спектральной линии  $F(\nu)$  и времени релаксации метастабильного уровня  $\tau_{\text{г}}$ :

$$\delta\lambda = 2v_{\text{п.опт}} \sqrt{\frac{2\tau_{\text{ф}}\tau_{\text{г}}}{XF(\nu)-1} \ln \frac{I_{\text{н}}}{I_{\text{ш}}}},$$

где  $X$  — коэффициент превышения порогового уровня энергии накачки (число порогов);  $I_n$ ,  $I_w$  — интенсивность поля накачки и интенсивность люминесцентного шума.

Численная оценка скорости перестройки при типовых значениях  $\delta\lambda = 18$  нм,  $XF(v) = 2$ ,  $\tau_\phi = 10^{-2}$  мкс,  $\tau_v = 5 \cdot 10^2$  мкс,  $\ln(I_n/I_w) = 25$  соответствует  $v_{п.опт} = 0,1$  нм/мкс.

На рис. 12.7, б показана оптическая схема свип-генератора на стекле с неодимом с общим диапазоном свипирования  $700 \text{ см}^{-1}$ . Лазеры с перестраиваемой частотой, построенные на основе дисперсионных резонаторов, по своим энергетическим характеристикам и надежности практически не уступают типовым твердотельным лазерам\*.

## 12.5. Методы и схемы селекции мод

Резонатор лазера характеризуется числом Френеля  $N_F$ , при уменьшении которого дифракционные потери различных типов колебаний возрастают, увеличивается различие в потерях для основного типа колебаний и колебаний более высоких порядков.

**Селекция типов колебаний** заключается в создании условий, при которых становится возможным уменьшение числа Френеля. При этом возрастают потери для нежелательных мод, т. е. происходит разделение дифракционных потерь для различных типов колебаний и устранение нежелательных из них (рис. 12.8).

**Селекция поперечных мод.** Одним из самых простых методов является увеличение длины резонатора. Так как число Френеля  $N_F = a^2/(L\lambda_0)$ , то, увеличивая  $L$ , можно добиться уменьшения числа Френеля до нужного уровня. Однако при этом длина резонатора должна составлять десятки метров, что практически реализовать трудно.

Другим сравнительно простым методом селекции является введение в резонатор диафрагм. Подбирая размер диафрагмы, можно погасить моды высших порядков. Однако в этом случае вносятся значительные потери основной моды  $TEM_{00}$ . Если диафрагму разместить на расстоянии  $L/2$  от выходного зеркала, то можно получить соотношение  $a_1 a_2 / L \approx 0,3$ , при выполнении которого достигается подавление мод высших порядков при наименьших потерях основной моды ( $a_1$ ,  $a_2$  — радиусы диафрагмы и пучка соответственно).

Одним из вариантов метода селекции с помощью диафрагмы, введенной в резонатор, является селекция с помощью двух линз и диафрагмы. Диафрагма устанавливается в фокусе центральной моды, остальные же моды поглощаются диафрагмой. Эта система очень критична к настройке, так как небольшое смещение диафрагмы приводит к срыву генерации. Недостатком этого метода является обгорание краев диафрагмы.

Следующим методом селекции поперечных типов колебаний является использование резонатора с выпуклым сферическим зеркалом. Центр зеркала находится в фокусе линзы. Эта система высокоселек-

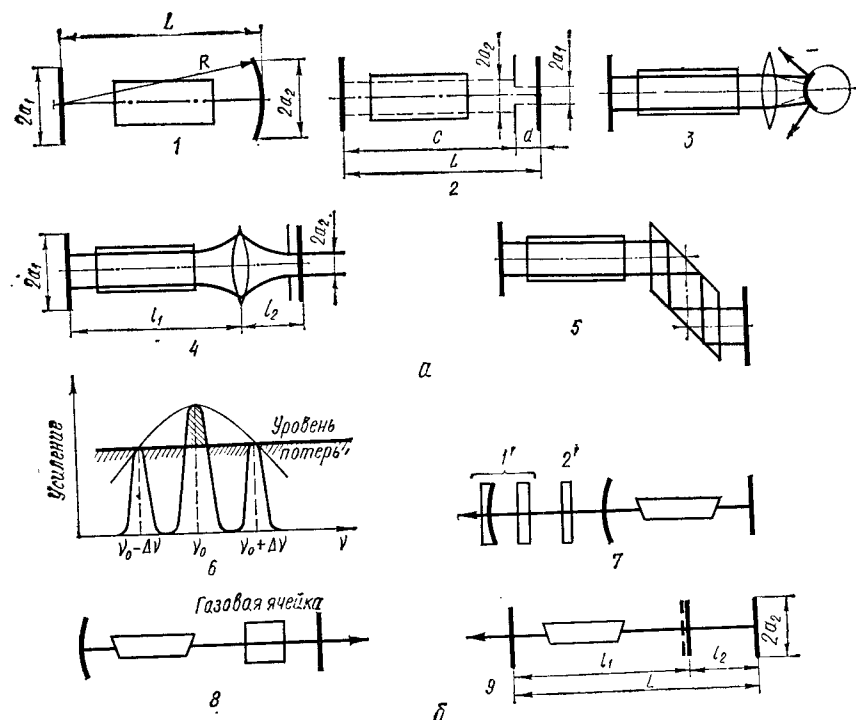


Рис. 12.8. Основные схемы селекции мод:

а — селекция поперечных типов колебаний (1 — увеличение длины резонатора; 2 — введение в резонатор диафрагм; 3 — применение резонатора со сферическим зеркалом; 4 — применение резонатора из плоских зеркал и линзы; 5 — применение призмы полного внутреннего отражения); б — селекция продольных типов колебаний (1' — пассивный резонатор; 2' — четвертьволновая пластинка; 6 — управление коэффициентом усиления (уровнем потерь); 7 — применение фильтра; 8 — использование газовой ячейки с нелинейным поглощением; 9 — применение связанных резонаторов)

тивна. Селективность тем выше, чем больше фокусное расстояние линзы и чем меньше диаметр активной среды.

Метод, в котором используется явление полного внутреннего отражения в призме, предполагает расположение призмы таким образом, что критический угол полного внутреннего отражения соответствует основной моде.

**Селекция аксиальных (продольных) мод.** Уменьшая коэффициент усиления генератора, добиваются, чтобы коэффициент усиления аксиальных мод высших порядков был ниже уровня потерь. Это приводит к тому, что генерация на этих модах не возникает. Селективность этого метода и мощность генерации в одномодовом режиме невысоки. Кроме того, для поддержания заданной мощности генерации необходима автоматическая стабилизация коэффициента усиления.

Изменение длины резонатора приводит к селекции продольных мод. Если в случае селекции поперечных мод желательно увеличить длину резонатора, то для селекции аксиальных мод необходимо уменьшить его длину, поскольку частотный интервал между резонансными частотами  $\Delta\nu = c/(2L)$ .

\* См.: Броуде В. Л., Соскин М. С., Кравченко В. И., Заика В. В. Работа рубинового ОКГ с наклонными зеркалами // Журн. прикл. спектроскопии. — 1965. — Т. 3, вып. 3. — С. 225—229. Спектры генерации рубинового ОКГ со свипированием частоты // Укр. физ. журн. — 1972. — Т. 17, № 11. — С. 1803—1808.

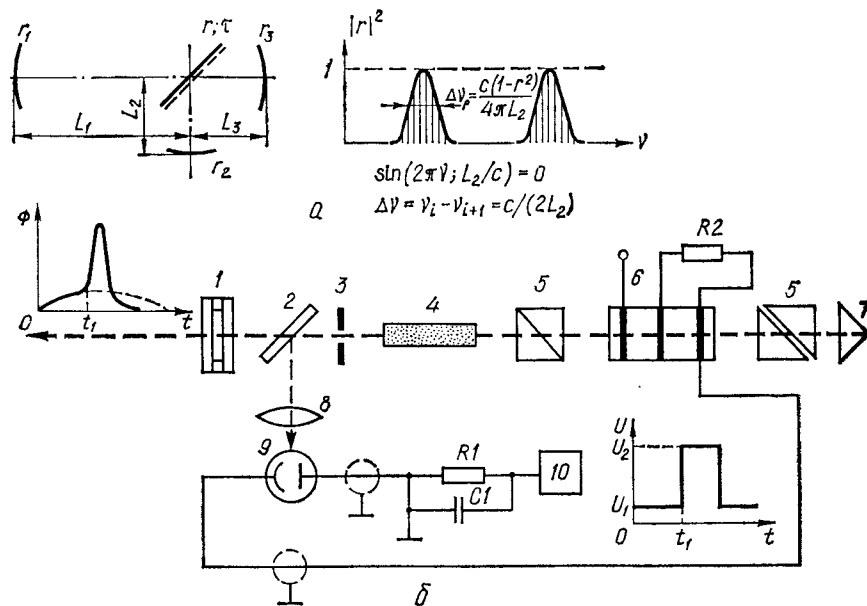


Рис. 12.9. Схемы селекции мод с помощью связанных резонаторов (а) и со ступенчатой электрооптической модуляцией добротности (б):

а:  $L_1, L_2, L_3$  — длины резонаторов;  $r_1, r_2, r_3$  — коэффициенты отражения зеркал;  $\tau$  — коэффициент пропускания светоделиателя; б: 1 — резонансный отражатель; 2 — зеркало; 3 — диафрагма; 4 — активная среда; 5 — поляризатор; 6 — электрооптический кристалл; 7 — призма-крыша; 8 — линза; 9 — приемник излучения; 10 — источник питания

Применяются методы с включением дополнительных элементов внутри резонатора. Например, в резонатор лазера помещают тонкую поглощающую пластинку кварца с посеребренной поверхностью. Через пластинку проходят только те продольные моды, узлы которых совпадают с поверхностью пластинки; остальные моды поглощаются ею. Таким образом, можно настолько уменьшить длину резонатора, что генерация поперечных мод становится невозможной. Недостатком этого метода является то, что при уменьшении длины резонатора уменьшается выходная мощность. Уменьшение длины резонатора ограничено размером активного элемента.

На практике довольно часто применяется селекция продольных мод методом связанных резонаторов. В таких резонаторах возникают неэквидистантные по частоте продольные колебания, резонансная частота которых зависит от свойств и настройки резонаторов. Подбором длин резонаторов  $L_1, L_2$  и коэффициента связи между ними можно добиться возбуждения только одного вида колебаний. Радиусы  $R_i$  кривизны всех трех зеркал резонатора одинаковы. Выбирая расстояние между зеркалами пассивного резонатора малым ( $\sim 800$  МГц), можно выделить колебания одной частоты. Недостаток заключается в необходимости строго поддерживать соотношение длин  $L_1, L_2$ .

**Схемы селекции мод.** Основным критерием для выбора того или иного резонатора и селектирующих элементов является соотношение между усилением активной среды и потерями выделяемых и подавля-

емых типов колебаний, так как усиление активной среды должно быть больше потерь выделяемого типа колебаний и меньше потерь подавляемых типов колебаний.

Для селекции продольных мод в мощных ионных лазерах широко применяется связанный резонатор Фокса — Смита (рис. 12.9, а). Плечи этого резонатора пространственно согласованы, если радиусы кривизны  $R_i$  и длины  $L_i$  подчиняются условию [24]

$$R_i = (L_i/L_1)^{-1} [g_1 + (L_i/L_1)^2 (1 - g_1) r_1],$$

где  $g_1 = 1 - L_1/R_1$ ;  $|r|^2 \approx |\tau|^2 r_3^2 / (1 - r_2^2)$ ;  $\Delta\nu = c/(2L_2)$  — частотный интервал между резонансными пиками;  $\tau$  — коэффициент пропускания полупрозрачного зеркала.

Для получения одномодовой генерации необходимо осуществить либо медленное, либо ступенчатое включение добротности (рис. 12.9, б). В этом случае требуется синхронизация момента включения затвора с появлением импульса одномодового излучения.

Получение одномодового излучения в лазере с электрооптической модуляцией может быть осуществлено подачей на светозатвор ступенчатого импульса напряжения (см. рис. 12.9, б). При напряжении импульса  $U_1$  начинается развитие генерации вблизи порога и таким образом формируется слабый одномодовый импульс излучения. В момент времени, соответствующий максимальному значению этого импульса, на затвор подается напряжение  $U_2$ , полностью открывающее его. Это приводит к появлению мощного одномодового импульса излучения.

При использовании резонатора длиной 80 см с рубиновым активным элементом диаметром 0,8 см и длиной 12 см формируются импульсы одномодового излучения с энергией 0,1...0,15 Дж при длительности импульса около 30 нс и частоте следования импульсов 0,1 Гц [23].

## 12.6. Пространственное формирование лазерного излучения

При локации и связи в оптическом диапазоне длин волн приемные и передающие оптические объективы играют роль, аналогичную приемным и передающим антеннам радиолокаторов. Поэтому такие оптические устройства принято называть *оптическими антеннами*. Главное требование, предъявляемое к передающей оптической антенне, заключается в формировании узкой диаграммы направленности излучения. Однако область применения антенн оптического диапазона значительно сужается из-за значительного рассеивания в средах, характер которого почти не зависит от диаграммы направленности.

В простейшем случае диаграмма направленности может быть сформирована резонатором лазера. Обычные многочастотные лазеры имеют диаграмму направленности шириной 5...40°. Уменьшение ширины диаграммы направленности можно получить с помощью внешних оптических устройств: телескопических систем Г. Галилея (1564—1642), И. Кеплера (1571—1630), Н. Кассегрена (1650—1698) (рис. 12.10). Напомним, каким замечательным изобретением была телескопическая система Галилео Галилея, с помощью которой он в январе

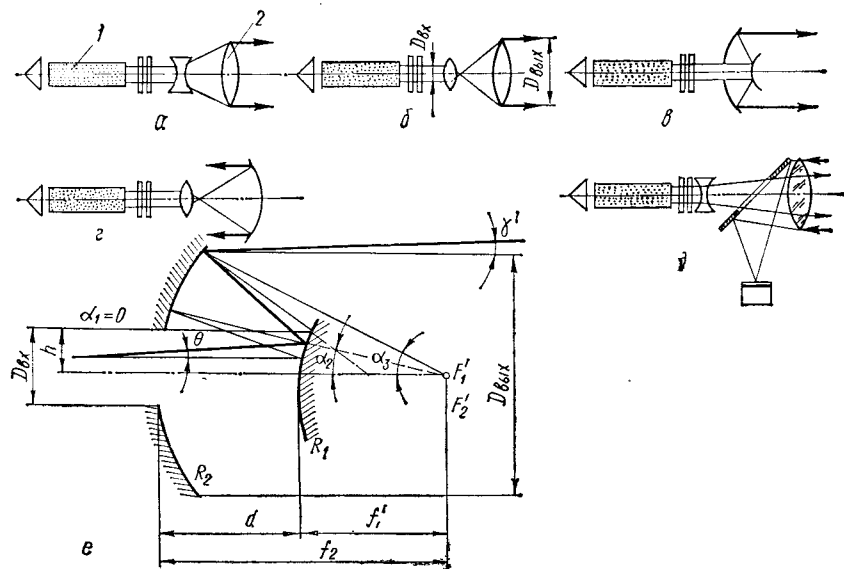


Рис. 12.10. Основные типы оптических систем:

*a* — телескопическая система Галилея; *б* — телескопическая система Кеплера; *в* — зеркальная система Кассегрена; *г* — зеркально-линзовая система; *д* — совмещенная приемно-передающая система (1 — активная среда; 2 — оптическая антенна); *е* — оптическая схема зеркальной телескопической системы ( $R_1, R_2$  — радиусы кривизны зеркал;  $F_1', F_2'$  — фокальная плоскость;  $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$  — углы между главной оптической осью системы и ограничительными лучами;  $h = D_{\text{вх}}/2$  — высота)

1610 г. сделал другие величайшие открытия — рассмотрел горы и кратеры на Луне и открыл спутники Юпитера.

При совмещении фокальных плоскостей объектива и окуляра амплитудно-фазовое распределение излучения на выходе объектива соответствует распределению перед окуляром, но растянуто в  $\Gamma$  раз, где  $\Gamma = f_{\text{об}}/f_{\text{ок}}$  — продольное увеличение оптической системы. Диаграмма направленности такой оптической антенны в  $\Gamma$  раз уже диаграммы направленности излучателя-лазера. Помимо увеличения, основными характеристиками оптической системы являются: диаметры входного  $D_{\text{вх}}$  и выходного  $D_{\text{вых}}$  зрачка, положение входного зрачка, длина системы, угловое поле изображения  $2\gamma'$  (рис. 12.10, *е*).

К приемным оптическим системам предъявляются требования максимального приема энергии излучения, помехозащищенности, фильтрации полезного оптического сигнала. Проблему помехозащищенности удалось бы решить, имея оптический фильтр с полосой пропускания  $(0,1 \dots 10) \cdot 10^{-8}$  см. На практике наиболее узкие полосы пропускания были получены при использовании интерференционных фильтров, которые позволяют получить полосу пропускания  $5 \cdot 10^{-7}$  см.

Таким образом, в режиме прямого усиления нет возможности использовать высокую монохроматичность лазерного излучения. Интерференционный фильтр представляет собой систему многослойных зеркал, разделенных промежуточным слоем толщиной  $n_k \lambda_0/2$ . Условием работы интерференционного фильтра является размещение его

в параллельном пучке лучей. На практике интерференционный фильтр часто устанавливается в сходящемся пучке лучей. Это не ухудшает заметно его работу, если конус сходящихся лучей имеет угол меньше  $12^\circ$ . Разработаны также поляризационные узкополосные фильтры с перестраиваемой полосой пропускания.

Требование наиболее возможного увеличения энергии принимаемого сигнала вызывает необходимость увеличения размеров оптической антенны. Изготовление зеркал и особенно линз большой апертуры представляет на практике значительные трудности. Поэтому нахождение оптимального конструктивного решения определяется назначением антенны, условиями работы и техническими требованиями. При больших размерах приемной апертуры и длинах волн  $\lambda_0 \geq 4$  мкм становится целесообразным использование зеркальных систем. Вариантом построения приемной оптической антенны является зеркальная система Кассегрена.

Использование приемных зеркальных антенн с большой апертурой дает улучшение свойств системы оптической локации, так как энергия принимаемого сигнала прямо пропорциональна площади приемной антенны, а энергия шума, обусловленного фоновой засветкой, пропорциональна корню квадратному из этой площади.

По сравнению с линзовыми телескопическими системами в зеркальных оптических системах отсутствуют хроматические aberrации, а потери на поглощение излучения меньше. Это уменьшает мощность передатчика и снижает требования к диаграмме направленности передающей антенны. Для примера рассмотрим габаритный расчет зеркальной системы Кассегрена.

Габаритным называется расчет, в результате которого в параксиальной области (идеализация, когда монохроматическими aberrациями пренебрегают в области, где проходит главная оптическая ось) определяют увеличение, возможные размеры зеркал, поле зрения, фокусные расстояния и положения отдельных элементов. Лазеры имеют большую мощность излучения, поэтому создавать промежуточное изображение внутри оптической системы, а также склейки элементов во избежание тепловых явлений не рекомендуется. Видимое увеличение телескопической системы

$$\Gamma = f_1'/f_2' = D_{\text{вх}}/D_{\text{вых}} \approx 2\gamma/(2\theta), \quad (12.7)$$

где  $f_1', f_2'$  — фокусные расстояния первого и второго зеркал соответственно;  $D_{\text{вх}}$  — диаметр входного зрачка;  $D_{\text{вых}}$  — диаметр выходного зрачка;  $2\gamma$  — расходимость излучения после телескопической системы;  $2\theta$  — расходимость излучения лазера. По конструктивным условиям компоновки обычно задаются:

$$2\gamma = 5 \dots 30'; D_{\text{вх}} = 5 \dots 10 \text{ мм}; \Gamma = 0,2 \dots 0,02.$$

Определим фокусное расстояние второго зеркала  $f_2' = f_1'/\Gamma$ , если задано относительное отверстие  $O = D_{\text{вх}}/f_1'$ , т. е.  $f_2' = D_{\text{вх}}/(\Gamma O)$ . Относительное отверстие первого зеркала по условиям aberrации обычно выбирается в пределах  $O = D_{\text{вх}}/f_1' = 1/2 \dots 1/3$ , откуда фокусное расстояние первого зеркала

$$f_1' = D_{\text{вх}}/O. \quad (12.8)$$

Взаимное расположение зеркал определяется длиной телескопической системы

$$d = f'_2 - f'_1.$$

**Пример.** Произвести габаритный расчет двухэлементной зеркальной телескопической системы, если заданы параметры (см. рис. 12.10, е):

$$D_{\text{вх}} = D_1 = 5 \text{ мм}; \quad 2\theta = 10'; \quad 2\gamma' = 1'.$$

Имеем:  $\Gamma = 1 : 10$ ;  $D_{\text{вх}} = D_2 = 50 \text{ мм}$ . Задаемся  $D_1/f'_1 = 1 : 3$ ; тогда  $f'_1 = 3D_1 = 15 \text{ мм}$ ;  $f'_2 = f'_1/\Gamma = 150 \text{ мм}$  и  $d = 135 \text{ мм}$ ;  $h = D_1/2 = 2,5 \text{ мм}$ .

Габаритный расчет системы Кеплера или Галилея выполняют подобным образом. Общее фокусное расстояние системы

$$f' = \frac{R_1 R_2}{2(r_1 - r_2 - 2d)}$$

рассчитывают, если известны радиусы кривизны

$$R_1 = 2/\alpha_2; \quad R_2 = \frac{2f_2}{1 + \alpha_2}.$$

Определим плотность мощности и размеры пятна, в которое можно сфокусировать лазерный пучок. Существует минимально достижимый размер пятна, определяемый дифракционными явлениями [см. (12.6)], однако острота фокусировки практически ограничена качеством оптической системы и нелинейными эффектами (см. п. 12.7).

Особый интерес представляет фокусировка гауссовых пучков, когда радиус фокального пятна

$$r_s \sim f\gamma \sim \lambda_0 f/D = \lambda_0 O^{-1}, \quad (12.9)$$

где  $f$  — фокусное расстояние объектива без aberrаций;  $D$  — диаметр ограничивающей апертуры.

Практически одномодовое излучение гелий-неонового лазера достаточно просто можно сфокусировать простейшим объективом в пятно диаметром  $2r_s = 1...3 \text{ мкм}$ , излучение мощного молекулярного лазера на  $\text{CO}_2$  — в пятно диаметром  $2r_s \sim 100 \text{ мкм}$ , а рубинового лазера — в пятно диаметром  $2r_s \sim 30 \text{ мкм}$ . Плотность мощности для технологических применений лазеров должна быть  $P_{\text{нзл}}/(\pi r_s^2) \sim \sim 10^6 \text{ Вт/см}^2$ , причем размеры сфокусированного пятна должны находиться в пределах  $0,001...0,1 \text{ см}$  [31].

## 12.7. Нелинейные оптические эффекты в формировании и преобразовании лазерного излучения

Нелинейная оптика изучает физические явления, характер которых проявляется при взаимодействии мощных световых полей с веществом. Мощные световые поля ( $\sim 10^{10} \text{ Вт/см}^2$ ) создаются лазерным излучением. При этом казались бы классически известные свойства и характеристики макроскопических веществ (поляризация, показатель преломления, диэлектрическая проницаемость, коэффициенты поглощения и рассеивания и т. д.) приобретают новую, неожиданную количественную и качественную зависимость от интенсивности лазерного излучения.

Как известно, в вакууме вектор электрической индукции (смещения электрических зарядов вещества в поле  $\vec{E}$ ) пропорционален напряженности поля:  $\vec{D}_0 = \epsilon_0 \vec{E}$ , где  $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \text{ Ф/м}$  — диэлектрическая проницаемость вакуума.

В изотропном диэлектрике и в анизотропном веществе \* индукция  $D$  зависит от поляризации  $P$ , т. е. от дипольного момента, приобретенного  $1 \text{ см}^3$  вещества в электрическом поле:

$$\vec{D} = \epsilon \vec{E} = D_0 + P; \quad P = aE \quad (12.10)$$

и  $\epsilon = \epsilon_0 + a = \epsilon_0 (1 + \kappa)$ , где  $a$  — абсолютная, а  $\kappa = a/\epsilon_0$  — относительная макроскопическая восприимчивость вещества.

Оптика, связанная со слабыми световыми потоками, является линейной. Для нее справедливы соотношения пропорциональности  $\epsilon = D/E$ ;  $P = aE$ ;  $n = \text{const}$ . Для нелинейной оптики диэлектрическая проницаемость, а следовательно, и показатель преломления  $n = \sqrt{\epsilon/\epsilon_0}$  определяется другим, отличным от  $\epsilon = D/E$  уравнением:

$$\epsilon = \epsilon_0 + dP/dE.$$

Сильное световое поле изменяет показатель преломления вещества таким образом, что появляется дополнительный член  $\Delta n = n_2 E^2$  тем больший, чем больше интенсивность излучения, падающего на вещество, т. е.

$$n = n_0 + \Delta n = n_0 + n_2 E^2.$$

В сильном световом поле любой элементарный гармонический осциллятор переизлучает энергию излучения, но переизлученное поле уже не совпадает по поляризации с падающим полем и поляризация  $P$  является нелинейной функцией поля  $E$ , которую математически можно представить степенным рядом

$$P = \kappa E + \chi E^2 + \theta E^3 + \dots = P_{\text{л}} + P_{\text{нл}}, \quad (12.11)$$

где  $P_{\text{нл}} = \chi E^2 + \theta E^3 + \dots$  — нелинейная часть поляризации. Например, если вещество находится в косинусоидально изменяющемся электрическом поле  $E = E_0 \cos \omega t$ , то оно поляризуется и поляризация его во времени отличается от косинусоидальной. В частном случае эту поляризацию можно разложить на составляющие: постоянную поляризацию; поляризацию, зависящую от основной частоты  $\omega$ ; поляризацию, изменяющуюся с удвоенной частотой  $2\omega$ ; поляризацию, зависящую от утроенной частоты  $3\omega$ , и т. д.:

$$P = P_{\text{л}} + P_{\omega} + P_{2\omega} + P_{3\omega} + \dots = 0,5\chi E_0 + \kappa E_0 \cos \omega t + + 0,5\chi E_0^2 \cos 2\omega t + 0,25E_0^3 \cos 3\omega t + \dots \quad (12.12)$$

Отметим, что термин «нелинейная оптика» впервые в 1935 г. ввел выдающийся советский ученый С. И. Вавилов при изучении явления просветления уранового стекла интенсивным светом. Только отсутствие мощных когерентных источников света не позволило ему экспериментально подтвердить многие нелинейные эффекты, предсказанные им еще в 1930—1940 гг.

Значительный вклад в нелинейную оптику внесли Н. Бломберген, Т. А. Франкен, Д. Джордмэйн, Р. Терхьюн, Ч. Таунс, С. А. Ахманов, Р. В. Хохлов и другие ученые-физики. Поскольку нелинейные эффекты составляют значительную и особую область квантовой электроники, а ограниченность объема книги не позволяет уделить больше внимания этой интереснейшей области научных исследований, вкратце рассмотрим только некоторые основные нелинейные эффекты: оптическое детектирование, генерацию гармоник и самофокусировку излучения (рис. 12.11, 12.12) [3].

Если имеется вещество, поляризация которого зависит от квадрата напряженности поля, то появляется возможность *детектировать* (выпрямлять) переменный оптический сигнал. Появление члена  $0,5\chi E_0$  в уравнении (12.12) соответствует постоянной поляризации вещества в поле мощной гармонической световой волны.

Нелинейным элементом является кристалл диэлектрика с квадратичной зависимостью  $P(E)$ . Для выделения постоянной составляющей оптического сигнала снимают напряжение с конденсатора, между обкладками которого помещается нелинейный кристалл, пронизываемый оптическим лучом (см. рис. 12.12, а). Получение *второй гармоники*, иначе умножение частоты излучения, происходит следующим образом. Допустим, что плоская волна первичного излучения  $E_{\omega} = E_0 \cos(\omega t - k_1 z)$  про-

\* Изотропное вещество обладает одинаковыми свойствами поляризуемости во всех направлениях. Анизотропное вещество имеет преимущественную поляризацию в одном из трех направлений главных осей.



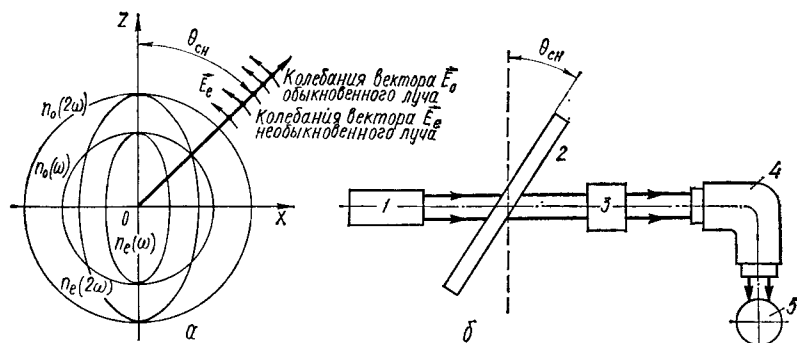


Рис. 12.11. Сечение индикатрисы показателей преломления (а) и схема эксперимента для получения второй гармоники в кристалле кварца (б): а: круг — для обыкновенного, эллипс — для необыкновенного излучения, пересечение под углом  $\theta_{\text{сн}}$  окружности  $n_o(\omega)$  основного излучения с эллипсом  $n_e(2\omega)$  его второй гармоники является направлением волнового синхронизма; б: 1 — лазер; 2 — кварц; 3 — фильтр; 4 — монохроматор; 5 — приемник излучения

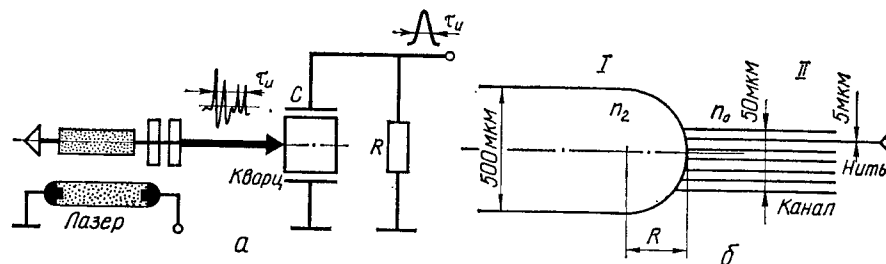


Рис. 12.12. Оптическое детектирование (а) и самофокусировка лазерного излучения (б): а:  $\tau_n$  — длительность импульса;  $R$  — резистор;  $C$  — емкость конденсатора; б: I — область самофокусировки; II — область самоканализации

ходит через нелинейный кристалл по направлению оси  $z$ . Вектор напряженности электрического поля изменяется во времени ( $\omega t$ ) и пространстве вдоль оси  $z$  с периодичностью, кратной длине волны  $\lambda_1$ . Эта волна в кристалле образует волну поляризации  $\cos(2\omega_1 t - 2k_1 z)$ , которая в свою очередь излучает электромагнитную волну с такой же частотой  $\cos(2\omega_1 t - k_2 z)$ . Между волной поляризации и световой волной второй гармоники по пути следования в нелинейном кристалле возникает некоторая разность фаз. В том идеальном случае, когда дисперсия в двулучепреломляющем кристалле отсутствует, обе эти волны совпадут по фазе, т. е. будет выполнено условие, называемое *фазовым (или волновым) синхронизмом*. В этом случае можно получить большое значение длины когерентности (см. п. 3.3).

$$l_{\text{ког}} = \frac{\lambda}{4[n_e(2\omega) - n_o(\omega)]} = \frac{\pi}{2(k_2 - 2k_1)}.$$

Причина появления этого условия — неодинаковая поляризуемость молекул при различных направлениях смещения электрона в анизотропном веществе. Например, в одноосном кристалле KDP сферическая обыкновенная  $n_o$  и эллипсоидальная необыкновенная  $n_e$  индикатрисы показателей преломления пересекаются под углом  $\theta_{\text{сн}}$  к оси  $z$  и  $n_o\omega = n_e(2\omega)$ , или  $k_2 = 2k_1$ . Это и есть математическая запись условия синхронизма. Таким образом, если поляризация падающей основной волны является обыкновенной, а свойства кристалла подобраны так, что основная волна возбуждает в нем необыкновенную волну второй гармоники, то в направлении  $\theta_{\text{сн}}$  будет максимальное значение мощности излучения второй гармоники (см. рис. 12.11, а).

Как уже отмечалось, при прохождении основной гармоники излучения лазера через нелинейный элемент происходит преобразование частоты основной гармоники в частоты высших гармоник. Например, излучение лазера на неодимовом стекле ( $\lambda_{01} = 1,06$  мкм), проходя через оптически прозрачный кристалл ниобата бария, преобразуется в излучение с длиной волны  $\lambda_{02} = 0,53$  мкм, т. е. во вторую гармонику.

В настоящее время известно несколько типов кристаллов, пригодных для генерации гармоник: кристаллы кристаллографического класса D2d (KDP, ADP, DKDP и др.), сегнетоэлектрические ( $\text{LiNbO}_3$ ,  $\text{LiTaO}_3$ ), гексагонально-пирамидальные кристаллы ( $\text{LiIO}_3$  и др.), кристаллы со структурой вольфрамовых бронз ( $\text{Ba}_2\text{NaNbO}_{15}$  и др.). Наибольшее практическое применение для генерации второй гармоники получил кристалл KDP. Эффективность генерации гармоник зависит от фазовых соотношений между основной волной и гармониками внутри среды. Взаимодействие двух волн с различными частотами максимально, а следовательно, максимальна и перекачка энергии от основной волны к гармоникам, если их фазовые скорости одинаковы, т. е. выполняется условие фазового синхронизма.

Условие равенства фазовых скоростей основной волны и гармоники выполняется лишь в среде, не обладающей дисперсией. В реальной же диспергирующей среде фазовые скорости на различных частотах не равны между собой. Условия фазового синхронизма выполняются лишь на ограниченных расстояниях, не превышающих длину когерентности  $l_{\text{ког}}$ . Например, для кристалла кварца ( $l_{\text{ког}} \sim 10^{-3}$  см) условие волнового синхронизма не выполняется. Таким образом, при прохождении излучения лазера через кристалл участки, на которых мощность гармоники увеличивается за счет основной волны, сменяются участками, на которых происходит обратный процесс. Длина каждого такого участка определяется  $l_{\text{ког}}$ .

Нелинейный элемент для генерации гармоник представляет собой кристалл, вырезанный вдоль так называемого *направления синхронизма*, где выполняются условия фазового синхронизма и длина когерентности обращается в бесконечность. Направление синхронизма характеризуется углом  $\theta_{\text{сн}}$ . В кристалле KDP при излучении рубинового активного вещества  $\theta_{\text{сн}} = 50^\circ 49'$ , а неодимового —  $\theta_{\text{сн}} = 41^\circ 31'$ . Существование направлений синхронизма в кристалле KDP и обусловило его широкое распространение. Мощность второй гармоники растет как квадрат длины кристалла  $l_{\text{кр}}^2$ , т. е.

$$P_{2\omega} = \chi^2 \left( \frac{\omega}{c} \right)^2 n^2 l_{\text{кр}}^2 P_{\omega}^2.$$

Его к. п. д. без применения специальных мер может достигать 10...20 %, в то время как к. п. д. других кристаллов достигает 0,1...0,01 %. При использовании систем формирования пространственной структуры луча к. п. д. кристалла KDP может достигать 70 % и более.

Генерация третьей гармоники обусловлена наличием в уравнении (12.11) члена  $\theta E^3$ . Нелинейная часть поляризации в зависимости от этого члена в гармоническом поле мощной световой волны имеет вид

$$\theta E^3 = \theta E_0^3 \cos^3 \omega t = 0,75 \theta E_0^3 \cos \omega t + 0,25 \theta E_0^3 \cos 3\omega t.$$

Впервые излучение третьей гармоники с длиной волны  $\lambda_{03} = 0,213$  мкм экспериментально получено в 1962 г. на кристалле кальцита ( $\text{CaCO}_3$ ) при воздействии на него излучения рубинового лазера.

Рассмотрим теперь эффекты самофокусировки и самоканализации излучения. *Самофокусировка* представляет собой сужение пучка излучения до световых нитей в результате изменения показателя преломления вещества под воздействием поля световой волны.

Это своеобразное подавление дифракции носит принципиальный характер, так как дифракция формирует оптическое изображение. При нелинейной поляризации среды показатель преломления  $n$  зависит от напряженности поля  $E$ . В случае гармонического возбуждения нелинейной среды  $n = n_0 + n_2 E^2$ , где  $n_0 = \sqrt{\epsilon_0}$ ,  $n_2 = \frac{3}{8} \theta$ .

Появление нелинейной поляризации и этот оптический эффект принято называть *самовоздействием волны*. Наиболее важными последствиями этого являются электроотрицация и нагрев. В этих случаях показатель преломления изменяется за счет изменения плотности среды.

В результате самовоздействия волны среда становится оптически неоднородной. Для большинства сред  $n_2 > 0$ , и области с максимальной интенсивностью поля являются оптически наиболее плотными. Среда, в которой распространяется световой пучок, приобретает свойства искусственно возникшей собирающей линзы, ось которой совпадает с осью светового пучка: интенсивность света максимальна на оси пучка и убывает в радиальном направлении. Эта линза искривляет плоский фронт падающей волны. В результате возникает самофокусировка светового пучка (область I на рис. 12.12, б). Наблюдаемая за фокальной точкой светящаяся нить состоит из многочисленных сверхтонких нитей диаметром 2...5 мкм.

При самофокусировке перераспределение интенсивности пучка в поперечном направлении приводит к концентрации его поля в области, примыкающей к оси пучка. При этом фокусирующая способность среды увеличивается. Таким образом, слабое увеличение интенсивности волны в определенной области приводит к дальнейшей концентрации светового пучка. Эффект самофокусировки — это поразительное явление — можно наблюдать даже при излучении газовых лазеров непрерывного действия.

Сужению светового пучка препятствует дифракция. Угол дифракционной расходимости пучка с диаметром апертуры  $d_n$  составляет  $\beta_{\text{диф}} = 1,22 \lambda / (nd_n)$ . Получается любопытная ситуация, когда световой конус, являющийся следствием дифракции, практически превращается в цилиндрический световой канал. Для световых лучей образуется цилиндрический волновод с показателем преломления, изменяющимся в поперечном сечении по закону  $n = n_0 + n_2 E^2$ . Волновод помещен в оптически менее плотную среду (при  $n_2 > 0$ ) с показателем преломления  $n_0$ . Этот уникальный волновод имеет свойство: любой луч, падающий на его стенки под углом, большим критического угла  $\varphi_{\text{кр}} = \arcsin \frac{n_0}{n_0 + n_2 E^2}$ , испытывает полное внутреннее отражение и не выходит за пределы волновода.

Таким образом, при  $\beta_0 = \beta_{\text{диф}}$  нелинейная рефракция полностью компенсирует дифракционную расходимость, в результате чего пучок сохраняет свою форму и размеры при распространении в среде. Это — явление *самоканализации* светового пучка (область II на рис. 12.12, б). Пороговая мощность, при превышении которой наблюдается явление самофокусировки,  $P_{\text{пор}} = (1,22 \lambda_0)^2 \pi \epsilon_0 \frac{c}{8n_2}$ , а эффективная длина

самофокусировки  $R_f = 0,25d \sqrt{n_0 / (n_2 E^2)}$ . Пороговые значения мощности, например для сероуглерода при  $\lambda = 1$  мкм, составляют  $P_{\text{пор}} \sim 10$  кВт. Однако в воздухе при атмосферном давлении  $P_{\text{пор}} \sim 10$  МВт. Весьма интересно прохождение мощного лазерного излучения, превышающего критическое значение ( $P > P_{\text{кр}}$ ) и сфокусированного в прозрачном веществе, например в стекле. Из фокуса выходит тонкая световая нить диаметром  $\sim 40 \lambda_0$ . Внутри этого светящегося канала появляются пузырьки, свили и помутнения.

Распространение светового пучка в нелинейной среде сопровождается не только перераспределением интенсивности в пространстве, но и изменением его частотного состава. Возникает фазовая модуляция светового импульса, которая приводит к уширению его спектра. Уширение пропорционально длине пути, пройденного в нелинейной среде, и скорости изменения во времени показателя преломления. Ширина спектра на выходе из нелинейной среды может в сотни и тысячи раз превышать ширину спектра входного сигнала. Имеется много гипотез, поясняющих динамику явления самоканализации. Например, линза, появляющаяся при самофокусировке, имеет изменяющееся фокусное расстояние, которое движется в пространстве с большой скоростью (порядка  $10^8$  м/с). Изучение нелинейных эффектов — актуальная проблема, поскольку много фактов, в частности связанных с самоканализацией, пока не выяснено. Неизвестны зависимости размеров светового канала от мощности излучения, как передается энергия в канале, и т. д. и т. п. [3].

## Раздел 3

### ПРИМЕНЕНИЕ УСТРОЙСТВ ЛАЗЕРНОЙ ТЕХНИКИ

#### Глава 13. ЛАЗЕРНЫЕ ДАЛЬНОМЕРЫ

##### 13.1. Принципы проектирования лазерных дальномеров

Среди многочисленных областей применения лазеров перспективным является создание лазерных систем измерения дальности и угловых координат движущихся объектов (кораблей, самолетов, искусственных спутников Земли, планет и т. д.).

*Лазерная локация* осуществляется облучением объекта наблюдения (цели) лазерным излучением и приемом части отраженной от этого объекта энергии, несущей полезную информацию о местоположении его в пространстве. Техническими средствами лазерной локации являются *высотомеры, дальномеры и лазерные локационные станции* (лидары).

С развитием новых, высокоинтенсивных источников излучения, в частности твердотельных лазеров импульсного действия, лазерные локаторы получили широкое распространение. Они используются в бортовых системах управления летательными аппаратами, в метеорологии и геодезии, применяются для картографирования Луны.

Узкая направленность и высокая монохроматичность лазерного излучения позволяют создавать спектральную и пространственную плотность энергии, превышающую аналогичную характеристику радиолокаторов диапазона СВЧ [6, 18, 21, 23].

Системы лазерной локации обладают преимуществом по сравнению с радиолокаторами: большей точностью измерения доплеровского сдвига частот, лучшим разрешением, большей точностью определения координат наблюдаемого объекта. Лазерные дальномеры имеют функциональную схему, аналогичную схеме радиолокатора. Отличие состоит в основном в электронных схемах приема и обработки оптического сигнала и характеристиках излучателя и антенн (рис. 13.1) \*.

Уместно отметить, что задолго до появления радиолокаторов и лазеров в 1936 г. акад. А. А. Лебедевым (1893—1969), основоположником оптической локации и светодальнометрии, был предложен и практически реализован метод измерения дальности.

Существует несколько основных методов измерения дальности до неподвижных и подвижных объектов: импульсный, фазовый, интерференционный, базовый и т. д. Рассмотрим первые два из них.

*Импульсный метод* основан на измерении промежутка времени, необходимого для прохождения импульса излучения до объекта и

\* См.: Малашин М. С., Каменский Р. П., Борисов Ю. Б. Основы проектирования лазерных локационных систем. — М., 1983. — 208 с.

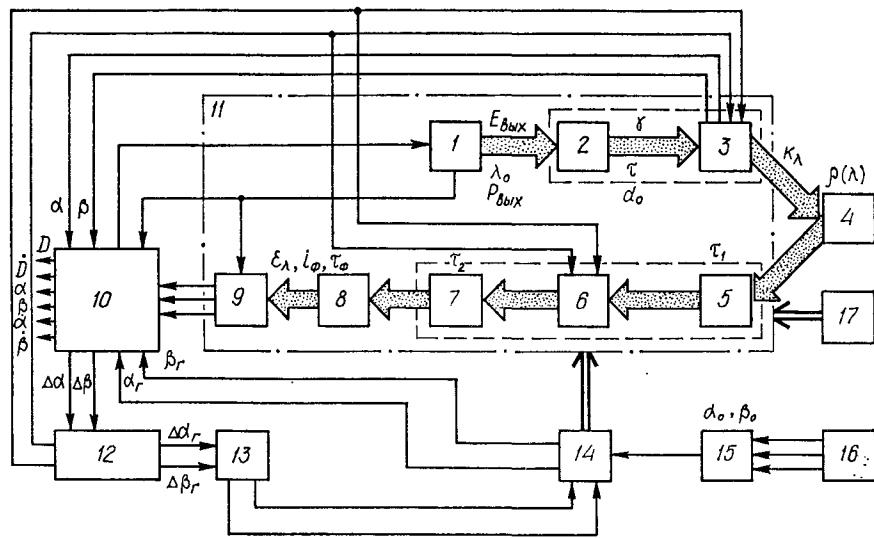


Рис. 13.1. Функциональная схема лазерной локационной станции:

1 — лазерный передатчик; 2 — объектив; 3, 6 — сканаторы; 4 — цель; 5, 7 — приемные объективы; 8 — фильтр; 9 — фотоэлектронный умножитель; 10 — система обработки данных; 11 — платформа; 12...14 — система автоматического наведения; 15 — блок исходных данных; 16 — система целеуказания; 17 — система ручного наведения

обратно, по количеству калиброванных импульсов  $n_{\text{и}}$ :

$$\tau_{\text{зн}} = n_{\text{и}} T = 2D/c; \quad D = 0,5c\tau_{\text{зн}},$$

где  $T$  — период калиброванного импульса.

Погрешность измерения дальности в этом случае приблизительно можно оценить погрешностью измерения времени  $\Delta\tau_{\text{зн}}$ :

$$\Delta D = (D\Delta c/c + 0,5c\Delta\tau_{\text{зн}}) \approx 0,5c\Delta\tau_{\text{зн}}.$$

**Фазовый метод** измерения дальности основан на регистрации запаздывания фазы модулированного сигнала при двойном прохождении измеряемого расстояния. Дальность до объекта в данном случае является функцией разности фаз и частоты модуляции излучения:  $D = \frac{c}{2f_m} [M + \varphi/(2\pi)]$ , где  $M$  — целое число полных фазовых циклов в общем сдвиге фаз  $\varphi$  (либо целое число длин волн  $\lambda_0 = c/f_m$ , укладывающихся на расстоянии  $2D$ );  $\varphi/(2\pi)$  — дробная часть фазового цикла  $0 \leq \varphi \leq 2\pi$ . Для определения числа  $M$  измерения  $D$  производят на нескольких частотах.

**Выбор и оценка необходимой мощности излучателя.** В настоящее время наиболее применимы в дальнометрах видимого и ближнего инфракрасного спектров (рис. 13.1, 13.2) являются длины волн: в импульсных дальнометрах  $\lambda_0 = 0,6943$  и  $1,065$  мкм, в фазовых дальнометрах  $\lambda_0 = 0,6328$ ;  $0,85$  и  $10,6$  мкм. На этих длинах волн работают и достигли наибольшего технического совершенства мощные импульсные рубиновые, неодимовые лазеры на YAG, гелий-неоновые газоразрядные, молекулярные на  $\text{CO}_2$  и полупроводниковые лазеры на арсениде галлия.

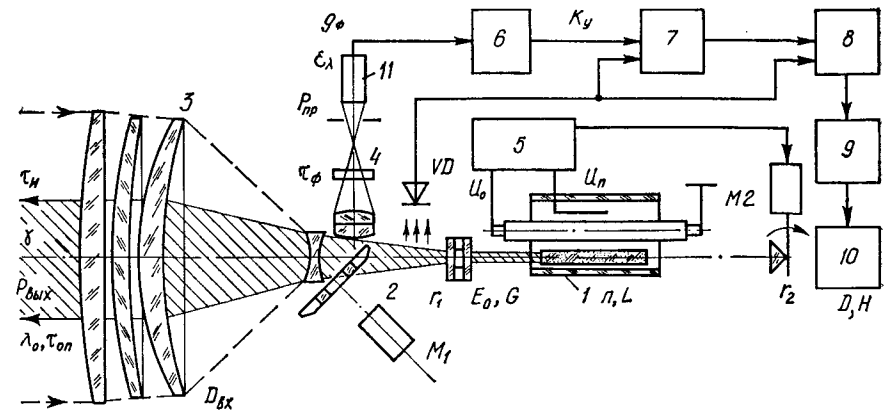


Рис. 13.2. Функциональная схема типового импульсного лазерного высотомера (дальнометра):

1 — лазер-излучатель; 2 — коммутатор; 3 — телеобъектив; 4 — объектив с фильтром; 5 — схема накачки; 6 — усилитель; 7 — триггер; 8 — схема совпадения; 9 — счетчик; 10 — индикатор; 11 — фотоэлектронный умножитель; VD — фотодиод; M1, M2 — двигатели

Дальность действия лидаров зависит от степени ослабления мощности оптического сигнала, несущего полезную информацию в атмосфере, а также от коэффициента использования излучения, т. е. соответствия спектральных характеристик лазера, атмосферы и приемника излучения. Несмотря на то что принцип действия импульсных, интерференционных, фазовых и т. д. дальнометров различен, тем не менее, при проектировании лидаров необходимо учитывать следующие общие закономерности.

**Ослабление уровня полезного сигнала из-за обратного рассеяния.** Наличие шума, вызванного регистрацией приемником обратного рассеяния излучения в атмосфере, снижает уровень полезного сигнала. Мощность шума, принятая приемником излучения от обратного рассеяния, можно оценить соотношением [6, 21, 23]

$$P_{\text{ш.обр}} = \frac{P_{\text{изл}} \Delta f \eta d_0^2 \lambda_0 \tau_1 \tau_2 \tau_{\text{ф}} \tau_{\text{и}} k_p(\lambda) (1 - e^{-K_{\lambda} D_p})}{64 D_p^2 K_{\lambda}},$$

где  $P_{\text{изл}}$  — мощность передатчика, Вт;  $\Delta f$ ,  $\eta$  — полоса пропускания (Гц) и квантовая эффективность приемника излучения;  $d_0$  — диаметр приемной антенны, см;  $\tau_1$ ,  $\tau_2$ ,  $\tau_{\text{ф}}$  — коэффициенты пропускания передающего и приемного каналов и фильтра соответственно;  $\tau_{\text{и}}$  — длительность импульса излучения, нс;  $D_p$  — расстояние до рассеивающего слоя атмосферы, км;  $k_p(\lambda)$  — спектральный коэффициент рассеяния излучения в атмосфере,  $\text{км}^{-1}$ ;  $K_{\lambda}$  — коэффициент ослабления энергии на единицу пути луча,  $\text{км}^{-1}$ .

Например, для дальнометров с  $d_0 = 7$  см,  $P_{\text{изл}} = 1$  МВт при квантовой эффективности приемника излучения  $\eta \sim 2,5 \cdot 10^{-2}$ ,  $\tau_{\text{и}} = 50$  нс среднее количество фотоэлектронов в приемнике, обусловленное обратным рассеянием излучения в атмосфере на расстоянии  $1...6$  км, составляет порядка  $10^8$  [23].

**Ослабление в атмосфере.** Для высот до 3 км над уровнем моря аэрозольное рассеяние преобладает над молекулярным поглощением. Коэффициент ослабления для определенной метеорологической дальности видимости  $d_{м.д.в}$  и численных оценок можно определить по формуле рассеяния [11, 23]

$$K_{\lambda} \approx k_p(\lambda) = \frac{3,91}{d_{м.д.в}} \left( \frac{\lambda}{0,55} \right)^{-0,58 d_{м.д.в}^{1/8}}$$

Например, в атмосфере над уровнем моря коэффициент ослабления равен 0,2...0,62 дБ/км [11]. При этом необходимо учитывать влияние температуры нагрева активной среды и вследствие этого изменение длины волны излучения.

Для надежной работы импульсного дальномера с рубиновым лазером в качестве излучателя необходимо учитывать тонкую структуру спектра поглощения газов атмосферы, для которой характерна достаточно узкая полоса прозрачности  $\Delta\lambda = 1,2 \cdot 10^{-4}$  мкм в области длины волны  $\lambda_0 = 0,6943$  мкм. Зависимость длины волны излучения от температуры нагрева рубина можно представить следующим образом [31]:

$$\lambda(T) = 6943,25 + 0,068(T - 293).$$

Чтобы излучение дальномера попало в полосу прозрачности атмосферы в заданном диапазоне длин волн  $\lambda_0 = (6943,1 \pm 0,5) \times 10^{-4}$  мкм, температуру активного вещества требуется стабилизировать в пределах 18...35 °С. Подобные особенности в большинстве конструкций лидаров столь существенны, что требуют специальных технических решений.

**Геометрическое ослабление излучения.** Оно неизбежно возникает в дальномерных системах, так как отношение принимаемой и передаваемой мощностей

$$\frac{P_{пр}}{P_{изл}} \approx \frac{R_1^2 R_2^2}{4\gamma^2 D^4},$$

где  $R_1, R_2$  — радиусы приемной оптической антенны и эффективной площади отражения объекта, до которого измеряется дальность, м;  $\gamma$  — расходимость излучения, мкрад.

Оценим ослабление при переносе энергии от лазера-излучателя до объекта и обратно до приемника излучения, учитывая только геометрические характеристики (рис. 13.3, а). Модель переноса энергии будет выглядеть следующим образом: в точке пространства 1 находится дальномер с площадью входного зрачка оптической антенны  $dS_1$ , в точке 2 размещается объект с эффективной площадью отражения  $dS_2$ , до которого измеряется расстояние  $D$ . Дальномер в направлении объекта под углом  $\theta_1$  к нормали  $\vec{n}_1$  излучает поток энергии  $P_{изл}$  в телесном угле  $d\theta_1$  с расходимостью  $\gamma$ . В соответствии с законом Ламберта освещенность на объекте [4]

$$\Delta E_2 = \frac{B_1 \cos \theta_1 \cos \theta_2 dS_1}{D^2},$$

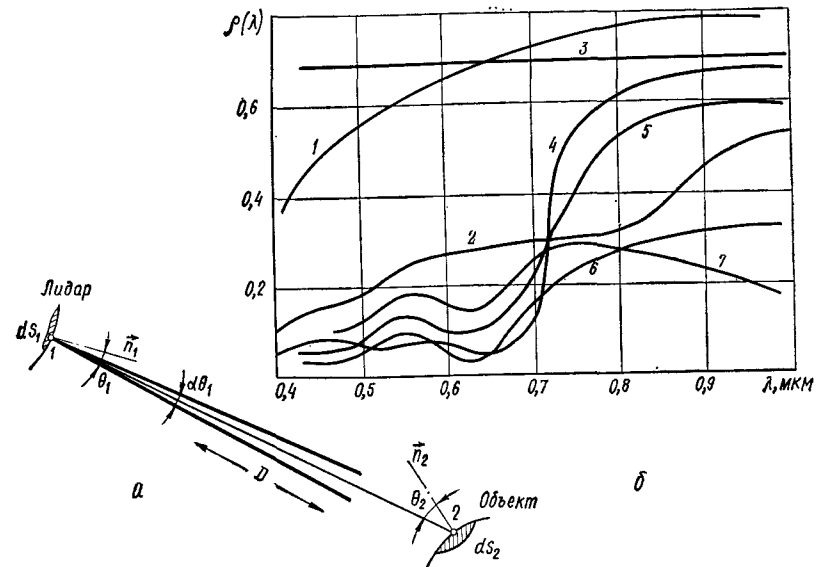


Рис. 13.3. Геометрия переноса энергии излучения из точки 1 в точку 2 и обратно при дальности  $D$  (а) и кривые спектрального коэффициента отражения для различных объектов (б):

1 — известняк, глина; 2 — свежевыпавший снег; 3 — зеленый покров весной; 4 — лиственный лес летом; 5 — песок пустыни; 6 — хвойный лес летом; 7 — окрашенные зеленой краской предметы

где  $B_1$  — яркость площадки  $dS_1$  в направлении объекта, причем

$$B_1 = \frac{dI}{dS_1 \cos \theta_1} = \frac{P_{изл}}{dS_1 \cos \theta_1 \pi \gamma^2}.$$

Сила излучения  $I$  равна потоку  $P_{изл}$  в единице телесного угла  $d\theta_1 = \pi \gamma^2$ , т. е.  $dI = P_{изл} / (\pi \gamma^2)$ . Учтя зависимость освещенности от потока излучения и силы излучения:

$$E = P/dS = Id\theta/dS,$$

для потока, падающего на объект, получим:

$$P_2 = \Delta E_2 dS_2 = P_{изл} \frac{dS_2 \cos \theta_2}{\pi \gamma^2 D^2}.$$

Поскольку на расстоянии  $D > 10\sqrt{dS_2}$  освещенную эффективную площадь объекта  $dS_2$  можно считать переизлучающим равноярким точечным источником, индикатрисой излучения точечного источника будет сфера. От излучения  $P_2$  в максимальном угле ( $4\pi$  ср) на приемник дальномера попадает только малая доля энергии в телесном угле  $d\theta_2$ , т. е.

$$P_{пр} = \frac{P_2 d\theta_2}{4\pi} = P_{изл} \frac{dS_1 dS_2 \cos \theta_2}{4\pi^2 \gamma^2 D^4}.$$

Окончательно, даже без учета ослабления энергии в атмосфере и оптике дальномера, ослабление только за счет геометрии переноса

энергии будет весьма внушительным:

$$\frac{P_{\text{пр}}}{P_{\text{изл}}} = \frac{dS_1 dS_2 \cos \theta_2}{4\pi^2 \gamma^2 D^4} \approx \frac{R_1^2 R_2^2}{4\gamma^2 D^4} \quad (13.1)$$

при  $\cos \theta_2 \sim 1$ ,  $dS_1 = \pi R_1^2$ ,  $dS_2 = \pi R_2^2$ .

**Пример.** Оценивая отношение (13.1) при  $\theta_2 = 0$ , диаметре оптической антенны  $d_0 = 40$  см, расходимости  $\gamma = 50$  мкрад, дальности  $D = 10^3$  м до объекта площадью  $dS_2 = 314$  м<sup>2</sup>, находим, что обратно на приемник возвращается ничтожная доля излученной энергии:  $P_{\text{пр}}/P_{\text{изл}} = 0,4 \cdot 10^{-3}$ , т. е. всего 0,04 %.

Потери энергии излучения в элементах оптической схемы дальномера (см. п. 12.6 и рис. 12.10) определяются произведением коэффициентов пропускания оптических элементов передающего и приемного каналов:  $\tau_{\text{опт}} = \tau_1 \tau_2$ . Типичное значение коэффициента пропускания оптики дальномера составляет 20...30 %. При проектировании лазерного локатора исходят из его функциональной схемы, которая должна обеспечивать измерение дальности, радиальной скорости и автоматическое сопровождение цели по направлению (см. рис. 13.1). Поэтому в ней можно выделить следующие основные устройства: лазерный передатчик, приемный оптоэлектронный канал, систему управления и наведения, а также систему автоматического сопровождения цели. Мы ограничимся рассмотрением только канала измерения дальности.

**Уравнение дальности.** Существует несколько методов расчета дальности действия лазерных дальномеров, но все они, ввиду турбулентной природы существенно нестационарной среды — канала связи (атмосферы) с характеристиками, случайными во времени и пространстве, дают весьма приближенную оценку искомой дальности. Наличие множества параметров, совокупное действие которых носит случайный характер, усложняет процесс расчета. Поэтому вероятностная концепция учета действующих факторов, основанная на статистической оценке экспериментальных данных и допустимых значений различных шумов, является наиболее приемлемой. В этом случае отклонение расчетных значений дальности  $D$  от натуральных измерений на 20...30 % можно считать большим достижением теории. Необходимо также учитывать целый ряд предположений и ограничений.

Допустим, что весь лучистый поток, излучаемый лазером, попадает на объект. Если размеры объекта по сравнению с расстоянием между ним и дальномером малы, то можно еще предположить, что объект переизлучает падающую энергию подобно точечному источнику, а рассеяние ее от объекта является диффузным и подчиняется закону Ламберта. При таких предположениях с учетом всех рассмотренных ранее причин ослабления энергии принимаемого сигнала

$$E_{\text{пр}} = \frac{P_{\text{изл}} d_0^2(\lambda) \tau_n \tau_a^2(\lambda) \tau_1 \tau_2 \tau_{\text{ф}} k_r k_n}{4D^2},$$

где  $P_{\text{изл}} = P_{\text{вых}}$  — выходная мощность излучения, Вт;  $\tau_n$  — длительность импульса излучения, с;  $\rho(\lambda)$  — спектральный коэффициент

отражения диффузно-отражающей поверхности (см. рис. 13.3, б);  $\tau_a^D(\lambda) = \exp(-K_\lambda D)$  — коэффициент пропускания атмосферы при одностороннем распространении излучения;  $D$  — расстояние до объекта (искомая дальность), м;  $d_0$  — диаметр объектива приемного канала, м;  $k_r$  — коэффициент, характеризующий пространственное распределение отраженного сигнала;  $k_n$  — коэффициент, которым учитывают потери в коммутаторе приемопередачи (см. рис. 13.2).

Таким образом, кроме внешних условий и оптических характеристик прибора, дальность действия лазерного дальномера определяется рабочей длиной волны, энергией и длительностью импульса излучения, расходимостью пучка, чувствительностью приемника излучения.

Оценку дальности импульсных светодальномеров можно проводить, используя приведенные выше параметры и равенство (13.2), справедливое при условии, что размеры объекта малы по сравнению с расстоянием и объект переизлучает энергию подобно точечному источнику ( $D \gg \sqrt{dS_2}$ ) [23]:

$$D = \left[ \frac{P_{\text{изл}} d_0^2 \tau_1 \tau_2 k_r \rho(\lambda)}{4P_{\text{пр}} (P_c/P_w)} e^{2K_\lambda D} \right]^{1/2}, \quad (13.2)$$

где  $P_{\text{пр}}$  — мощность излучения, попавшая на вход приемника излучения, Вт. Это уравнение записано в неявном виде относительно дальности.

На пути дальнейшего следования сигнала находятся приемник излучения и электронная схема обработки сигнала со своими тепловыми и дробовыми шумами, имеющая оптимальное отношение мощностей сигнала и шума  $P_c/P_w$ .

Почти все сказанное выше справедливо также при проектировании и расчетах дальности действия дальномеров, в которых используются фазовый метод измерения и излучение газового лазера. Оценку дальности действия и точности разрабатываемого фазового дальномера можно произвести с помощью уравнения дальности [21]

$$D = \left[ \frac{P_{\text{изл}} k(\lambda) m_m d_0^2(\lambda) \tau_a^D(\lambda) \tau_{\text{опт}}}{8(m_m + 1)(P_c/P_w) \sqrt{2\Delta f} S(\lambda) \gamma^2 P_{\text{пр}}} \right]^{1/2}, \quad (13.3)$$

где  $P_{\text{изл}}$  — выходная мощность газового лазера, Вт;  $k(\lambda)$  — коэффициент использования излучения лазера приемником излучения дальномера;  $m_m$  — коэффициент модуляции;  $\Delta f$  — полоса пропускания оптоэлектронного канала, Гц;  $S(\lambda)$  — спектральная плотность шумов;  $P_{\text{пр}}$  — мощность излучения, попавшего на вход приемника излучения.

Если известны экспериментально измеренные значения коэффициента пропускания атмосферы  $\tau_a^D(\lambda)$  (например, [24]), то расчет дальности для этих метеоусловий возможно провести, пользуясь уравнением дальности (13.3).

**Пример.** Для фазового лазерного дальномера, имеющего характеристики:  $\lambda_0 = 0,84$  мкм;  $d\theta_1 = 2,7 \cdot 10^{-5}$  ср;  $\gamma = 3$  мрад;  $P_c/P_w = 1$ ;  $\tau_1 \tau_2 = 0,4$ ;  $\rho(\lambda) dS_2 = 0,6$  м<sup>2</sup>;  $dS_1 = 10^{-3}$  м<sup>2</sup>;  $e_\lambda = 3 \cdot 10^{-8}$  Вт при коэффициенте пропускания  $\tau_a^D(\lambda) =$

$\approx 0,53$  дальность действия  $D \sim 4$  км. Расчет с использованием зависимости (13.3) дает удовлетворительную сходимость с этим результатом. Средняя квадратическая погрешность при этом составляет около 25 %, что вполне допустимо при инженерных расчетах.

### 13.2. Особенности канала связи

Сложность и неоднородность состава атмосферы, динамичность ее состояния, сложность спектров поглощения оптических волн в различных газах, твердых и жидких частицах, входящих в состав атмосферы, приводят к тому, что интенсивность  $I(\lambda)$  является случайной функцией времени и пространства и поэтому может характеризоваться лишь законом ее распределения или моментами функции. Однако для упрощения изучения этого процесса можно рассмотреть затухание при стационарном состоянии атмосферы для наилучшего и наихудшего случаев, а также установить некоторые качественные особенности явления.

Закономерности ослабления  $K_\lambda$  и распространения оптического излучения через атмосферу определяют три основных явления — поглощение, рассеяние и турбулентность:

$$K_\lambda = k_n(\lambda) + k_p(\lambda) + k_t(\lambda),$$

где  $k_n(\lambda)$  — коэффициент молекулярного поглощения;  $k_p(\lambda)$  — коэффициент рассеяния на частицах, входящих в состав атмосферы;  $k_t(\lambda)$  — коэффициент рассеяния на неоднородностях, вызванных турбулентностью. Не отклоняясь от классически принятой схемы исследования явлений взаимодействия излучения с атмосферой, вкратце рассмотрим специфику этих процессов.

На рис. 13.4, а изображена экспериментально полученная кривая молекулярного пропускания атмосферы. Там же показаны шкала абсолютных температур нагрева кристалла активного вещества и спектральная линия излучения рубинового лазера ( $\lambda = 0,6943$  мкм).

Уменьшение интенсивности  $I(\lambda)$  монохроматического излучения или прохождения слоя атмосферы толщиной  $dD$  определяется уравнением

$$dI(\lambda) = -K_\lambda I(\lambda) dD,$$

где  $K_\lambda$  — коэффициент ослабления лазерного излучения в атмосфере.

Решение этого уравнения для случая однородной среды дает известный закон Бугера — Беера [11]

$$I(\lambda) = I_0(\lambda) \exp(-K_\lambda D).$$

На рис. 13.4, б приведена экспериментальная зависимость тонкой структуры спектрального пропускания атмосферы на горизонтальной трассе протяженностью 1,8 км на уровне моря. Отметим, что распространение в атмосфере лазерного излучения гигантской импульсной мощности (примерно  $10^{11}$  Вт) с длительностью около  $10^{-3}$  с сопровождается целым рядом нелинейных эффектов, причем для описания затухания мощного лазерного излучения в атмосфере закон Бугера — Беера неприменим.

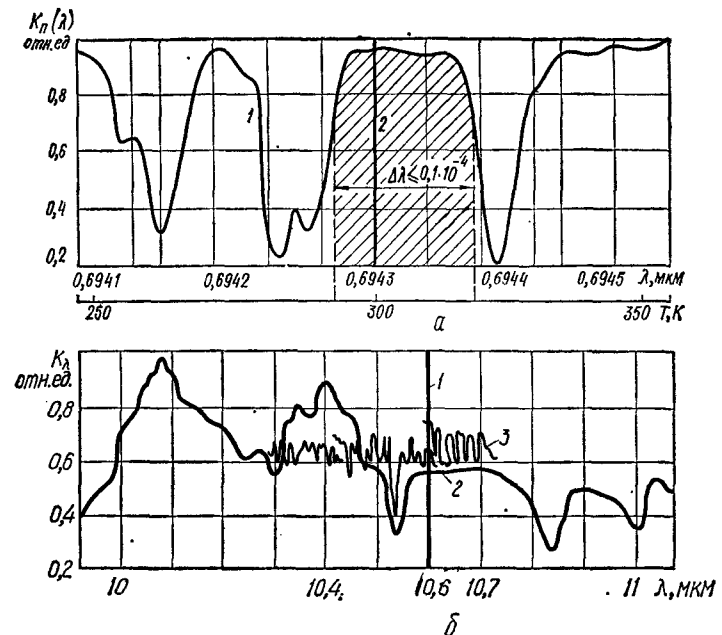


Рис. 13.4. Тонкая структура спектров ослабления излучения атмосферы в областях 0,7 мкм (а) и 10,6 мкм (б):

а: 1 — спектр пропускания призмных слоев атмосферы; 2 — спектральная линия излучения рубинового лазера;  $\Delta\lambda$  — полоса прозрачности атмосферы на уровне 0,7; б: 1 — спектральная линия излучения лазера на  $\text{CO}_2$ ; 2 — спектральная характеристика пропускания атмосферы (натурные измерения); 3 — тонкая структура спектра ослабления атмосферы (масштаб по оси абсцисс уменьшен)

**Просветление полидисперсного тумана.** Известно, что облако или туман состоит из мелких водяных капель диаметром 5...20 мкм. Под воздействием мощного лазерного излучения происходит уменьшение объема капель во времени, вызванное процессом испарения. В результате этого наступает просветление канала связи. Скорость просветления определяется временем испарения капель. Если плотность тумана велика ( $0,5 \cdot 10^{-6}$  г/см<sup>3</sup>), то при плотности лазерного излучения 10 Вт/см<sup>2</sup> скорость распространения фронта просветления составляет приблизительно  $6,7 \cdot 10^6$  м/с. Этот результат справедлив только тогда, когда поглощение излучения в атмосфере определяется процессами испарения водяных капель, преобладающими над поглощением парами воды и углекислым газом [11].

**Влияние процесса конвективного перемешивания.** Поглощенная атмосферой энергия оптического излучения вызывает перемешивание газа в вертикальном направлении в гравитационном поле Земли, что приводит к расширению луча. Если длительность импульса сравнима со временем конвективного переноса  $t_k = d_n/v_k$ , где  $d_n$  — диаметр луча,  $v_k$  — скорость конвекции, то влияние конвекции оказывается заметным. Скорость конвекции определяется по формуле [11]

$$v_k = \left[ 2k_n(\lambda) P_{\text{вых}} \frac{g}{\rho} c_p T \right]^{1/3},$$

где  $g = 981 \text{ см/с}^2$ ;  $\rho$  — плотность атмосферы;  $c_p$  — удельная теплоемкость атмосферы при постоянном давлении, Дж/(г · К);  $T$  — температура атмосферы, К.

Например, при распространении лазерного излучения на уровне моря  $k_n(\lambda) = 1,5 \cdot 10^{-6} \text{ см}^{-1}$ ;  $\rho = 1,2 \cdot 10^{-3} \text{ г/см}^3$ ;  $c_p = 1 \text{ Дж/(г · К)}$ ;  $T = 320 \text{ К}$ . Если  $P_{\text{вых}} = 5 \cdot 10^{10} \text{ Вт}$  и  $d_{\text{л}} = 100 \text{ см}$ , то  $v_k \sim 10^3 \text{ см/с}$  и  $t_k = 0,1 \text{ с}$ . При  $\tau_k \sim 10^{-3} \text{ с}$  время конвективного переноса больше длительности импульса и влиянием конвективного перемешивания в данном случае можно пренебречь.

**Повышение температуры в канале лазерного луча.** Капли тумана, поглощая энергию оптического излучения, испаряются, что обуславливает нагрев межкапельной среды атмосферы. Повышение температуры газовой среды сопровождается ее тепловым расширением. Если интенсивность лазерного излучения убывает от оси к краю луча, то полидисперсная среда приобретает свойства рассеивающей тепловой линзы с некоторым радиусом кривизны, что приводит к падению плотности мощности излучения в канале лазерного луча.

Угол дефокусировки излучения, в котором распределение энергии по сечению подчиняется закону Гаусса,

$$\theta = \theta_0 + f[\rho_0, \epsilon_0, d\epsilon/dT, k_p(\lambda), Re],$$

где  $\theta_0$  — начальная дефокусировка;  $\rho_0$  — начальная плотность тумана;  $\epsilon_0$  — диэлектрическая проницаемость невозмущенной среды;  $d\epsilon/dT$  — добавка к диэлектрической проницаемости, вызванная повышением температуры газовой среды ( $d\epsilon/dT \approx 4 \cdot 10^{-6} \text{ К}^{-1}$ );  $Re$  — число Рейнольдса.

**Расширение пучка за счет турбулентности атмосферы.** При распространении лазерного излучения до высоты примерно 12 км значительный вклад в расширение пучка вносят турбулентные пульсации, которые возникают при неоднородном нагреве атмосферы мощным лазерным излучением. При этом критическое значение числа Рейнольдса  $Re < 30$ , что на три порядка меньше значения  $Re_{\text{кр}}$ , получаемого в обычных газокINETических задачах. Этот эффект изучен еще недостаточно, а предварительные оценки показывают, что он проявляется в значительной степени лишь на протяженных трассах.

**Кинетическое охлаждение атмосферы.** При резонансном поглощении излучения с длиной волны 10,6 мкм молекулами  $\text{CO}_2$  возникает эффект кинетического охлаждения атмосферы, приводящий к самофокусировке мощных пучков. Из кинетических уравнений, описывающих динамику изменения температуры и населенности верхнего уровня  $\text{CO}_2$  в зависимости от мощности лазерного излучения, следует, что кинетическое охлаждение для плотности мощности  $10 \text{ Вт/см}^2$  создается спустя  $5 \cdot 10^{-4} \text{ с}$  после прихода переднего фронта оптического излучения и существует в течение  $10^{-2} \text{ с}$ . Изменение температуры при этом достигает 0,06 К.

Таким образом, импульс лазерного излучения длительностью в одну миллисекунду при прохождении в верхних слоях атмосферы будет самофокусироваться. Например, миллисекундный импульс излучения с диаметром сечения 1 м и плотностью мощности  $10^6 \text{ Вт/см}^2$ ,

выходящий из слоя атмосферы с повышенной влажностью (туман, дымка) на высоте 3 км, по достижении высоты 30 км уменьшает свои размеры до 0,5...0,8 м, в результате чего плотность мощности возрастает до  $(1...5) \cdot 10^7 \text{ Вт/см}^2$ .

### 13.3. Импульсные лазерные высотомеры и дальномеры

Рассмотрим импульсный лазерный высотомер, предназначенный для измерения расстояния до 160 км с точностью до 1,5 м (см. рис. 13.2). Рубиновый лазер 1 с длиной волны излучения 0,6943 мкм работает в режиме модуляции добротности, осуществляемом вращающейся призмой БР-180 с помощью электродвигателя ДИД-1. Генерируемые импульсы имеют длительность  $\sim 20 \text{ нс}$ . Накачка рубина производится системой 5 с импульсной ксеноновой лампой типа ИСП-250. Выходящее излучение направляется на трассу телескопическим объективом 3, уменьшающим угловую расходимость излучения до  $1'$  при одновременном увеличении диаметра пучка до  $D_{\text{вх}} = 20 \text{ см}$  (см. рис. 12.10, д).

Отраженное от объекта излучение собирается оптической системой 3 и через объектив и интерференционный оптический фильтр 4 (образован набором четвертьволновых слоев диэлектриков с большим показателем преломления, заключенных между двумя слоями оптической толщины в  $1/8$  длины волны, изготовленными из диэлектрика с меньшим показателем преломления) поступает на фотоумножитель 11 (ФЭУ-84). Коммутатор 2 переключает каналы приема — передачи оптического сигнала. Часть излучения лазера через фотодиод VD типа ФД-256 передается непосредственно в оптоэлектронный канал, минуя трассу, и создает опорный сигнал.

После фотоэлектрического преобразования сигнал усилителем 6 усиливается и из него формируется импульс, под действием которого происходит переброска триггера 7. Стартовый импульс триггера запускает счетное устройство 9. Отраженное от объекта излучение образует на выходе фотоумножителя сигнал, сдвинутый по времени относительно опорного; он также после усилителя-формирователя 6 подается на триггер 7. Под действием этого импульса триггер перебрасывается в исходное состояние и генерирует стоп-импульс, останавливающий счетчик 9. Таким образом, счетное устройство измеряет время задержки  $\tau_{\text{зн}}$  отраженного светового импульса относительно опорного.

В высотомере используются схема совпадения 8 и два кварцевых генератора на 5 и 5,05 МГц. Результат измерения расстояния выдается на цифровой индикатор 10, и в зависимости от времени запаздывания определяется высота объекта  $H = c\tau_{\text{зн}}/2$ .

В качестве приемников лазерного излучения в высотомерах и дальномерах могут быть использованы фотоэлектронные умножители и фотодиоды, но применение первых предпочтительнее, несмотря на то, что фотодиоды имеют больший квантовый выход. Это объясняется тем, что умножители обладают высоким коэффициентом усиления ( $g_{\text{ф}} = 10^6...10^7$ ), регулируемым в широких пределах, и низким уровнем собственных шумов.



Квантовый выход фотоэлектронного умножителя на длине волны  $\lambda_0 = 0,6943$  мкм с наиболее эффективными в этой области спектра мультищелочными фотокатодами достигает 1...4 %. На волне  $\lambda_0 = 1,065$  мкм работают кислородно-серебряно-цеизевые фотокатоды, квантовый выход которых для излучения этой длины волны не превышает 0,1 %. Приходящий на приемник отраженный от объекта полезный оптический сигнал, как правило, очень мал и смешан с шумами.

При наличии фильтра 4, который отфильтровывает излучение фона с коэффициентом пропускания  $\tau_\phi$ , можно полагать равномерным и постоянным распределение спектральной яркости естественного фона  $B_\lambda$  в телесном угле поля зрения приемника  $d\theta_1 = dS_\lambda/D^2$ . Мощность шума от внешнего фона

$$P_{ш.ф} = (\pi/4)^2 d_0^2 d\theta_1 B_\lambda \tau_\phi \tau_2 \exp(-K_\lambda D).$$

При этом необходимо учитывать ослабление полезного сигнала из-за шумов обратного рассеивания излучения (см. п. 13.1).

В заключение проведем сравнительную оценку дальности действия рубинового и неодимового высотомеров. Коэффициент ослабления излучения прибора в рассеивающей среде на высоте  $H$  определяется так:

$$\tau_a^H(\lambda) = \exp(-K_\lambda H).$$

Подставив сюда значение

$$k_p = (3,91/d_{м.д.в}) (\lambda_0/0,55)^{0,58d_{м.д.в}^{1/3}}$$

соответственно для рубинового ( $\lambda_0 = 0,6943$  мкм) и неодимового ( $\lambda_0 = 1,06$  мкм) лазеров и положив  $H = 2d_{м.д.в}$ , получим  $\tau_a(1,06)/\tau_a(0,69) = \exp\{-d_{м.д.в} [k_p(1,06) - k_p(0,69)]\}$ .

Из анализа этого выражения следует, что начиная со значения метеорологической дальности видимости  $d_{м.д.в} \geq 10$  км ослабление излучения сигнала за счет рассеяния для высотомера с рубиновым лазером много больше, чем для высотомера с неодимовым лазером. Поэтому применение неодимового лазера в приборах в качестве излучателя более предпочтительно, чем рубинового. К этому необходимо добавить еще, что к. п. д. неодимового лазера выше рубинового.

Аналогичную функциональную схему и принцип работы имеют импульсные лазерные дальномеры.

#### 13.4. Фазовые дальномеры

Для точного измерения расстояния до объекта от нескольких метров до нескольких километров используют фазовый метод, основанный на измерении разности фаз между опорным сигналом и сигналом, прошедшим измеряемое расстояние. Рассмотрим фазовый дальномер с лазером на  $\text{CO}_2$  (рис. 13.5), работающий на длине волны 10,6 мкм, где предположительно имеются полосы прозрачности в спектре пропускания атмосферы (см. рис. 13.4, б).

В качестве источника излучения применяется выпускаемый промышленностью молекулярный лазер 1 типа ОКГ-15 с высокой мощ-

ностью излучения в одномодовом режиме. Луч лазера модулируется частотой  $f_m = 5$  МГц электрооптическим модулятором 2 на кристалле арсенида галлия, что дает возможность использовать его в точных фазовых светолокационных устройствах [23].

Напряжение высокой частоты, питающее модулятор, поступает от генератора 6, частота которого стабилизирована кварцем через фильтр 5. Модулятор работает при четвертьволновом постоянном напряжении смещения, подаваемом от источника 4. Модулированное излучение проходит через передающую оптику 3 и, пройдя измеряемое расстояние до отражателя (объекта) 8, возвращается обратно, попадает через приемную оптику 7 на фоторезистор 19, выполненный на основе соединения теллур-кадмий-ртуть и работающий при температуре жидкого азота. На фоторезистор 19 подается опорное переменное напряжение частотой  $f_r = 5,25$  МГц от гетеродина 23, стабилизированного кварцем. При этом в фоторезисторе происходит смешение сигналов двух частот: частоты модуляции излучения и частоты гетеродина, в результате чего выделяется сигнал промежуточной частоты  $f_{пр} = 250$  кГц. Режим работы приемника излучения обеспечивает получение почти максимального сигнала на выходе и минимальных фазовых искажений.

Сигнал с выхода приемника излучения поступает на каскадный предварительный усилитель 18 и резонансный усилитель промежуточной частоты 17, где происходит усиление на частоте  $f_{пр} = 250$  кГц. После усиления сигнал промежуточной частоты подается на фазовый детектор 16, куда одновременно подается опорный сигнал той же промежуточной частоты.

В канале опорного напряжения имеется смеситель 22, на выходе которого выделяется напряжение промежуточной частоты  $f_{пр} = 250$  кГц. Со смесителя это напряжение поступает через катодный повторитель на фазовый модулятор 21. В фазовом модуляторе фаза напряжения промежуточной частоты периодически, с частотой 70 Гц, изменяется на  $180^\circ$ . Фазовый модулятор приводится в действие от генератора 14, дающего напряжение частотой 70 Гц. После фазового модулятора напряжение через фазовращатель 20, где фаза может плавно изменяться от 0 до  $360^\circ$ , подается в усилитель 15, который необходим для компенсации ослабления в фазовращателе, далее — в фазовый детектор 16.

Таким образом, на фазовый детектор поступают напряжение сигнала и опорное напряжение. В результате детектирования выделяется напряжение частотой 70 Гц, амплитуда которого зависит от

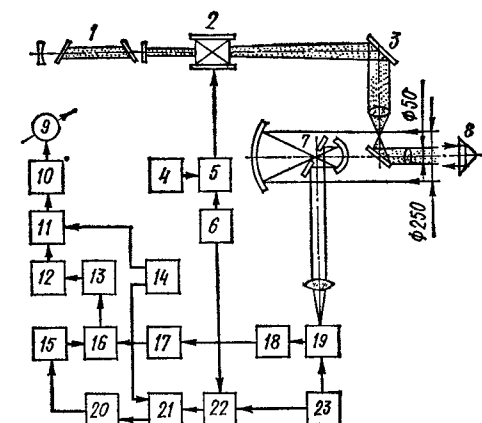


Рис. 13.5. Структурная схема фазового дальномера с лазером на  $\text{CO}_2$

разности фаз сравниваемых напряжений. Напряжение частотой 70 Гц усиливается избирательными усилителями 12, 13 и детектируется в фазовом синхронном детекторе 11. Опорное напряжение на синхронный детектор подается с генератора 14. После усилителя постоянного тока 10 сигнал регистрируется индикатором 9.

Расстояние до объекта определяется по разности фаз опорного сигнала и сигнала, прошедшего измеряемое расстояние. Усилительный тракт приемной части прибора до фазового детектирования дает усиление порядка  $10^6$ . Для поддержания постоянства сигнала на выходе фазового детектора при измерении разных расстояний введена система автоматической регулировки усиления. Если сигнал на входе узкополосного усилителя равен шуму, то погрешность фазовых измерений составляет примерно  $1^\circ$ , что соответствует погрешности измерения расстояния  $\pm 3$  см при натурных измерениях на калиброванной трассе\*.

Оценку дальности действия проектируемого фазового дальномера можно выполнить, используя рекомендации и формулу (13.3).

В том случае, когда уравнение дальности записано в неявном виде и целый ряд параметров  $\{\tau_a^D(\lambda), \rho(\lambda), \varepsilon_\lambda, P_e/P_{ш}, k_r, k_n$  и т. д.) носит вероятностный характер, для определения искомой величины необходимо построить номограмму, по которой быстро и удобно определять дальность. Пример построения такой номограммы для расчета дальности действия фазового дальномера при указанных ниже параметрах дан на рис. 13.6. Если  $\tau_a^D(\lambda) = 0,1$ ;  $m_m = 0,2$ ;  $\gamma = 10$  мрад;  $\rho(\lambda) = 0,8$ ;  $\Delta f = 10^4$  Гц;  $K_\lambda = 0,05$  км $^{-1}$ ;  $P_e/P_{ш} = 10$ ;  $P_{пр} = 10^{-7}$  Вт;  $d_o = 25$  см, то  $D = 5000$  м.

Громоздкие расчеты, таким образом, заменяются простейшими операциями, которые могут быть выполнены в течение нескольких минут. Точность получаемых результатов при правильном выборе  $\tau_a^D(\lambda)$ ,  $B_\lambda$ ,  $d_o$ ,  $P_{пр}$ , ... может доходить до 5...10 %, что вполне допустимо для инженерных расчетов. В целом, пользуясь номограммой, до разработки технического проекта прибора можно рассмотреть несколько различных вариантов набора исходных параметров и в короткое время достаточно точно выбрать оптимальное решение.

Применение уголкового отражателя (трипл-призмы) для отражения зондирующего излучения позволяет упростить методику работы с фазовым дальномером. Уголкового отражателя изготавливают из кварцевого стекла К-108 (ГОСТ 3514—67), качество материала и изготовления высокое [23].

В том случае, если конфигурация трипл-призмы идеальна, малые наклоны и смещения ее не приводят к изменению направления отраженного излучения, что соответствует  $\Delta\varphi_\Sigma \approx \Delta i$ . При наклонах призмы до  $\pm 1^\circ$ , угловой погрешности изготовления ее граней  $\Delta i = \pm 10^{-5}$  рад и вибрациях прибора с амплитудой до  $30'$  изменение суммарной погрешности  $\Delta\varphi_\Sigma$  не наблюдается и она распределяется в заданном поле допуска. В этом заключается замечательное свойство уголкового отражателя.

\* См.: Аснис Л. Н., Верещака А. И., Попов Ю. В. Фазовый дальномер с ОКГ на  $\text{CO}_2$  // Оптико-мех. пром-сть. — 1973. — № 1. — С. 63—65.

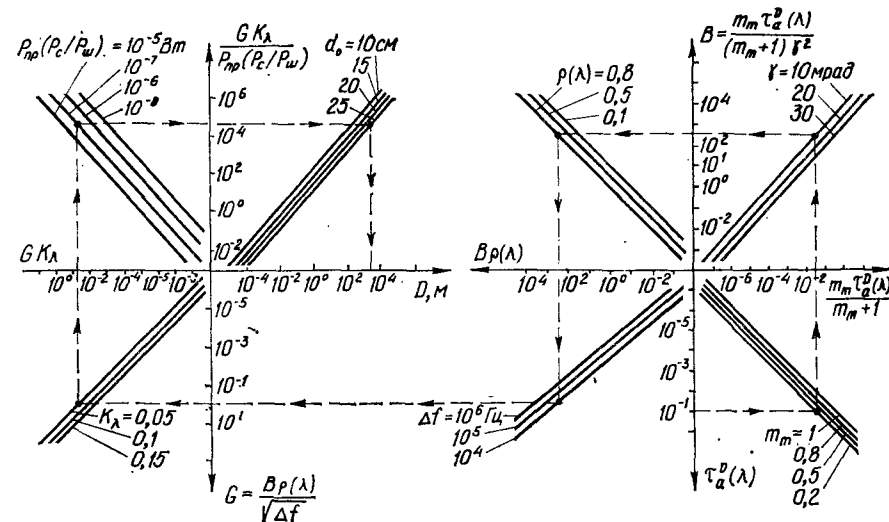


Рис. 13.6. Номограмма для приближенного расчета дальности действия фазового лазерного дальномера

Одной из основных характеристик взаимодействия оптического поля с приемником излучения является распределение вероятностей попадания фотонов поля на фоточувствительный слой и появление дискретного числа фотоэлектронов за определенный интервал времени измерения  $T_{изм}$ . В ряде практических применений очень важно обнаружить и выделить из случайных шумов полезный сигнал. Теоретические исследования, подтвержденные экспериментальными работами, показали, что в лазерной связи и локации предпочтение отдается физическим и статистическим свойствам и характеристикам сигнального и внешнего шумового полей, распределение вероятностей попадания фотонов которых подчиняется закону Пуассона [6, 23, 28]

$$P(\bar{n}, T_{изм}) = \frac{\bar{n}^n}{n!} e^{-\bar{n}},$$

где  $\bar{n}$  — среднее число фотонов.

Это позволяет использовать одномодовое излучение газовых лазеров (или полупроводниковых и твердотельных лазеров), когда интервал измерения много больше времени когерентности сигнала:  $T_{изм} \gg \lambda_0^2/(c\Delta\lambda)$ .

Тепловые и спонтанные шумы, отраженное от объекта солнечное излучение, рассеянное излучение атмосферы и т. д. создают хаотическое шумовое поле, распределение которого подчиняется закону Гаусса. На практике часто возникает задача достоверного обнаружения полезного сигнала на фоне случайных помех. Допустим, что на входе локатора действует оптический сигнал, являющийся суперпозицией детерминированного полезного сигнала  $\bar{n}_c$  и случайной помехи  $\bar{n}_ш$  (см. рис. 13.7, а). Основным параметром такого сигнала является

ожидаемое для приема количество фотонов во временном интервале измерения  $T_{изм}$ . Приемник излучения дальномера имеет порог обнаружения  $n_{пор}$  и постоянную времени  $t_{фп}$ . В результате решения задачи обнаружения должен быть получен альтернативный ответ: в поле зрения дальномера на определенной дальности есть переизлучающий объект или его нет\*.

Теоретически возможны три ситуации: полное обнаружение  $D(\bar{n}_a, T_{изм})$ , пропуск сигнала  $H(\bar{n}_c, T_{изм})$  и вероятность ложной тревоги  $F(\bar{n}_ш, T_{изм})$ . При наличии сигнала на входе приемника излучения, когда среднее количество фотоэлектронов, эмиттируемое фотокатодом, равно или больше  $\bar{n}_{пор}$ , вероятность обнаружения

$$D(\bar{n}_a, T_{изм}) = \sum_{n_{пор}}^{\infty} \frac{\bar{n}_a^n}{n!} e^{-\bar{n}_a} \quad (13.4)$$

При наличии на входе полезного сигнала и шума возможна и вероятность пропуска полезного сигнала

$$H(\bar{n}_c, T_{изм}) = 1 - D(\bar{n}_c, T_{изм}).$$

Если  $\bar{n}_ш$  — среднее значение числа фотоэлектронов, обусловленное шумами внешнего фона и внутренними шумами приемника излучения при отсутствии или малом уровне полезного сигнала, когда уровень шумов превышает порог срабатывания схемы, т. е.  $\bar{n}_ш \geq \bar{n}_{пор}$ , возможна ложная тревога, оцениваемая вероятностью

$$F(\bar{n}_ш, T_{изм}) = \sum_{n_{пор}}^{\infty} \frac{(\bar{n}_ш T_{изм})^n}{n!} e^{-\bar{n}_ш T_{изм}}.$$

Выбор порога обнаружения  $\bar{n}_{пор}$  имеет важное значение для достоверного приема и последующей обработки полезного сигнала [6].

### 13.5. Характеристики оптоэлектронного канала

Кратко рассмотрим три основных метода оптимального приема и обработки оптического сигнала: прямое фотодетектирование, гетеродинирование и счет фотонов.

**Прямое фотодетектирование.** Методика расчета схемы прямого фотодетектирования в основном сводится к выбору схемы включения фотодиода, расчету параметров схемы и расчету полной дисперсии уровня шумов, определяющей пороговую чувствительность фотодетектирования. Структурная схема оптоэлектронного канала представляет собой последовательное включение трех преобразователей: оптического, фотоэлектрического и электронного. Функциональное назначение, параметры и шумовые характеристики каждого из них показаны на рис. 13.7, б [21].

Фотодиоды включаются в схемы как с внешним источником питания (фотодиодный режим включения), так и без него (вентильный

\* См.: Дерюгин И. А., Курашов В. Н., Машенко А. И. Оптимальный прием оптических сигналов в каналах с мультипликативными помехами // Изв. вузов СССР. Радиоэлектроника. — 1976. — Т. 19, № 1. — С. 24—33.

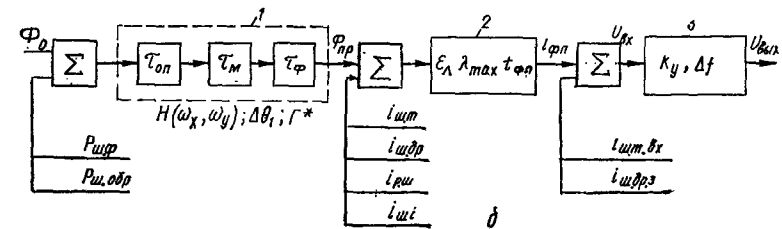
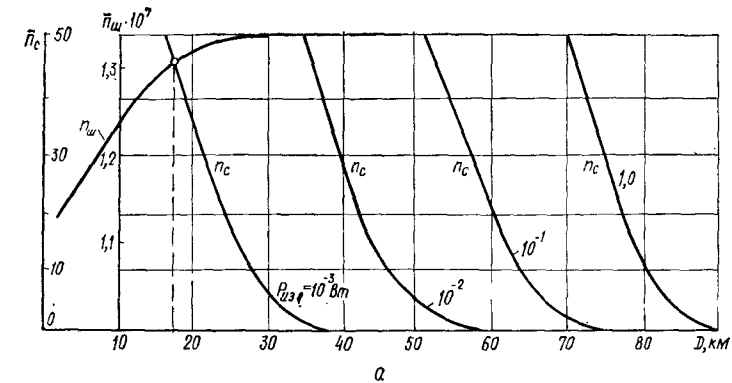


Рис. 13.7. Зависимости среднего числа «шумовых» фотоэлектронов  $\bar{n}_ш$ , среднего числа «сигнальных» фотоэлектронов  $\bar{n}_c$  от дальности обнаружения  $D$  при различных мощностях излучения лазера  $P_{изл}$  (а) и функциональная схема оптоэлектронного канала прямого детектирования (б):

1 — оптический преобразователь с характеристиками  $H(\omega_x, \omega_y, \Delta\theta, \Gamma^*)$ ; 2 — фотоэлектрический преобразователь с характеристиками  $\epsilon_\lambda, t_{фп}, \lambda_{max}, \Phi_{пр}$ ; 3 — электронный преобразователь с характеристиками  $K_y, \Delta f$ ;  $P_{ш.ф}$  (мощность шума фона),  $P_{ш.обр}$  (мощность шума обратного рассеяния),  $i_{ш.т}$  — тепловые,  $i_{ш.др}$  — дробовые,  $i_{ш.р}$  — радиационные,  $i_{ш.т.з}$  — тепловой и дробовой шум тока затвора, приведенные ко входу электронного преобразователя

режим). Максимальная чувствительность кремниевых фотодиодов приходится на 0,85...0,1 мкм при работе их в диапазоне длин волн от 0,5 до 1,2 мкм и достигает значения 0,2...0,5 А · Вт<sup>-1</sup>. Постоянная времени  $t_{фп} \sim 10^{-8}$  с. У германиевых фотодиодов указанные характеристики значительно хуже, а спектральная область простирается от 0,4 до 1,9 мкм.

При вентильном включении (рис. 13.8, а) фотодиод не потребляет энергию, а работает сам как источник тока. В этом случае постоянный фототок  $i_f$  через фотодиод не протекает и, следовательно, отсутствует составляющая радиационного шума  $i_{р.ш}$ . В результате пороговая чувствительность системы практически определяется не шумами фотодиода, а шумами схемы включения и последующего электронного тракта.

Применение трансформаторной схемы включения фотодиода (рис. 13.8, б) предусматривает снижение уровня внешних фоновых засветок. При этом создается режим короткого замыкания по постоянному току и сигнал нагрузки практически не зависит от засветки. Одновременно повышается напряжение на входе схемы и устраняется гальваническая связь между источником питания и фотодиодом.

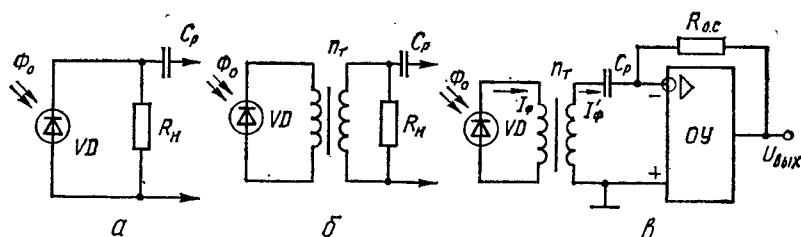


Рис. 13.8. Эквивалентная схема включения фотодиода в вентильном режиме (а), трансформаторная схема включения фотодиода (б) и ее подключение к операционному усилителю (в)

Напряжение на выходе операционного усилителя ОУ (рис. 13.8, в) при известном выходном токе короткого замыкания  $i_\phi = \Phi_0 e_\lambda$  будет

$$U_{\text{вых}} = i_\phi R_{\text{о.с.}}, \quad (13.5)$$

где  $R_{\text{о.с.}}$  — сопротивление обратной связи.

Преимуществом выбора такой схемы включения фотодиода является линейность напряжения во всем диапазоне выходных сигналов. Кроме того, в этой схеме отсутствует составляющая шума сопротивления нагрузки.

Если применить импульсный трансформатор с коэффициентом трансформации  $k_t = 1$  и пренебречь потерями в его сердечнике, то можно записать:  $i_\phi = i'_\phi$ . Емкость разделяющего конденсатора  $C_p$  выбирается с таким расчетом, чтобы отфильтровать нижние частоты. Это дает возможность избавиться от шумов операционного усилителя. На входе последнего обычно устанавливают полевые транзисторы, поскольку приходится работать с большими входными сопротивлениями фотодиода.

Запишем общее уравнение тока фотодиода в виде [15]

$$i_\phi = i_t [e^{U_{pn}/(AkT)} - 1] + U_{pn}/R_n,$$

где  $i_t$  — темновой ток (ток насыщения  $p-n$  перехода), А;  $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$  — заряд электрона, Кл;  $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$  — постоянная Больцмана, Дж · К<sup>-1</sup>;  $A = 1 \dots 4$  — постоянный коэффициент;  $T$  — абсолютная температура, К;  $U_{pn}$  — напряжение на  $p-n$  переходе, В;  $i_n = U_{pn}/R_n$  — ток в нагрузке  $R_n$ , А.

Решение этого уравнения представлено номограммой  $i_n/i_t = f(i_\phi/i_t)$  (рис. 13.9), построенной при  $R_n/R = R_n \exp[i_t/(AkT)] = \text{const}$ .

Расчет фототока проводят графоаналитическим методом. Задают темновым током  $i_t$ , значение которого выбирают вдвое меньшим темнового тока, приводимого в паспорте фотодиода. Затем, используя паспортные параметры приемника — пороговый ток фотодиода  $\Phi_0$  и спектральную чувствительность  $e_\lambda$ , рассчитывают ток фотодиода  $i_\phi = \Phi_0 e_\lambda$  и сопротивление  $p-n$  перехода  $R_0$  при напряжении  $U_{pn} = 0$ . Из практических целей рекомендуется значение  $\Phi_0$  выбирать на порядок больше, указанного в паспорте.

Зная  $i_\phi$ , находят отношение  $i_\phi/i_t$ . Затем по графику  $\rho_{\text{опт}}$  определяют отношение  $\rho_{\text{опт}} = R_n/R_0$  и сопротивление нагрузки  $R_n = R_0 \rho_{\text{опт}}$ .

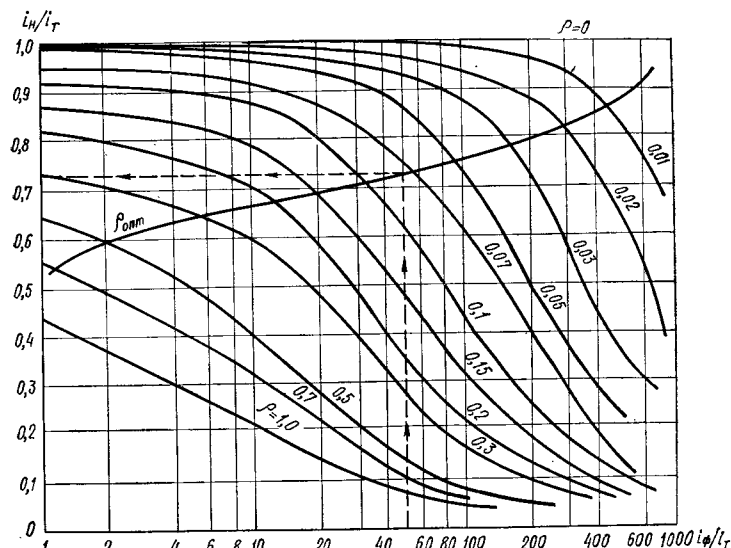


Рис. 13.9. Номограмма для расчета фототока фотодиодов

Зная отношение  $R_n/R_0$ , по номограмме  $i_n/i_t = f(i_\phi/i_t)$  находят отношение  $i_n/i_t$  и определяют ток нагрузки  $i_n$ , который равен значению  $i_n/i_t$ , найденному по номограмме, но умноженному на выбранное значение  $i_t$ .

Использование номограммы  $i_n/i_t = f(i_\phi/i_t)$  при расчете  $R_n$  и  $i_n$  обеспечивает достаточную точность результатов и дает значительный выигрыш во времени.

Выходное напряжение  $U_{\text{вых}}$  связано с отношением средней мощности сигнала к средней мощности шума ( $P_c/P_{\text{ш}}$ ), важнейшей характеристикой всех оптоэлектронных измерительных схем, и полной дисперсией шума  $\bar{U}_{\text{ш}}^2$  соотношением

$$\bar{U}_{\text{вых}}^2 / \bar{U}_{\text{ш}}^2 = (P_c/P_{\text{ш}})_{\text{опт}}.$$

Полная дисперсия шума  $\bar{U}_{\text{ш}}^2$  для каждого конкретного фотодиода и для каждой конкретной схемы включения его зависит от шумов источников. Если принять шумы некоррелированными, то полную дисперсию шума можно записать в виде

$$\bar{U}_{\text{ш}}^2 = \sum_{i=1}^n \bar{U}_{\text{ш}i}^2 \quad \text{или} \quad \bar{i}_{\text{ш}}^2 = \sum_{i=1}^n \bar{i}_{\text{ш}i}^2,$$

где  $\bar{U}_{\text{ш}i}^2$ ,  $\bar{i}_{\text{ш}i}^2$  — дисперсия составляющих шумов по напряжению или току.

На вход любого фотодиода совместно и неизбежно с полезным и детерминированным сигналом всегда приходит хаотический сигнал шума (фон засветки от случайных источников излучения, блики оптики и т. д.) со случайными амплитудой и частотой. Так как флуктуации сигналов из-за шумов являются случайным процессом, математически их удобно выражать вероятностными характеристиками:

математическим ожиданием  $\bar{i}_{ш}$  и дисперсией шума  $\bar{i}_{ш}^2$  или средним квадратическим отклонением. В рассматриваемой схеме включения фотодиода основными составляющими полного шума являются: тепловой шум фотодиода с дисперсией  $\bar{i}_{ш,т}^2 = 4kT\Delta f/R_6$ ; дробовой шум с дисперсией  $\bar{i}_{ш,др}^2 = 2e\epsilon_\lambda (0,5\Phi_0 + P_\Phi) \Delta f$ ; шумы электронного тракта, дисперсия которых  $\bar{i}_{ш,тк}^2 = 4kT\Delta f/R_K$ ; радиационный шум с дисперсией  $\bar{i}_{р,ш}^2 = 8kT^5 A_\tau^2 (\Phi_0 + P_{ш,ф} + P_{ш,обр}) \Delta f$  и токовый шум с дисперсией  $\bar{i}_{ш,т}^2 = A_\tau i_\Phi^2 \Delta f/f$ . Символы в этих формулах означают:  $\Delta f$  — полоса пропускания оптоэлектронного канала;  $R_6$  — сопротивление базы фотодиода;  $R_K = 10^4$  Ом — сопротивление канала полевого транзистора;  $A_\tau = 10^{-8} \dots 10^{-9}$  — коэффициент;  $P_\Phi = P_{ш,ф} + P_{ш,обр}$  — мощность потока фона, равная мощности шума фона  $P_{ш,ф}$  и мощности шума потока обратного рассеяния  $P_{ш,обр}$ ;  $f$  — частота флюктуации тока.

Полная дисперсия шумового тока

$$\bar{i}_{ш}^2 = \bar{i}_{ш,т}^2 + \bar{i}_{ш,др}^2 + \bar{i}_{ш,тк}^2 + \bar{i}_{р,ш}^2 + \bar{i}_{ш,т}^2.$$

Полученное выражение дисперсии шума позволяет определить пороговую мощность потока излучения оптоэлектронного канала, т. е. тот минимальный поток излучения, который вызывает на входе фотодиода сигнал, эквивалентный уровню шумов [18, 21, 28]:

$$P_{пор} = \sqrt{\bar{i}_{ш}^2 / \epsilon_\lambda}. \quad (13.6)$$

Для устойчивой работы системы необходима некоторая избыточность потока излучения, т. е. соблюдение необходимого отношения мощностей сигнала и шума:  $(P/P_{ш})_{опт}$ . Практически отношение полезного сигнала к уровню шумов рекомендуется выбирать равным 5...10. Тогда можно записать:

$$P_{пор}^{необх} = (P_c/P_{ш})_{опт} P_{пор}, \quad (13.7)$$

где  $P_{пор}^{необх}$  — необходимое значение порогового потока, Вт.

Влияние постоянной времени фотодиода  $t_{фп}$  и времени воздействия потока излучения на приемник ( $\tau_n$ ) можно учесть увеличением порогового потока [28]:

$$P_{пор}^{необх}(t) = \frac{(P_c/P_{ш})_{опт} P_{пор}}{1 - \exp(-\tau_n/t_{фп})}.$$

Спектральная плотность одиночного экспоненциального импульса такова, что энергия импульса сосредоточена в полосе частот от 0 до  $f$ , которая определяется соотношением  $\tau_n \Delta f = 1$ , где  $\tau_n$  — постоянная времени нарастания (спада) экспоненты. Необходимую полосу пропускания  $\Delta f \sim 1/t_{фп}$  принимают для расчета шумов и значения порогового потока.

Типовые значения основных параметров оптоэлектронного канала при прямом фотодетектировании следующие [21]: выходная мощность полупроводникового лазера на GaAs  $P_{вых} \sim 1 \dots 5$  Вт; длительность импульса  $\tau_n = 200$  нс; длина волны излучения  $\lambda_0 = 0,8 \dots 0,85$  мкм. Приемником служит фотодиод ФД-19 с параметрами: чувстви-

тельность  $\epsilon_\lambda = 0,2 \dots 0,5$  А/Вт; темновой ток  $i_T = 1$  мкА; постоянная времени  $t_{фп} = 10^{-6}$  с; пороговый поток  $\Phi_0 = 7,6 \cdot 10^{-11}$  лм.

Метеорологическая дальность видимости  $d_{м.д.в} = 10$  км; коэффициенты пропускания передающего и приемного каналов  $\tau_1 = 0,5$  и  $\tau_2 = 0,4$  соответственно; коэффициент отражения  $\rho_\lambda = 0,04$ ; ширина полосы пропускания оптического фильтра  $\Delta\lambda = 20 \cdot 10^{-8}$  см; яркость естественного фона  $B_\lambda = 9 \cdot 10^{-7}$  кд  $\cdot$  м $^{-2}$ ; угол поля зрения  $d\theta_1 = 10^{-2}$  ср; коэффициенты, характеризующие пространственное распределение отраженного сигнала и потери при коммутации приемопередачи,  $k_r = 0,4$  и  $k_n = 0,9$  соответственно; коэффициенты рассеяния и ослабления излучения атмосферой  $k_p(\lambda) = 0,2$  км $^{-1}$  и  $K_\lambda = 0,8$  км $^{-1}$  соответственно.

В результате расчета по приведенным выше формулам получены следующие значения: полоса пропускания электронного преобразователя  $\Delta f = 1/t_{фп} = 10^6$  Гц; сопротивление  $p$  —  $n$  перехода при нулевом напряжении  $R_0 = 10^5$  Ом; тепловые шумы диода  $\bar{i}_{ш,т}^2 = 1,7 \cdot 10^{-21}$  А $^2$ ; шумы электронного тракта  $\bar{i}_{ш,тк}^2 = 0,03 \cdot 10^{-21}$  А $^2$ ; мощность шума от внешнего фона  $P_{ш,ф} = 44,5 \cdot 10^{-9}$  Вт; мощность шума из-за обратного рассеянного потока  $P_{ш,обр} = 4,6 \cdot 10^{-9}$  Вт; дробовой шум при  $D_p = 100$  м  $\bar{i}_{ш,др}^2 = 5,95 \cdot 10^{-21}$  А $^2$ ; радиационные шумы  $\bar{i}_{р,ш}^2 = 0,21 \cdot 10^{-21}$  А $^2$ ; полная дисперсия шумовых токов  $\bar{i}_{ш}^2 = 10,2 \cdot 10^{-21}$  А $^2$ ; мощность порогового потока оптоэлектронного канала  $P_{пор} = 4,42 \cdot 10^{-10}$  Вт. При заданном отношении сигнал/шум, равном 10, и  $t_{фп} = 10^{-6}$  с  $P_{пор}^{необх}(t) = 24,6 \cdot 10^{-9}$  Вт.

Из всех составляющих шума самым мощным является дробовой шум, возникающий при воздействии на приемник полезного оптического сигнала и фоновой засветки. Самая низкая мощность радиационных шумов на порядок ниже остальных составляющих шума. Тепловые шумы фотодиода и шумы электронной схемы соизмеримы и лишь немного меньше дробовых шумов.

**Оптическое гетеродинирование \***. Высокой чувствительности приемной системы лазерного дальномера можно достичь, используя, кроме метода прямого фотодетектирования, *оптическое гетеродинирование* и *метод счета фотонов*. Различие этих методов состоит в том, что при прямом фотодетектировании вся информация о частоте и фазе оптического излучения теряется, так как фотоприемник реагирует только на интенсивность (амплитуду) приходящего излучения, а при оптическом гетеродинировании и счете фотонов приемное устройство реагирует на амплитуду, частоту и фазу. При этом достигается высокая чувствительность в условиях больших фоновых засветок или значительного ослабления сигнала на трассе.

Метод гетеродинирования когерентных волн излучения дает возможность обнаруживать разность частоты ( $\nu_n - \nu_r$ )  $\sim 1$  Гц при несущей частоте  $\nu_n \sim 10^{15}$  Гц, в то время как метод счета фотонов является одним из наиболее чувствительных для приема рассеянного излучения, позволяя исследовать статистические свойства как потоков, так и отдельных квантов излучения (фотонов).

Экспериментальные исследования гетеродинных систем на фоторезисторах показали, что реальная чувствительность когерентного приема отличается от теоретической, ограниченной квантовым шумом, на 3...10 дБ ( $h\nu = 1,87 \cdot 10^{-20}$  Вт/Гц при  $\lambda_0 = 10,6$  мкм) [31].

\* Строго говоря, этот метод называется *гомодинированием*, т. е. смешением оптических сигналов с почти одинаковыми частотами  $\nu_n \sim \nu_r$  [28].

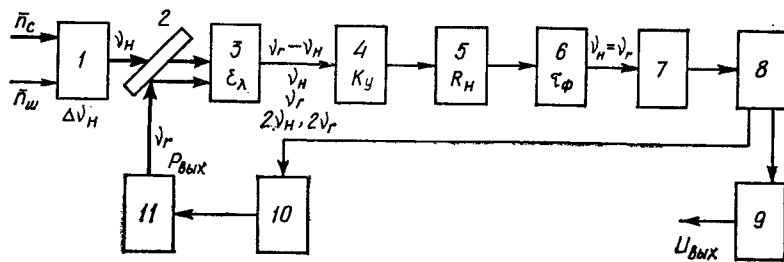


Рис. 13.10. Функциональная схема гетеродинного приемника оптических сигналов: 1 — объектив с фильтром; 2 — светоделитель; 3 — фотоумножитель; 4 — усилитель; 5 — нагрузка; 6 — фильтр промежуточной частоты; 7 — детектор; 8 — нагрузка детектора; 9 — выходной фильтр; 10 — система управления  $\nu_r$ ; 11 — лазер-гетеродин

При гетеродинном методе приема происходит смещение составляющей спектра модулированного сигнала с полезной информацией из диапазона несущей (высокочастотной области оптического спектра) к низким радиочастотам. В области низких радиочастот фильтрация и усиление сигнала современными техническими средствами осуществляются значительно проще, чем в оптическом диапазоне.

В оптическом гетеродинном приемнике (рис. 13.10) для преобразования входного сигнала используются местный лазер-гетеродин и фотоумножитель. Принимаемое излучение (несущая) и сигнал гетеродина совмещаются на полупрозрачном зеркале-смесителе. Если оба луча пространственно коллимированы, то на чувствительной поверхности фотоумножителя образуется интерференционная картина. Выходной ток фотоумножителя пропорционален интенсивности оптического сигнала, т. е. квадрату суммы напряженностей электрических полей несущей  $E_n$  и гетеродина  $E_r$ :  $i_{\phi} \sim g_{\phi} |E_n + E_r|^2$ .

Квадратичный характер детектирования приводит к тому, что ток фотоумножителя содержит составляющую разностной частоты  $g_{\phi} E_{0n} E_{0r} \cos(\nu_n - \nu_r) 2\pi t$  (см. п. 3.3), которая и несет полезный информационный сигнал ( $E_{0n}$ ,  $E_{0r}$  — амплитуды сигналов несущей и гетеродина).

К приемникам излучения, используемым в гетеродинных схемах, предъявляются специфические требования: малая инерционность, малый разброс времени пролета носителей, высокие квантовая эффективность и спектральная чувствительность. Этим требованиям и удовлетворяют фотоумножители.

Параметры типичного фотоумножителя следующие: максимум спектральной характеристики  $\lambda_{\max} \sim 0,38$  мкм; интегральная чувствительность  $e_{\text{св}} = 67,5$  мА/Вт; коэффициент усиления  $g_{\phi} = 10^8$ ; квантовая эффективность  $\eta \sim 3,5 \cdot 10^{-2}$ ; темновой ток  $i_t = 2 \cdot 10^{-9}$  А; спектральная чувствительность  $e_{\lambda} = 10^{-3}$  А/Вт.

Представим отношение мощностей сигнала и шума в виде

$$(P_c/P_n)_{\text{опт}} = \frac{[g_{\phi}\eta e/(h\nu_n)]^2 R_n \bar{P}_r \bar{P}_n}{e \Delta f_{\phi} g_{\phi}^2 \bar{\Gamma} \eta e/(h\nu_n) (\bar{P}_n + \bar{P}_r + \bar{P}_{\phi}) + i_t |R_n + 2kT \Delta f_{\phi}|}, \quad (13.8)$$

где  $\nu_n = 5 \cdot 10^{14}$  Гц — частота несущей;  $\bar{P}_r$ ,  $\bar{P}_n$  — средние значения мощности гетеродина и несущей сигнала соответственно, Вт;  $\Delta f_{\phi}$  —

полоса пропускания фильтра промежуточной частоты, МГц;  $\bar{P}_{\phi}$  — среднее значение мощности фона, Вт;  $R_n$  — сопротивление нагрузки фотоумножителя, Ом.

Кроме того, гетеродинный прием обеспечивает широкую полосу пропускания приемника (100 МГц ... 1 ГГц). Однако метод оптического гетеродинирования не нашел широкого применения в высотомерах и дальномерах. Главная причина этого — потребность в высокостабильном узкополосном источнике светового излучения для местного гетеродина квантового передатчика (например, все существующие промышленные образцы лазеров на  $\text{CO}_2$  не удовлетворяют этому требованию).

**Метод счета фотонов.** Этот метод такого недостатка не имеет. Кроме того, сигнал, снимаемый с фотодетектора, не зависит от эффекта Доплера, что важно при определении расстояния до движущихся объектов. Представление излучения как потока фотонов дает возможность осуществить статистику счета фотонов. Это принципиально новый метод по сравнению с традиционными интерференционными и спектроскопическими методами исследования свойств и характеристик излучения. Счет фотонов дает информацию о квантовых свойствах данного источника излучения и, кроме того, позволяет определить время когерентности этого источника.

Фотоны — элементарные частицы (кванты) электромагнитного излучения с энергией  $h\nu$ , которые потоком падают на поверхность фотокатода, вызывая поток электронов в нагрузке  $R_n$  электрической цепи фотоумножителя. Чтобы точно подсчитать количество электронов за интервал времени  $T_{\text{изм}}$ , необходимо предположить, что различные фотоэлектрические процессы статистически независимы.

Метод счета фотонов часто используется в лазерной локации и исследованиях рассеивающих сред, где интервал времени регистрации, примерно равный длительности импульса  $\tau_i$ , мал по сравнению с периодом повторения зондирующих импульсов (частота посылки импульсов, как правило, не превышает  $\sim 1$  кГц). Это уменьшает вероятность наложения импульсов друг на друга при использовании малоинерционных фотоумножителей.

Поток излучения  $P_{\text{пр}}(t)$  детектируется фотоумножителем, соединенным со счетчиком фотонов. Счетчик определяет количество электронов на выходе фотоумножителя за интервал времени  $T_{\text{изм}}$ , который задается оптическим затвором, установленным перед фотоумножителем. Измеренное количество электронов фиксируется многоканальным анализатором (рис. 13.11).

По прошествии времени измерения, большего, чем время когерентности света [ $T_{\text{изм}} \gg \lambda^2/(c\Delta\lambda)$ ], затвор открывается вновь и измерения повторяются. Выбор интервала времени, большего, чем время когерентности света, обусловлен тем, что необходимо иметь независимые измерения. После достаточного количества измерений можно найти распределение количества отсчетов в интервале времени  $T_{\text{изм}}$ .

Каждый участвующий в фотоэффекте фотон вызывает на аноде фотоумножителя эмиссию электронов, число которых определяется коэффициентом усиления  $g_{\phi}$ . Фотоэлектроны заряжают распределенную выходную емкость  $C \sim 5...20$  пФ. Если за время длительности

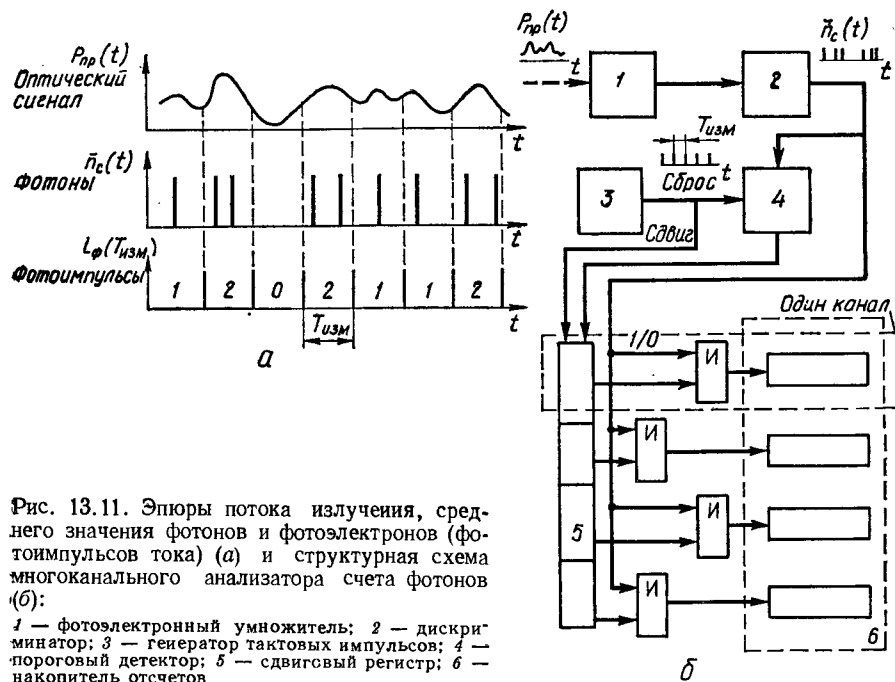


Рис. 13.11. Эпюры потока излучения, среднего значения фотонов и фотоэлектронов (фотоимпульсов тока) (а) и структурная схема многоканального анализатора счета фотонов (б):

1 — фотоэлектронный умножитель; 2 — дискриминатор; 3 — генератор тактовых импульсов; 4 — пороговый детектор; 5 — сдвиговый регистр; 6 — накопитель отсчетов

импульса  $\tau_n \sim 20...50$  нс емкость успевает разрядиться на нагрузку  $R_n$  до прихода следующей лавины электронов, то такой фотоумножитель регистрирует импульсы, соответствующие приходу на фотокатод отдельных квантов излучения. Вероятность того, что электрон эмиттируется в интервале времени  $T_{изм}$ , пропорциональна среднему значению количества фотонов  $\bar{n}_c$ , попадающих за это же время на фотокатод, т. е.  $P(T_{изм}) \sim \eta \bar{n}_c T_{изм}$ .

Эмиттируемые электроны далее умножаются диодами. Если на диод попадает даже один электрон, то и он вызывает эмиссию лавины электронов. Реальные свойства фотоумножителя не позволяют существенно снизить порог чувствительности метода. При большом усилении фотоумножителя увеличиваются тепловые шумы, которые ограничивают порог разрешения количества импульсов до  $\sim 10$  в секунду с  $1 \text{ см}^2$  площади фотокатода. Другими причинами, ограничивающими временное разрешение, являются форма импульса и крутизна его фронта. Наилучшими фотоумножителями для метода счета фотонов в настоящее время являются ФЭУ-64, ФЭУ-69, ФЭУ-87, ФЭУ-84.

Если лазерный дальномер имеет на фотокатод приемника необходимое пороговое число фотонов, то вероятность срабатывания системы определяется математическим ожиданием порогового количества фотонов  $n_{пор}$  за время измерения  $T_{изм} \sim \tau_n$ , т. е. подчиняется закону Пуассона, согласно которому дисперсия случайной величины  $(\sigma_n)^2$  равна ее математическому ожиданию  $n_{пор}$ :

$$(\sigma_n)^2 = \bar{n}_{пор}.$$

Величину  $\bar{n}_{пор}$  последовательно можно определить либо на основании измерений и расчета дисперсии, либо по известной из технических условий вероятности обнаружения, либо по спектру функции распределения вероятности фотонов, который зависит от функции автокорреляции

$$R_{nn}(\bar{n}, T_{изм}) = \frac{1}{N_{пор}} \sum_{\tau_n \rightarrow 0}^{n_{пор}} n(\tau_n) n(\tau_n + t),$$

причем среднее значение по ансамблю фотонов (множеству реализаций  $N$ ) равно среднему по времени для произвольно выбранной реализации:  $R_{nn}(\bar{n}, T_{изм}) = \langle n(0) | n(\tau_n) \rangle$ , если  $T_{изм} \rightarrow 0$ .

Для одномодового лазера время когерентности практически меньше времени измерения и  $R_{nn}(\bar{n}, T_{изм})$  не зависит от временной задержки, т. е.  $\bar{n}_{пор} = [R_{nn}(\bar{n}, \tau_n)]^{1/2}$  при  $T_{изм} \sim \tau_n$ .

Зная математическое ожидание порогового количества фотонов  $\bar{n}_{пор}$ , несложно определить пороговое значение мощности на входе фотоумножителя

$$P_{пр.пор}^{необх} \geq \frac{\bar{n}_{пор} e}{e_\lambda \tau_n} \quad (13.9)$$

и в дальнейшем расчет вести по методике прямого фотодетектирования.

В схемах измерения, помимо фотоумножителя, применяют генератор калиброванных тактовых импульсов и сдвиговый регистр со сбросом (см. рис. 13.11, б). В этом случае метод счета фотонов сводится к определению количества импульсов тока (фотоимпульсов) за некоторое заданное время измерения  $T_{изм}$ .

В конце каждого интервала измерения, определяемого стартовым импульсом генератора калиброванных импульсов, количество фотоимпульсов  $\bar{n}$ , накопленное за интервал времени  $T_{изм}$ , передается в схему для последующей обработки, а счетчик стартовых импульсов переводится в исходное состояние для накопления фотоимпульсов следующего интервала измерения. Этот процесс повторяется до тех пор, пока не накопится требуемое количество фотонов, достаточное для получения достоверной информации об измеряемой физической величине.

Статистику фотонов  $\bar{n}(t, T_{изм})$  задают функцией распределения  $P(\bar{n}, T_{изм})$ , т. е. вероятностью регистрации  $n_c$  фотонов полезного сигнала за интервал времени  $T_{изм}$ , причем необходимое отношение мощностей сигнал/шум [28]

$$(P_s/P_{ш})_{опт} = \frac{(\bar{n}_c)^2 T_{изм}}{\bar{n}_c + \bar{n}_{ш}}, \quad (13.10)$$

где  $\bar{n}_{ш}$  — среднее число электронов, возникающих из-за внутренних шумов фотоумножителя и воздействия внешнего фона.

Суммарная средняя скорость эмиссии электронов шума обусловлена в основном тремя источниками шума:

$$\bar{n}_{ш} = \bar{n}_p + \bar{n}_0 + \bar{n}_t.$$



Среднее значение скорости эмиссии электронов шума с фотокатода из-за рассеяния излучения в атмосфере [28]

$$\bar{n}_p = \frac{Q_\lambda \lambda_0 \Delta f_\phi \pi k_p (\lambda) \tau_{оп} \eta \theta^2 d_0^2}{64 h c K} (1 - e^{-K_\lambda D});$$

где  $Q_\lambda$  — спектральная плотность мощности излучения Солнца;  $\theta = \pi \gamma^2$  — телесный угол расходимости излучения источника.

Средняя скорость эмиссии электронов шума с фотокатода, обусловленных солнечным светом, отраженным от объекта,

$$\bar{n}_0 = \frac{Q_\lambda \lambda_0 \Delta f_\phi \pi k_p \tau_{оп} \eta \theta^2 d_0^2}{16 h c} e^{-K_\lambda D}.$$

Средняя скорость эмиссии электронов, вызывающих темновой ток,

$$\bar{n}_T = i_T / (e g_\phi).$$

Сравнение методов детектирования при конкретном определении дальности действия лазерного лоатора проведем, пользуясь типовыми метеорологическими условиями и конструктивными параметрами схем [6,21]:  $g_\phi \sim 10^7$ ;  $\eta = 3,5 \cdot 10^{-2}$ ;  $R_n = 500$  кОм;  $P_n = P_r = 31 \cdot 10^{-10}$  Вт;  $\Delta f_\phi = 10^6$  Гц;  $P_\phi = 44,5 \cdot 10^{-11}$  Вт;  $i_T = 2 \cdot 10^{-9}$  А;  $T_{изм} = 50$  нс;  $\bar{n}_c = 6 \cdot 10^7$  с $^{-1}$ ;  $\bar{n}_ш = 1,28 \cdot 10^7$  с $^{-1}$ ;  $\rho_{пр}^{необх.пор} = \sqrt{i_{ш}^2 / \epsilon_\lambda} = 4,4 \cdot 10^{-10}$  Вт;  $\epsilon_\lambda = 10^{-3}$  А/Вт;  $\bar{n}_p = 1,43 \cdot 10^6$  с $^{-1}$ ;  $P_{изл} = 5 \cdot 10^7$  Вт;  $d_0 = 20$  см;  $\tau_1 = 0,5$ ;  $\tau_2 = 0,3$ ;  $K_\lambda = 0,3$  см $^{-1}$ ;  $\rho_\lambda = 0,04$ ;  $\Delta \lambda = 15 \cdot 10^{-8}$  см.

В результате получим: для метода гетеродинного приема отношение  $(P_c/P_{ш})_{опт} = 7$ , дальность действия  $D_1 = 8,5$  км; для метода счета фотонов отношение  $(P_c/P_{ш})_{опт} = 3,5$ , дальность действия  $D_2 = 12,5$  км, т. е. примерно на 50 % больше, чем при использовании метода гетеродинного приема.

В методе счета фотонов регистрация каждого импульса индивидуальна. Это позволяет исключить влияние шума, обусловленное множительной схемой фотоумножителя. Этот метод желательно применять в случае приема очень слабых сигналов. При увеличении уровня входного сигнала эффективность метода счета фотонов уменьшается из-за увеличения вероятности наложения одного импульса длительностью  $\tau_n$  на другой (при  $\bar{n}_c \tau_n > 1$ ).

### 13.6. Анализ точности лазерных устройств

Основной характеристикой любого измерительного прибора является его точность, с которой он воспроизводит выходные параметры. Если же такой прибор установлен в сложную систему, то суммарная погрешность системы в какой-то степени определяется погрешностями этого прибора. Следует отметить, что приоритет учения о точности механизмов и приборов принадлежит отечественным ученым.

Значительный вклад в теорию точности внесли великие русские ученые А. А. Марков, Д. И. Менделеев, П. Л. Чебышев и др. В частности, трудами Н. Г. Бруевича, Н. А. Калашникова, Н. А. Бородачева и др. теоретико-вероятностная концепция заняла прочное место в современных методах расчета и проектирования приборов [14].

Реальный, действующий прибор неизбежно отличается от теоретически рассчитанного, спроектированного прибора. Существует множество первичных ошибок, допусков в размерах и характеристи-

ках элементов, конфигурациях формы и т. д. Сборка, настройка, технология, изготовление — все это в совокупности своей влияет на точность работы прибора. Эти причины носят случайный характер и оцениваются вероятностными характеристиками: средним значением ошибки (погрешностью положения центра рассеяния ошибок), дисперсией (средним квадратическим отклонением — полем допуска ошибок) и законом распределения как суммарной, так и первичных погрешностей.

Классическое определение *первичной ошибки* — отступление от заданных размеров, геометрических форм, номинала, качества, физических свойств и т. д., которые вызваны погрешностями изготовления, температурными или силовыми деформациями, износом, влиянием атмосферных условий и т. д. Все эти отступления должны укладываться в поле заданного допуска.

Важное значение в методике расчета точности играют законы распределения первичных ошибок: равной вероятности, Симпсона, Максвелла, Гаусса и т. д.

В конечном итоге суммарная погрешность  $\Delta f_\Sigma$  определения выходной величины должна зависеть от методической погрешности  $\Delta f_m$ , инструментальной (приборной) погрешности  $\Delta f_{пр}$  и погрешности измерения выходной величины  $\Delta f_n$ , которые, в свою очередь, функционально зависят от первичных ошибок.

*Методическая погрешность* обусловлена погрешностью метода, который принят за основу функционального действия прибора. Это может быть аппроксимация теоретической зависимости, в результате которой получен рабочий алгоритм прибора. Сюда также могут быть отнесены нелинейности характеристик и нестабильности отдельных устройств прибора. Методическая погрешность имеет определенное значение и является случайной, систематической ошибкой. Она перемещает положения центра рассеяния погрешностей относительно номинала поля допуска.

Под *инструментальной погрешностью* понимается случайная погрешность, обусловленная несовершенством конструктивной, технологической и аппаратной сущности прибора [неточность изготовления деталей, их сборки и юстировки, установки прибора на объект и т. д.; неравножесткость частей конструкции, естественные флуктуации фона и собственного излучения, шум, изменение параметров прибора в зависимости от внешних условий эксплуатации (температура, давление, вибрация)].

И, наконец, *погрешность измерения* является случайной величиной, природа которой связана с методикой и точностью инструмента или устройств измерения. Для точного приборостроения погрешности измерения соизмеримы с погрешностями производства. В нашем случае погрешность измерения, как правило, определяется электронной схемой регистрации и обработки полезной информации.

Определим, каким образом каждая первичная ошибка воздействует на суммарную погрешность. Допустим, что имеется функциональная зависимость выходной величины  $\varphi$  от множества параметров прибора:

$$\varphi = \varphi(q_1, q_2, q_3, \dots, q_n),$$

где  $q_1, q_2, \dots, q_n$  — параметры прибора, определяющие его функционирование. Параметры  $q_1, q_2, \dots, q_n$  определены с погрешностью  $\Delta q_1, \Delta q_2, \Delta q_3, \dots, \Delta q_n$ . Разлагая функцию  $\varphi(q_1, q_2, \dots, q_n)$  в ряд Тейлора и ограничиваясь суммой членов ряда с первой производной, получаем суммарную погрешность выходной величины прибора

$$\Delta\varphi_{\Sigma} = \varphi - \varphi_0 = \sum_{i=1}^n (\partial\varphi/\partial q_i) \Delta q_i + \Delta\varphi_m,$$

где  $\varphi_0$  — идеально точное значение выходной величины (отсутствуют первичные ошибки);  $\partial\varphi/\partial q_i$  — частная производная, передаточное отношение, через которое каждая первичная ошибка  $\Delta q_i$  действует на суммарную погрешность  $\Delta\varphi_{\Sigma}$  (коэффициент влияния);  $\Delta\varphi_m$  — методическая погрешность.

Иначе

$$\Delta\varphi_{\Sigma} = \sum_{i=1}^n \frac{\partial\varphi}{\partial q_i} \Delta q_i = \sum_{i=1}^n A_i \Delta q_i = \frac{\partial\varphi}{\partial q_1} \Delta q_1 + \frac{\partial\varphi}{\partial q_2} \Delta q_2 + \dots + \frac{\partial\varphi}{\partial q_n} \Delta q_n. \quad (13.11)$$

При  $\Delta\varphi_m = 0$  равенство (13.11) есть сумма произведений каждой  $i$ -й первичной ошибки на свое передаточное отношение, т. е. предельное значение суммарной погрешности. Однако пользоваться этой формулой в точных расчетах некорректно, так как результат расчета будет заведомо завышен и получим наибольшее и наименьшее значения суммарной погрешности без учета случайного характера распределения ошибок. Необходимо определять математическое ожидание суммарной погрешности  $M(\Delta\varphi_{\Sigma})$  (среднее значение суммарной погрешности) и ее дисперсию  $D(\Delta\varphi_{\Sigma})$  (среднее квадратическое отклонение  $\sigma_{\Delta\varphi_{\Sigma}}$ ).

В краткой форме записи  $M(\Delta\varphi_{\Sigma}) = \sum_{i=1}^n A_i M(\Delta q_i)$  — среднее значение положения центра рассеяния суммарной погрешности;

$$\sigma_{\Delta\varphi_{\Sigma}} = \sqrt{\sum_{i=1}^n \left(\frac{\partial\varphi}{\partial q_i}\right)^2 D_{\Delta q_i}} = \sqrt{\sum_{i=1}^n A_i^2 \sigma_{\Delta q_i}^2} \quad \text{— рассеяние суммарной}$$

погрешности по полю допуска.

Наибольшую трудность в данной методике расчета точности представляет отыскание частных производных  $A_i = \partial\varphi/\partial q_i$ . Имеется много способов определения передаточных отношений; важно то, что определение  $A_i = \partial\varphi/\partial q_i$  ведется особо для каждого конкретного случая. Наиболее просто определять  $A_i$ , когда имеется математическая формула явной функциональной зависимости выходной величины от параметров прибора. Как правило, в наших дальнейших рассуждениях этот случай и будет иметь место.

Чтобы связать суммарную погрешность  $\Delta\varphi_{\Sigma}$  с полем допуска  $2\delta_{\Sigma}$  и законами распределения первичных ошибок, Н. А. Бородачевым [14] предложено ввести следующие величины:  $\delta_{\Sigma}$  — половина поля

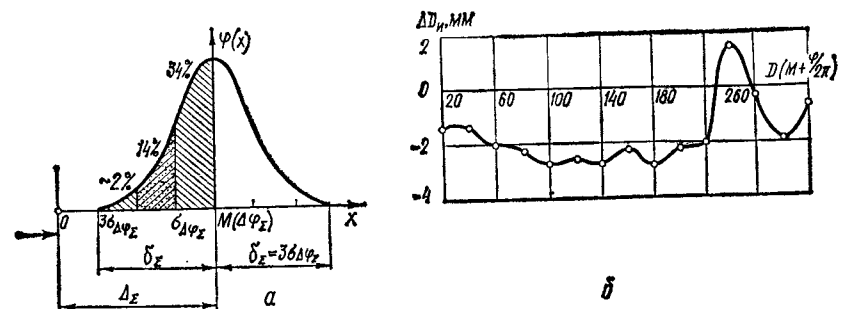


Рис. 13.12. Нормальный закон распределения суммарной погрешности  $\Delta\varphi_{\Sigma}$  (a) и погрешность измерения дальности  $\Delta D_n$  в пределах фазового цикла  $D [M + \varphi(2\pi)]$  (б)

допуска;  $\Delta_{\Sigma}$  — координата середины поля допуска;  $K_0 = 3\sigma_{\Delta\varphi_{\Sigma}}/\delta_{\Sigma}$  — коэффициент относительного рассеяния;  $\alpha_0$  — коэффициент относительной асимметрии каждого закона распределения.

Тогда получим формулы связи математического ожидания и среднего квадратического отклонения суммарной погрешности с полем допуска:

$$M(\Delta\varphi_{\Sigma}) = \Delta_{\Sigma} + \alpha_0 \delta_{\Sigma}; \quad \sigma_{\Delta\varphi_{\Sigma}} = K_0 \delta_{\Sigma}/3. \quad (13.12)$$

Окончательно суммарная погрешность определяется так:

$$\Delta\varphi_{\Sigma} = M(\Delta\varphi_{\Sigma}) \pm 3\sigma_{\Delta\varphi_{\Sigma}}. \quad (13.13)$$

В формулах (13.11) ... (13.13) без особой оговорки принято, что закон распределения суммарной погрешности в конечном итоге является нормальным (распределением Гаусса). Это соответствует истине, так как при наличии множества действующих первичных ошибок закон распределения суммарной погрешности  $\Delta\varphi_{\Sigma}$  в пределе стремится к нормальному (рис. 13.12, a).

**Пример.** Рассчитать математическое ожидание суммарной погрешности определения дальности до объекта  $M(\Delta\varphi_{\Sigma})$  импульсным дальнометром, если известны значения первичных ошибок  $\Delta q_i = 2\%$  и закон распределения их нормальный.

Определяя среднее значение суммарной погрешности

$$M(\Delta D_{\Sigma}) = \frac{\partial D}{\partial P_{нзл}} M(\Delta P_{нзл}) + \frac{\partial D}{\partial P_{пр}} M(\Delta P_{пр}) + \frac{\partial D}{\partial K_{\lambda}} M(\Delta K_{\lambda}) + \frac{\partial D}{\partial \tau_0} M(\Delta \tau_0) + \dots$$

и полагая  $\Delta q_i = \Delta P_{нзл} = \Delta P_{пр} \simeq K_{\lambda} = \Delta \tau_{оп} \simeq 2\%$ , находим  $M(\Delta D_{\Sigma}) \simeq 0,6...1$  м для диапазона изменения  $1 \leq D \leq 20$  км и частоты калибровочных импульсов 10 МГц.

Анализ показывает, что наибольшее влияние на суммарную погрешность  $\Delta D_{\Sigma}$  оказывает составляющая, связанная с ошибкой определения коэффициента ослабления  $K_{\lambda}$ , т. е.  $\frac{\partial D}{\partial K_{\lambda}} M(\Delta K_{\lambda})$ .

В фазовых дальнометрах погрешность определения дальности  $\Delta D \simeq \frac{c}{4\pi f_m} \Delta\Phi$ , где  $A_1 = \frac{c}{4\pi f_m}$  — передаточное отношение;  $\Delta\Phi$  —

первичная ошибка определения фазы. Эту погрешность можно уменьшить за счет увеличения частоты модуляции  $f_m$  или путем усовершенствования измерительного устройства. Например, повышение частоты модуляции до 50 МГц и применение счетно-импульсного фазоизмерительного устройства в светодальномере ГД-317М позволило уменьшить ошибку измерения  $\Delta D$  до  $\pm 3$  мм (рис. 13.12, б). Еще более высокая точность ( $\pm 0,1$  мм) достижима при измерении расстояния в несколько десятков метров дальномером с газовым лазером при частоте модуляции 2000 МГц.

Сравнительный анализ погрешностей импульсных и фазовых дальномеров показывает, что инструментальная погрешность импульсных дальномеров значительно больше фазовых и составляет не менее 0,5...1,5 м. Это обусловлено принципиально различными методами получения информации о дальности. В фазовых дальномерах обработка сигнала осуществляется перемножением принятого и опорного (эталонного) сигналов с последующим интегрированием результата. При этом ошибки, вызываемые нестабильностью фазы, исключаются, так как результаты отсчетов вычитаются при определении измеряемого расстояния и расстояния, соответствующего калибровочной дистанции дальномера. В импульсных дальномерах обработка информации производится средствами импульсной и цифровой техники, что не позволяет довести погрешность измерения временного интервала до уровня, меньшего 5...10 нс.

Погрешность измерения зависит в основном от того, насколько хорошо продумана методика измерений. Она оценивается при многочисленных измерениях одной и той же величины. Разброс результатов измерений характеризует случайные погрешности, которые появляются из-за непредсказуемых изменений величин в условиях измерений. Случайные погрешности вызываются механическими вибрациями, колебаниями излучения, температуры, напряжения, флуктуациями давления, влажности, освещения. Случайные погрешности измерения появляются также как результат приближенной оценки измерений и показаний приборов и т. п.

Если, например, для измерения дальности до объекта необходимо провести серию измерений, причем каждое измерение производится в реальных условиях со своими ошибками, то каждая первичная ошибка вносит свой вклад в погрешность окончательного результата. Допустим, что дальность  $D$  является функцией переменных  $x_1, x_2, x_3, \dots, x_n$ . Тогда для того чтобы выявить влияние различных источников ошибок на суммарную ошибку, удобно погрешность измерения представить относительной величиной

$$\frac{\Delta D_{\Sigma}}{D} = \frac{1}{D} \frac{\partial D}{\partial x_1} \Delta x_1 + \frac{1}{D} \frac{\partial D}{\partial x_2} \Delta x_2 + \dots + \frac{1}{D} \frac{\partial D}{\partial x_n} \Delta x_n. \quad (13.14)$$

Очень часто при измерениях важно знать среднее арифметическое результатов множества измерений  $\bar{D} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n D_i$ , где  $n$  — количество измерений. Очень полезно на практике знание среднего разброса результатов измерений, т. е. математического ожидания погрешности

среднего результата измерений, например той же дальности:

$$M(\Delta \bar{D}) = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (D_i - \bar{D}). \quad (13.15)$$

Другой важнейшей характеристикой точности измерений является дисперсия (усредненный квадрат средних разбросов результатов измерений):

$$D(\Delta \bar{D}) = \sigma_{\Delta \bar{D}}^2 = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (D_i - \bar{D})^2,$$

где  $\bar{D}$  — среднее арифметическое результатов множества измерений дальности. Очевидно, чем больше проведено измерений, тем точнее определяется среднее значение.

Анализируя нормальный закон распределения ошибок (см. рис. 13.12, а), замечаем, что в пределах одного среднего квадратического отклонения  $\pm \sigma_{\Delta \bar{D}}$  укладывается 68 % ошибок измерений, а в пределах  $\pm 2\sigma_{\Delta \bar{D}}$  — 96 %. Для нормального закона среднее квадратическое отклонение связано с математическим ожиданием погрешности довольно простой зависимостью

$$\sigma_{\Delta \bar{D}} = 1,25 M(\Delta \bar{D}). \quad (13.16)$$

Эта формула значительно экономит время при обработке результатов измерений, так как исключается необходимость вычисления квадратного корня из суммы квадратов.

## Глава 14. ЛАЗЕРНЫЕ ГИРОСКОПЫ

### 14.1. Принцип действия, состав и характеристики лазерного гироскопа

В лазерном гироскопе (ЛГ) носителем информации об угловой скорости относительно инерциального пространства является электромагнитное излучение, параметры которого изменяются в зависимости от вектора угловой скорости вращения (см. п. 10.1).

Принцип работы ЛГ можно описать следующим образом. В кольцевом резонаторе под воздействием накачки возбуждаются две электромагнитные волны с частотами  $\nu_1$  и  $\nu_2$ , распространяющиеся по замкнутому контуру в противоположных направлениях. Эти волны, интерферируя между собой, образуют стоячую волну с узлами и пучностями, так что суммарная амплитуда интенсивности электромагнитных колебаний либо максимальна, либо равна нулю. С помощью специального оптического смесителя — интерферометра и при нали-

чии внешнего возмущения в виде угловой скорости  $\vec{\Omega}(t)$ , которую нужно измерять, интерференционную картину можно зафиксировать [6].

Если кольцевой резонатор привести во вращение, то на основании эффекта Саньяка в смесителе-интерферометре и в оптически связанном с ним фотоприемнике выделяется сигнал разностной частоты  $F_p \sim (\nu_1 - \nu_2)$  — частота биений, по которой можно четко различить прохождение темносветлых полосок интерференционной картины от

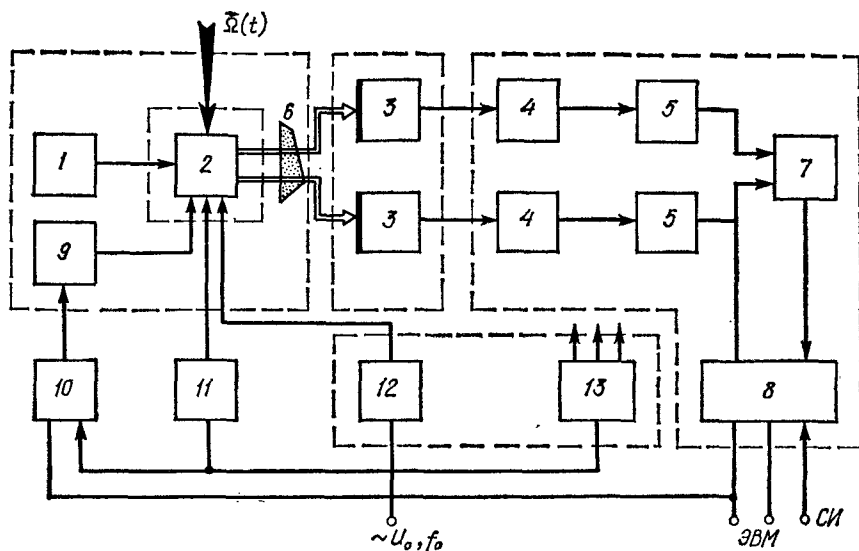


Рис. 14.1. Структурная схема ЛГ с синусоидальной «подставкой»:

1, 11 — системы стабилизации периметра резонатора и мощности соответственно; 2 — кольцевой лазер (квантовый чувствительный модуль); 3 — фотодиоды; 4 — усилители; 5 — формирователи; 6 — оптический смеситель; 7 — схема знака; 8 — реверсивный счетчик; 9 — система «подставки»; 10...13 — системы питания и поджига;  $\Omega(t)$  — входное воздействие (измеряемая угловая скорость);  $\Sigma$  — синхронимпульсы из ЭВМ

носителю фотоприемника. Чем быстрее вращается система в целом, тем чаще проходят темные полосы и тем выше частота выходного сигнала.

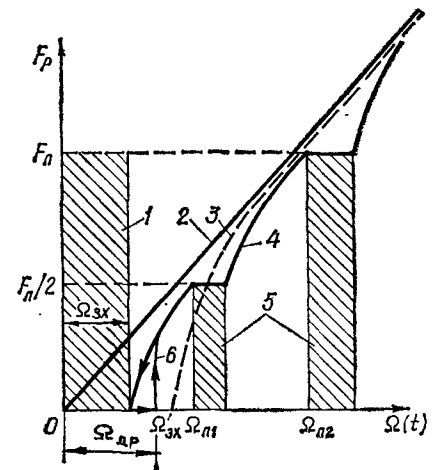
Таким образом, мерой угловой скорости  $\dot{\Omega}(t)$  служит сигнал разностной частоты  $F_p$ . Ток фотоприемника усиливается, формируется и преобразуется в электронном тракте в сигнал двоичного кода, который поступает в бортовую ЭВМ и далее, например в контур управления полетом летательного аппарата.

Лазерный гироскоп представляет собой многоконтурную взаимосвязанную систему автоматического регулирования, в которую помимо чувствительного модуля (кольцевого лазера) введен целый ряд систем: стабилизации мощности, магнитного поля, частоты, регулировки периметра резонатора. Для создания смещения по частоте, увеличения точности ЛГ и определения знака вводят систему частотной «подставки» и систему обработки информации (рис. 14.1). Стабилизация устройства основана на методах, обеспечивающих защиту резонатора, цепей питания и выходного сигнала от действия внешних и внутренних электрических и магнитных полей. Используют и другой метод стабилизации — введение экстремальных адаптивных систем.

Если сформулировать кратко, то ЛГ является квантовый прибор, основанный на физическом эффекте Саньяка и измеряющий угловую скорость объекта в инерциальном пространстве. Он представляет собой последовательно включенные преобразователи энергии: кольцевой лазер — квантовый чувствительный модуль механического воздействия; оптические, фотоэлектрические и электронные измерительные преобразователи механических, оптических и электрических сигналов.

Рис. 14.2. К рассмотрению выходной характеристики ЛГ:

1 — зона захвата; 2 — идеальная характеристика; 3 — аппроксимация характеристики; 4 — реальная характеристика с частотной «подставкой»; 5 — дополнительные зоны захвата с частотой переключения «подставки»  $f_n$ ; 6 — гистерезис характеристики;  $\Omega_{др}$  — дрейф начала отсчета



Рассмотрим основные характеристики ЛГ (см. п. 10.2).

При измерении угловой скорости частота биений изменяется приблизительно по линейному закону, называемому *выходной характеристикой* кольцевого лазера (рис. 14.2), т. е.

$$F_p = K_{вх0} \sqrt{\Omega^2(t) - \Omega_{зх}^2}. \quad (14.1)$$

Константа гироскопа (масштабный коэффициент)  $K_{вх0} = 4S/(\lambda_0 L)$  определяется конструктивными параметрами конкретного типа ЛГ и нелинейностью выходной характеристики  $h_0 = \Delta K_{вх}/K_{вх0}$ .

Относительная нестабильность частоты излучения  $S_v = \sigma[v(t)]/v_0$  — отношение среднего квадратического отклонения частоты лазерного излучения  $\sigma v(t)$  к среднему значению частоты  $v_0$  за определенный интервал времени измерения  $T_{изм}$ .

Дрейф нуля отсчета выходной величины ЛГ с «подставкой» в единицу времени при отсутствии измеряемой угловой скорости  $\Omega(t) = 0$ . Обозначается дрейф нуля  $F_{др}$  либо  $\Omega_{др}$  в пересчете на угловые скорости. Это случайная величина, зависящая от нестабильностей внутренних и внешних воздействий. Типичное значение  $\Omega_{др} \sim 0,3...3^\circ/\text{ч}$  [6].

Чувствительность — минимальный выходной сигнал, соответствующий наименьшему значению измеряемой угловой скорости  $\Omega_{мин} = F_p/K_{вх0}$ . Теоретический предел чувствительности ЛГ ограничен спонтанным излучением активной среды. Каждый спонтанно излученный фотон, имея энергию  $h\nu$ , взаимодействует с электромагнитной энергией внутри резонатора и это взаимодействие является причиной амплитудных и фазовых флуктуаций. Флуктуации носят случайный характер, что в совокупности приводит к уширению спектральной линии излучения лазера, энергия одной моды которого примерно составляет  $\sim 0,2h\nu$  Дж.

Для типичных условий спонтанное излучение фотонов происходит через  $\tau \sim 10^{-18}$  с, и каждое такое излучение создает флуктуацию фазы  $\Delta\varphi \sim 10^{-18}$  рад, что в конечном итоге составляет ширину естественной линии генерации лазера

$$\Delta\nu_N = \frac{\Delta\varphi}{\tau} = \frac{1}{2\pi} \frac{10^{-18}}{10^{-18}} \sim 0,1 \text{ Гц}.$$

Точность измерения определяется минимальным значением фазы, которое может быть еще измерено электронными методами. Если принять, что разностной частоте 1 Гц соответствует скорость вращения кольцевого лазера  $5 \cdot 10^{-6}$  рад/с, то теоретический предел измерения угловой скорости с помощью ЛГ оказывается равным  $5 \cdot 10^{-9}$  рад/с. В действительности же предел измерения  $\Omega(t)$  ограничен областью захвата либо (при наличии элемента разноса частот) нестабильностью частотной «подставки» и дрейфом нуля отсчета  $F_{др}$  из-за нестабильностей разрядного тока резонатора и т. д.

Относительная чувствительность ЛГ определяется дифференцированием основного уравнения кольцевого лазера

$$dF_p/d\Omega(t) = 4S/(\lambda_0 L) = K_{вх0},$$

т. е. константой ЛГ.

Для квадратного резонатора со стороной  $l$  имеем:

$$S = l^2; L = 4l; 4S/(\lambda_0 L) = l/\lambda_0.$$

Отсюда следует, что относительная чувствительность ЛГ растет с увеличением его линейных размеров. Например, для четырехзеркального гелий-неонового кольцевого лазера со стороной  $l = 10$  см, работающего на волне  $\lambda_0 \sim 0,632$  мкм [6],

$$K_{вх0} = \frac{dF_p}{d\Omega(t)} = \frac{10}{0,63 \cdot 10^{-4}} = 1,58 \cdot 10^5.$$

Ток на выходе приемника излучения имеет форму, близкую к синусоидальной; поэтому значение  $\Omega(t)$  можно получить в цифровой форме. Для этого выходной сигнал ограничивается, дифференцируется и подсчитывается число импульсов. Цифровой индикатор измеряет наименьшее изменение частоты (при интервале отсчета 1 с)  $(dF_p)_{\min} = \pm 0,5$  Гц. Этой разностной частоте соответствует изменение скорости

$$d\Omega(t)_{\min} = 1/(2K_{вх0}).$$

Величина  $d\Omega(t)_{\min}$  представляет собой теоретическую разрешающую способность, или чувствительность ЛГ по угловой скорости  $\Omega(t)$ . Для разобранного примера  $K_{вх0} = 1,58 \cdot 10^5$ ; следовательно,

$$d\Omega(t)_{\min} = \frac{1}{2 \cdot 1,58 \cdot 10^5} \approx 3,1 \cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1}.$$

**Динамическим диапазоном** является разность предельных значений разностной частоты  $F_{p \min}$  и  $F_{p \max}$ , соответствующая минимальным и максимальным значениям измеряемых угловых скоростей:

$$\Omega_{\min} \leq \Omega(t) \leq \Omega_{\max}.$$

Нижний предел измерения  $\Omega_{\min}$  ограничен чувствительностью ЛГ, а верхний предел  $\Omega_{\max}$  — практически полосой пропускания фотодиода и всего усилительного тракта электронной схемы. В современных конструкциях ЛГ он составляет  $\sim 10$  МГц. Фактически динамический диапазон измеряемых величин

$$\Omega_{\max} - \Omega_{\min} \leq \frac{\lambda_0 L}{4S} (F_{p \max} - F_{p \min}).$$

**Точность** ЛГ определяется математическим ожиданием суммарной погрешности разностной частоты  $M(\Delta F_{p\Sigma})$  и средним квадратическим отклонением  $\sigma_{F_p}$  от математического ожидания разностной частоты  $M(\Delta F_{p\Sigma})$  (см. п. 13.6).

Типичный гироскоп, созданный на основе функциональной схемы, показанной на рис. 14.3, имеет следующие параметры:  $L = 45$  см;

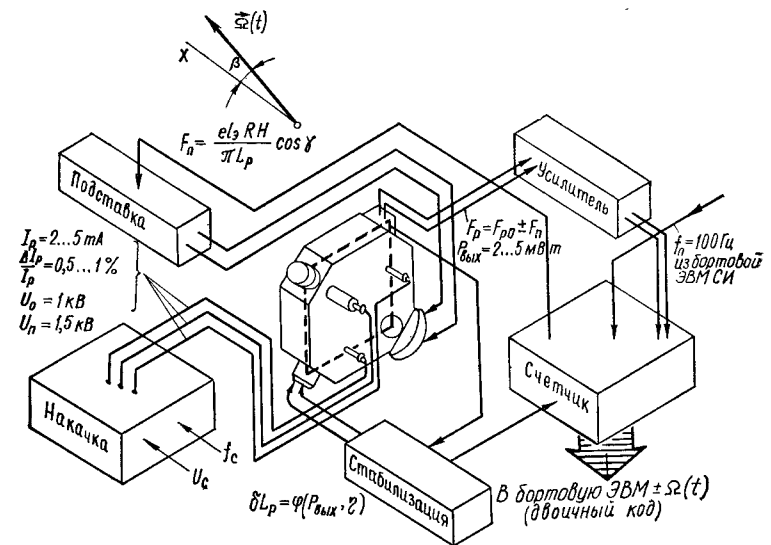


Рис. 14.3. Функциональная схема одноканального ЛГ:

$\beta$  — угол отклонения вектора  $\vec{\Omega}(t)$ ;  $x$  — ось отсчета координат

$\lambda_0 = 0,6328$  мкм;  $p_{He}/p_{Ne} = 5 : 1$ ;  $p_{He-Ne} = 600$  Па;  $I_p \sim 30$  мА;  $\eta = 0,25$ ;  $\Delta v_N/\Delta v_D \sim 0,1$ ;  $F_{p,ф} = 50$  Гц при изменении угловой скорости в диапазоне  $5 \cdot 10^{-7}$  рад/с  $\leq \Omega(t) \leq 2$  рад/с с погрешностью  $\Delta\Omega(t) \leq 5 \cdot 10^{-7}$  рад/с. ЛГ обеспечивает необходимую относительную нестабильность частоты лазерного излучения  $S_v \leq 0,5 \cdot 10^{-5}$  Гц в течение 30 с; нестабильность коэффициента усиления  $\Delta G \leq 3 \cdot 10^{-5}$  и нестабильность разрядного тока  $\Delta I_p \leq 5 \cdot 10^{-3}$  [6].

## 14.2. Нестабильность разностной частоты

При разработке кольцевого лазера имеется ряд специфических трудностей, связанных, например, с зависимостью разностной частоты от изменения геометрических размеров резонатора. Он очень чувствителен к вибрации и температурным колебаниям внешней среды, которые приводят к расстройке резонатора, что в конечном счете искажает и даже подавляет полезный сигнал на выходе ЛГ. Перечислим внешние и внутренние возмущения и определим степень их воздействия на те или иные параметры лазера.

К первой группе возмущений относятся вибрации, удары, флуктуации температуры, давления и влажности, т. е. так называемые в практике приборостроения **механические** и **климатические** возмущения. Они ухудшают добротность резонатора  $Q$ , изменяют его оптическую длину ( $l, n, i$ ), создают разносторонность резонатора для встречных излучений ( $\Delta Q_{1,2}$ ), изменяя тем самым настройку частоты.

Ко второй группе возмущений относят внешние и внутренние магнитные и электрические поля. Эти возмущения воздействуют на стабильность разностной частоты, создают разносторонность гене-

рационных каналов, а также изменяют нестабильность частоты излучения  $S_v$ . Кроме того, уменьшение коэффициента отражения зеркал, нарушение герметичности кювета, старение элементов генерационного канала, изменение разрядного тока приводят к флуктуациям выходной мощности  $\Delta P_{\text{вых}}$ , увеличению параметров обратного рассеяния  $\Delta r_{1,2}$  и  $\Delta \psi_{1,2}$ , изменению оптического пути  $\Delta(l_{in})$  и потерь в резонаторе  $\Delta \beta_{1,2}$ . В результате этого в кольцевом лазере имеется несколько перекрестных связей, влияние которых на выходную характеристику лазера различно. Поэтому попытка регулирования одного параметра приводит к изменению других, которые, казалось бы, должны стабилизироваться автономно.

Выяснению степени взаимного влияния этих связей было посвящено много исследований. Однако этот вопрос по-прежнему требует пристального внимания. Трудность одновременной комплексной стабилизации всех изменяющихся во времени параметров состоит в том, что они определяются не только конструктивными особенностями, но и целым рядом быстро изменяющихся физических процессов, и прежде всего, изменением входного воздействия  $\Omega(t)$ . Автоматическая система самонастройки должна быть и быстродействующей, и инвариантной, т. е. при регулировании какого-либо выбранного параметра остальные должны находиться в заданных пределах.

Выясним некоторые причины флуктуации параметров кольцевого лазера. Тепловое расширение резонатора является основной причиной изменения оптической длины  $\Delta(l_{in})$ . Изменение температурного режима работы кольцевого лазера приводит к увеличению или уменьшению длины периметра  $\delta L$ . Так, при изменении температуры кварцевого резонатора (коэффициент линейного расширения  $\alpha_t = 5 \cdot 10^{-7} \text{ K}^{-1}$ ) на  $4^\circ \text{C}$  его периметр, равный 40 см, изменится на 0,8 мкм, что больше длины волны генерируемого излучения.

Изменение периметра оказывает двойное влияние на работу кольцевого лазера. Во-первых, изменяется стабильность разностной частоты, возникает генерация на новой резонансной частоте. Во-вторых, меняется сама разностная частота, в особенности это наблюдается при работе ЛГ на больших угловых скоростях. Например, при изменении периметра контура резонатора на  $\delta L$  разностная частота

$$F_{\text{рт}} = [K_{\text{вх}0} \pm \Delta K_{\text{вх}}(T)] \Omega(t) \cos \beta,$$

т. е. крутизна выходной характеристики  $K_{\text{вх}0}$  в зависимости от температуры получит приращение  $\Delta K_{\text{вх}}(T) = \pm \frac{4(S + \Delta S)}{\lambda_0 \delta L}$ , а величина

$\Delta F_{\text{рт}} = \frac{4S\Omega(t)}{\lambda_0 \delta L} \cos \beta$  явится погрешностью разностной частоты при измерении угловой скорости. При нагреве моноблочного резонатора до температуры  $T = 50^\circ \text{C}$  и вращении его с угловой скоростью  $\Omega(t) = 2 \text{ рад/с}$  к выходной величине  $F_p \sim 320 \text{ кГц}$  прибавляется погрешность  $\Delta F_{\text{рт}} \sim 8 \text{ Гц}$ . Это будет справедливо, если не учитывать сдвига частоты излучения из-за нагрева активной среды.

Оптическая длина резонатора в значительной степени зависит также от изменения разрядного тока  $\Delta I_p$ , так как показатель преломления плазмы  $n_r$  зависит от концентрации электронов в газовой смеси.

Смещение резонансной частоты спектральной линии атомного перехода  $\Delta \nu_0$  вызывается не только расстройкой резонатора из-за изменения оптической длины, но и взаимным соударением частиц активной среды. При этом смещается фаза частотного перехода  $\Delta \varphi_r = \Delta \nu_0 t_c$ , где  $t_c$  — среднее время между столкновениями, с. Смещение  $\Delta \nu_0$  зависит также от температуры и давления газовой смеси в кювете. Например, при соотношении парциальных давлений  $p_{\text{He}}/p_{\text{Ne}} = 10:1$   $\Delta \nu_0 = 20 \dots 5 \text{ МГц/Па}$ .

Если наблюдается нестабильность тока разряда газовой смеси  $\Delta I_p$ , то вследствие эффекта Лэнгмюра [25] возникает и нестабильность разностной частоты. Ослабления этого эффекта можно добиться балансировкой токов в плечах резонатора лазера либо питая его высокочастотным полем. Дальнейшее совершенствование ЛГ должно идти по пути стабилизации его параметров, что практически можно осуществить, совершенствуя принципиальную схему, конструкцию и технологию изготовления как отдельных систем, так и прибора в целом.

Известные методы стабилизации параметров ЛГ можно разделить на *пассивные* и *активные*. К первым относятся методы, включающие в себя тщательную защиту резонатора, цепей питания и выходных цепей от действия внешних и внутренних электрических и магнитных полей. Это инженерная проблема и на практике она решается корректной разработкой конструкции и прецизионной технологией изготовления ЛГ. К активным методам стабилизации нужно отнести создание экстремальных адаптивных систем, которые при использовании экстремума или провала Лэмба — Беннета на кривой усиления автоматически стабилизируют бы расстройку частоты и мощность накачки активной среды, т. е. практически все флуктуирующие в реальных условиях работы параметры кольцевого лазера ( $\nu_0$ ,  $\eta$ ,  $L$ ,  $Q$ ,  $G$ ) (см. п. 10.4).

При разработке активных систем стабилизации предусматривается одновременное введение пассивной стабилизации параметров (подбор геометрии и материала резонатора среды и зеркал, селекция мод и т. д.), что частично обеспечивает одномодовый режим генерации кольцевого лазера. В этом и заключается комплексный характер решения рассматриваемой проблемы.

Регулируемым звеном автоматических систем управления является приращение периметра резонатора  $\delta L$  и изменение тока разряда  $\Delta I_p$ . Для этого, например, используется зависимость выходной мощности от расстройки резонатора  $P_{\text{вых}}(\eta)$  по отношению к резонансной частоте спектральной линии  $\nu_0$ . Для самонастройки одно из зеркал резонаторов делается подвижным (укрепляется на специальном основании из пьезокерамики или магнитного сплава). Сигнал, который управляет положением зеркала, зависит от отклонения его от резонансного значения и уменьшает расстройку. Таким способом погрешность настройки может быть сведена к минимальному значению.

### 14.3. Оптические схемы интерференционных смесителей излучения

Для выделения сигнала разностной частоты встречные излучения, выходящие через один из отражательных элементов кольцевого резонатора, совмещают в специальном оптическом устройстве. Из объяснения принципа работы ЛГ следует, что небольшая доля энергии встречных колебаний, несущая информацию о наличии  $\Omega(t)$ , интерферирует на рабочей грани оптического смесителя. Для осуществления интерференции встречных излучений применяют различные схемы оптических смесителей. Одни из них нашли серийное воплощение, другие применяются в экспериментальных исследованиях ЛГ.

Обычно используют три типа схем смесителей: *зеркальные, призмные и голографические* (рис. 14.4). Отметим, что для моноблочной конструкции резонатора ЛГ по точности совмещения излучения наиболее предпочтительной является призмная схема. Для пространственной селекции интерференционной картины и определения знака угловой скорости  $\Omega(t)$  перед смесителем устанавливают диафрагмы различной формы. Например, в датчиках перемещений и в ЛГ применяются оптически несимметричные диафрагмы [6].

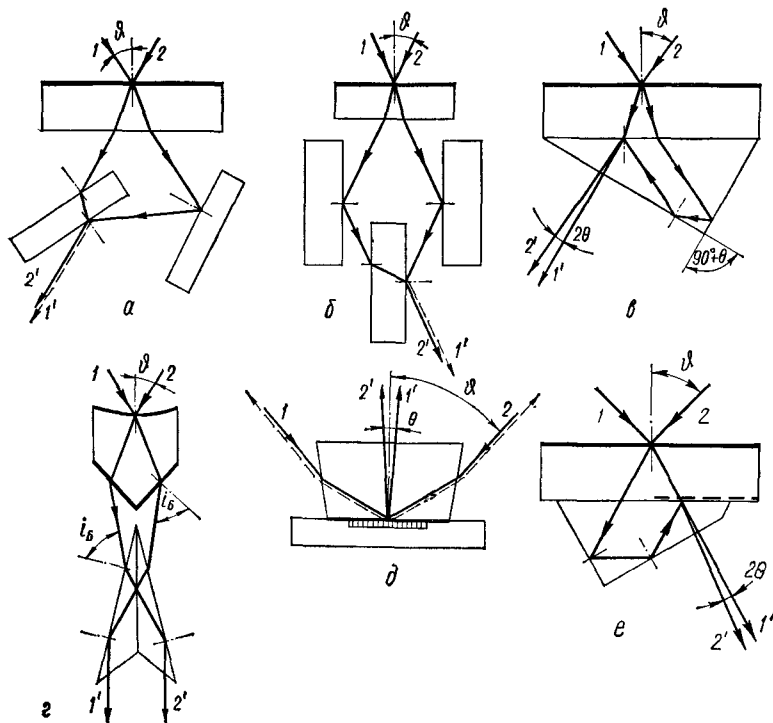


Рис. 14.4. Оптические схемы трехзеркального (а), четырехзеркального (б) призмных (в, е), комбинированного (с) и голографического (д) интерференционных смесителей встречных излучений:

$\delta$  — угол Брюстера;  $2\theta$  — угол между выходными лучами

Колебания температуры приводят к изменению линейных размеров оптического смесителя встречных волн, что вызывает нестабильность угла совмещения лучей. Нестабильность призмного смесителя вызывает также зависимость показателя преломления материала призмы от температуры. Среднее значение (математическое ожидание) температурной погрешности совмещения лучей с помощью призмного смесителя можно представить в виде

$$\bar{\Delta}_{\text{пр}}(T) = \frac{\partial \Delta_{\text{пр}}(T)}{\partial l_{\text{пр}}} \bar{\Delta} l_{\text{пр}} + \frac{\partial \Delta_{\text{пр}}(T)}{\partial n} \bar{\Delta} n, \quad (14.2)$$

где  $\bar{\Delta} l_{\text{пр}}$  — среднее значение изменения линейных размеров призмы;  $\bar{\Delta} n$  — среднее значение изменения показателя преломления. Если принять  $\bar{\Delta} l_{\text{пр}} \sim \bar{\Delta} n$ , то  $\bar{\Delta}_{\text{пр}}(T) = 2 \frac{\partial \Delta_{\text{пр}}(T)}{\partial n} \Delta n$ , или

$$\bar{\Delta}_{\text{пр}}(T) = \frac{2 \sin \vartheta}{n \sqrt{n^2 - \sin^2 \vartheta}} \Delta n,$$

где  $\partial \Delta_{\text{пр}}(T)/\partial n \approx \sin \vartheta / (n \sqrt{n^2 - \sin^2 \vartheta})$  — передаточное отношение действия первичной ошибки  $\Delta n$  на суммарную погрешность  $\bar{\Delta}_{\text{пр}}(T)$ ;  $\vartheta$  — угол падения лучей;  $\Delta n = \bar{\Delta} n \Delta T$  — изменение показателя преломления при изменении температуры;  $\Delta T$  — диапазон изменения температуры, °C. При  $\vartheta = 45^\circ$ ,  $n = 1,5$   $\Delta n = 2,6 \cdot 10^{-6}$  для кварцевого стекла марки К-8  $\Delta T = 40^\circ \text{C}$ ,  $\Delta_{\text{пр}}(T) = 15''$ .

Температурная погрешность совмещения лучей для голографического смесителя

$$\delta_{\text{г.с}}(T) = 2\alpha_{\text{т}} \Delta T \operatorname{tg} \vartheta,$$

где  $\alpha_{\text{т}}$  — коэффициент линейного расширения материала подложки. При  $\vartheta = 45^\circ$ ,  $\Delta T = 40^\circ \text{C}$  и  $\alpha_{\text{т}} = 5 \cdot 10^{-7}$  (для кварцевого стекла марки К-8)  $\delta_{\text{г.с}}(T) \sim 5''$ .

Голографический смеситель имеет потенциально большую точность совмещения встречных излучений. Если угол при вершине призмы равен  $\pi/2$ , то лучи образуют интерференционную картину с четко выраженными полосами, по направлению и скорости смещения которых можно судить о знаке и значении угловой скорости. Покажем, что параллельность интерферирующих лучей на выходе смесителя является необходимым, но не достаточным условием для получения максимального сигнала разностной частоты и достоверных данных о значении и знаке входного воздействия.

При интерференции смещение двух оптических колебаний происходит в условиях, когда ширина луча много больше длины волны. В связи с этим взаимное расположение фронтов смешиваемых излучений, наклон поверхности рабочей грани оптического смесителя и искажения фазовых фронтов оказывают существенное влияние на операцию преобразования частоты. Если на оптический смеситель падают два излучения, то комплексная амплитуда напряженности электрического поля суммарной световой волны в рабочей плоскости смесителя

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = E_{01} \cos(\omega_1 t + \varphi_1) + E_{02} \cos(\omega_2 t + \varphi_2),$$



где  $E_{01}$ ,  $E_{02}$  — амплитуды интерферируемых волн;  $\omega_1$ ,  $\omega_2$  — частоты встречных излучений;  $\varphi_1$ ,  $\varphi_2$  — их фазы.

При смещении монохроматических волн, а мы ограничиваем рассмотрение интерференцией излучения от когерентных непрерывно излучающих источников, среднее значение интенсивности излучения  $\overline{I(t)_{\text{ср}}}$  определяется квадратом модуля комплексной амплитуды поля суммарной световой волны  $\overline{I(t)_{\text{ср}}} \rightarrow |E(t)|^2$  (см. п. 3.3).

Удельный ток квадратичного фотоприемника, отнесенный к единице площади фотокатода, является функцией средней интенсивности:

$$i_{\text{фп}} = i_{\text{т}} + \varepsilon_{\lambda} \overline{I(t)_{\text{ср}}},$$

где  $i_{\text{т}}$  — темновой ток фотокатода;  $\varepsilon_{\lambda}$  — спектральная чувствительность фотодиода.

Интегрируя  $i_{\text{фп}}$  в пределах площади фотокатода  $A$ , получаем суммарный ток со всей площади фотокатода

$$i_{\text{фп}\Sigma} = \varepsilon_{\lambda} A E_{01} E_{02} \cos[(\omega_1 - \omega_2)t + (\varphi_1 + \varphi_2)].$$

Рассматривая общий случай падения встречных излучений на рабочую поверхность оптического смесителя под произвольными углами  $\vartheta_1$  и  $\vartheta_2$ , можно установить следующую зависимость суммарного тока фотодиода:

$$i_{\text{фп}\Sigma} = \varepsilon_{\lambda} A E_{01} E_{02} \frac{\sin[a(\omega_1 \sin \vartheta_1 - \omega_2 \sin \vartheta_2)/c]}{a(\omega_1 \sin \vartheta_1 - \omega_2 \sin \vartheta_2)/c} \cos[(\omega_1 - \omega_2)t + (\varphi_1 - \varphi_2)],$$

где  $a$  — линейный размер рабочей плоскости оптического смесителя, см.

Анализ этой зависимости показывает, что незначительная непараллельность излучений приводит к уменьшению полезной составляющей тока фотодиода. Действительно, при  $\vartheta_1 = 0$ ,  $\sin \vartheta_2 \leq 1$ ,  $\omega_1 = \omega_2$  и  $\varphi_1 = \varphi_2$

$$i_{\text{фп}\Sigma} \simeq \varepsilon_{\lambda} A E_{01} E_{02} \frac{\sin(a\omega_2 \vartheta_2/c)}{a\omega_2 \vartheta_2/c}.$$

Для  $a = 0,2$  см,  $\omega_2 = 10^{15}$  с $^{-1}$  допустимый угол непараллельности составит около  $10''$ . Таким образом, чтобы получить максимальный сигнал разностной частоты, необходимо стремиться к нормальному падению интерферирующих излучений на плоскость оптического смесителя.

Расстояние между соседними интерферирующими максимумами можно определить, рассматривая структуру интерференционной картины, образующейся при падении достаточно плоских фронтов двух встречных излучений на поверхность оптического смесителя с показателем преломления  $n$ . Из  $\triangle ABC$  (рис. 14.5, а) находим расстояние между двумя соседними максимумами

$$\Lambda = \frac{\lambda_0}{2n\theta} \sin \vartheta, \quad (14.3)$$

где  $\theta$  — отклонение угла при вершине призмы от  $90^\circ$ .

Число максимумов, приходящихся на диаметр  $a$  рабочей поверхности смесителя,  $N_{\text{max}} = a/\Lambda$ . Расчетные значения периода интер-

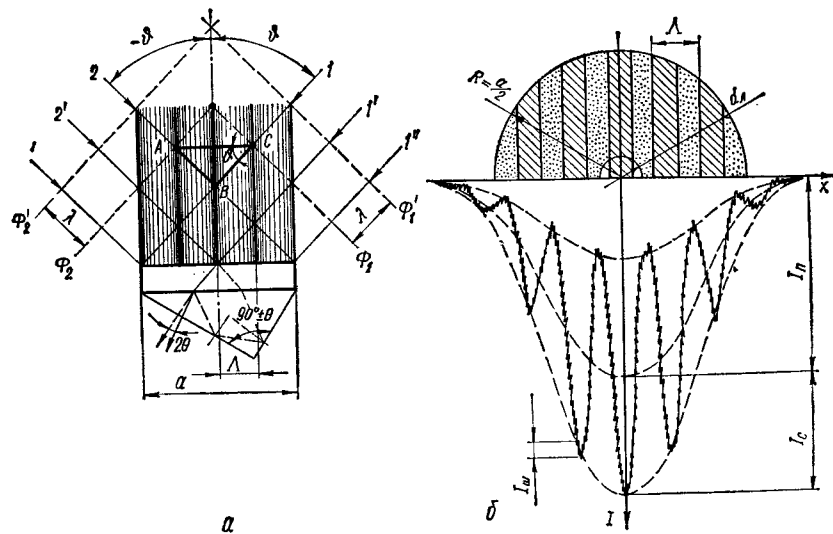


Рис. 14.5. Интерференционная картина, образующаяся при отражении двух встречных волн от поверхности оптического смесителя лазерного гироскопа, (а) и распределение интенсивности света на выходе оптического смесителя (б):

а:  $\Phi_1$ ,  $\Phi_1'$ ,  $\Phi_2$ ,  $\Phi_2'$  — волновые фронты встречных излучений;  $ABC$  — треугольник, определяющий расстояние между двумя соседними интерференционными максимумами;  $I$ ,  $I'$ ,  $I''$ , ... — 2, 2', 2'', ...;  $\theta$  — углы падения встречных излучений; б:  $d_{\text{л}}$  — диаметр луча;  $R$  — радиус диафрагмы;  $I_{\text{п}}$  — максимальная интенсивность постоянной составляющей в центре интерференционной картины;  $I_0$  — амплитудное значение интенсивности сигнала разностной частоты;  $I_{\text{ш}}$  — интенсивность шумов

ференционной картины, например для  $n = 1$ ,  $2\theta = 0,25$ ;  $0,5$ ;  $2'$  и  $\lambda_0 = 0,63$  мкм, составляют  $\Lambda = 1,06$ ;  $0,63$  и  $0,13$  мм соответственно,  $a \sim 2R$ .

Таким образом, при наклонном падении встречных излучений на оптический смеситель образуется последовательность максимумов и минимумов интерференционной картины (рис. 14.5, б), которая перемещается по этой плоскости в зависимости от значения и направления входной информации — измеряемой угловой скорости  $\Omega(t)$ . Чтобы зарегистрировать интерференционную картину, нужно иметь приемник излучения с разрешающей способностью, обеспечивающей регистрацию необходимого количества линий на единицу диаметра рабочей поверхности фотокатода.

Для определения направления движения интерференционных полос обычно применяют два фотодиода, световые апертуры которых сдвинуты на четверть периода полос относительно друг друга ( $\Lambda/4$ ). При одном фотодиоде используют фигурную диафрагму со специальной логической схемой распознавания знака. Однако такие устройства имеют существенный недостаток. В них направление перемещения может быть зафиксировано только тогда, когда интерференционная картина сместится не менее чем на  $\Lambda/4$ , что приводит к значительным погрешностям измерения. Можно использовать устройство съема информации, уменьшающее эту погрешность до сотых долей интерференционного периода [6].

#### 14.4. Конструкция лазерного гироскопа

В последние годы усилия разработчиков были направлены на создание жесткой, малогабаритной и монолитной конструкции кольцевого резонатора ЛГ. В современных конструкциях ЛГ применяют как *треугольные, четырехугольные, моноблочные*, так и *волоконно-оптические* кольцевые резонаторы.

Моноблочные резонаторы изготавливают из материалов, коэффициент линейного расширения которых мал: это инвар, плавленный кварц, ситалл и констасил, что частично решает проблему стабилизации параметров (в частности, выходной характеристики). Это достигается также одномодовым режимом работы и автоматической стабилизацией мощности и частоты излучения кольцевого лазера. Датчики угловых скоростей, устанавливаемые на летательных аппаратах, должны быть компактными с отношением массы к объему  $\sim 1 \text{ кг/дм}^3$ . Надежность такой конструкции должна гарантировать срок службы 5000...14 000 ч и срок хранения примерно 14 лет [6, 21].

В одной из последних конструкций одностепенного ЛГ вместо отдельных трубок и зеркал используется заготовка из высококачественного плавленного кварца, в которой выточены отверстия и полости для генерационных каналов и имеются два анода, катод, а также отверстия для заполнения смесью газов (рис. 14.6). Во внутренней полости блока создается вакуум до  $1,33 \cdot 10^{-2}$  Па, затем полость заполняется смесью изотопов  $\text{He}^3$  —  $\text{Ne}^{20}$ ,  $\text{Ne}^{22}$  в объемном соотношении 10 : 1 при давлении 666,5 Па. Между катодом и анодами прикладывают напряжение порядка 1 кВ и импульс поджига около 1,5 кВ.

Основой ЛГ является моноблочный кольцевой резонатор, для поддержания устойчивости работы которого необходимо точно, в пределах  $\delta L = \alpha_p \Delta T$  соблюдать длину периметра. Поэтому, чтобы улучшить динамические характеристики системы, в целях устранения влияния механических и температурных колебаний длину периметра резонатора стабилизируют путем автоматической подстройки.

Кварцевый или ситалловый моноблок представляет собой призму, в основании которой лежит усеченный по углам квадрат со стороной, равной 13 см (см. рис. 14.6). Высота моноблока не превышает 3,5 см. В моноблоке под прямым углом просверлены четыре канала диаметром 0,25 см и

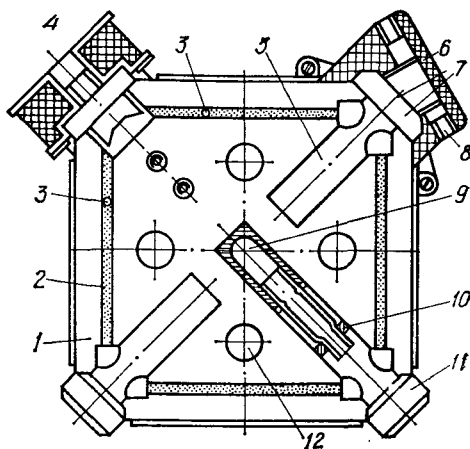


Рис. 14.6. Схема конструкции моноблочного ЛГ:

1 — кварцевый моноблок; 2 — газоразрядные каналы; 3 — аноды; 4 — элемент разности частот; 5 — резервуар для газовой (гелий-неоновой) активной среды; 6 — призматический оптический смеситель; 7 — выходное зеркало; 8 — фотодиоды; 9 — холодный катод; 10 — геттер; 11 — зеркало; 12 — отверстия для крепления

длиной до 10 см каждый. Эти четыре отверстия образуют генерационный канал — квадратный световод с круглым сечением, который одновременно является и единой газоразрядной трубкой, наполненной смесью изотопов  $\text{He}^3$  и  $\text{Ne}^{20}$ ,  $\text{Ne}^{22}$ . В трех углах четырехгранника закреплены зеркала с диэлектрическими покрытиями для отражения встречных волн вынужденного излучения. В четвертом углу в целях устранения явления захвата установлен элемент смещения частот специальной конструкции на основе магнитооптического эффекта Фарадея (см. п. 10.4).

Моноблок является также силовой деталью прибора, на нем крепятся все элементы конструкции: ячейка Фарадея; зеркала; оптический смеситель с фотодиодами; усилитель-формирователь; балансирующие резисторы схемы накачки; электроды поджига и накачки. Для устранения взаимного электрического влияния балансирующие резисторы, электроды поджига и накачки устанавливаются на изолирующей плате, которая крепится к моноблоку. Аноды накачки в целях уменьшения разрушающего действия плазмы и загрязнения каналов изготавливают из химически чистого молибдена или никеля. Для их установки в моноблоке просверлены перпендикулярно к плоскости контура два отверстия диаметром 0,25 см с таким расчетом, чтобы аноды после сборки касались газоразрядной трубки. Отрицательным электродом накачки служит холодный катод. Для его установки в моноблоке сверлится отверстие диаметром 1,2 см. Алюминиевые катоды соответствующих размеров дают возможность получать генерацию в течение 8000 ч в гелий-неоновом лазере в одномодовом режиме с длиной волны 0,6328 мкм при объеме газоразрядной трубки около 50 см<sup>3</sup>. Эти катоды просты, прочны и для получения тока эмиссии 5 мА потребляют мощность около 0,5 Вт.

Форма холодных катодов — полые цилиндры и колпачки, материал — химически чистые алюминий, бериллий, железо и малоуглеродистая сталь вакуумной плавки. Катоды вытачивают с использованием стерильного инструмента и дистиллированной воды. После обработки резанием их промывают в спирте, затем обжигают и обезгаживают в вакуумной печи. Обработка считается оконченной, если катод, будучи разогретым почти до температуры плавления, длительное время не газит, т. е. вакуум в системе поддерживается на уровне  $10^{-4}$ ... $10^{-5}$  Па. Например, алюминиевые катоды прогревают до температуры 100 °С. После термообработки образцы окисляют в кислороде. Окисление химически чистых поверхностей металлов в среде водорода, азота или окиси углерода приводит к увеличению работы выхода металла.

В центре моноблока имеется цилиндрическая полость, сообщающаяся с генерационным каналом для создания резерва активной среды, в данном случае газов  $\text{He}$ ,  $\text{Ne}$ . В этой полости размещается катод, разрядный ток которого служит для возбуждения газовой смеси. Генерационные каналы моноблока сходятся в точках пересечения осей отверстий, высверленных в моноблоке под углом 90° таким образом, чтобы образовать внутри его замкнутый контур. На пересечениях каналов в углах призмы моноблока по способу «глубокого оптического контакта» прикреплены зеркала.

Зеркала пристыковываются к поверхностям моноблока за счет сил молекулярного сцепления. Для этого контактные поверхности шлифуют и полируют до состояния шероховатости  $Rz\ 0,025$ . Поверхность одного полупрозрачного зеркала сферическая; перемещая это зеркало, резонатор настраивают во время сборки прибора так, чтобы излучение, проходящее через него в оптический смеситель, попадало на фотодиоды.

Разработаны конструкции кольцевого резонатора на призмах [21, 23, 25]. В том и другом случаях важно, чтобы отражающие элементы имели наименьшее обратное рассеяние. Оптическая система смесителя, усилитель и фотодиоды в некоторых ЛГ объединены в один узел.

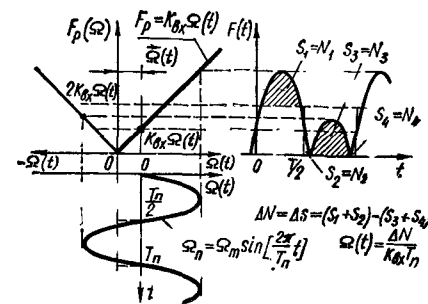
Зеркала резонатора изготавливают способом многократного нанесения тонких пленок интерференционных слоев из диэлектрического материала на специальные кварцевые подложки (см. п. 5.3).

Элемент смещения частот состоит из подложки и двух четверть-волновых пластин. Из плавленого кварца изготовлена цилиндрическая подложка толщиной 0,2 см и диаметром 0,8 см. Параллельность граней подложки выполнена с точностью до  $2''$ . На противоположных гранях способом оптического контакта устанавливаются четверть-волновые пластины из кристаллического кварца толщиной 72 мкм. Кристаллографические оси  $z'$  этих пластин направлены друг к другу под углом  $90^\circ \pm 2'$ . Сложность технологии и трудоемкость изготовления ячейки Фарадея объясняются малой толщиной пластин, точностью их взаимной ориентации и достаточно точной установкой всего оптического узла под углом Брюстера в вакуумной полости моноблока диаметром 8 мм так, чтобы крепление его было надежным и не нарушалось при движении плазмы и при механических нагрузках, возникающих при эксплуатации ЛГ.

На работу элемента разнеса частоты и, в конечном счете, на точность измерения угловой скорости влияет наличие внешних магнитных полей, в частности магнитного поля Земли, которое может составлять около 15 % напряженности магнитного поля «подставки». Влияние внешних магнитных полей устраняется экранировкой всего узла ЛГ, что увеличивает удельный объем и усложняет конструкцию ЛГ. Влияние магнитного поля Земли уменьшают, вводя дополнительный элемент разнеса частот, который, компенсируя составляющую магнитного поля Земли, исправляет ход луча в генерационном канале моноблока. Суммарные потери в ячейке Фарадея и в генерационном канале (диссипативные в плазме и дифракционные потери на зеркалах) не должны превышать  $\sim 0,4\%$  [6].

Периодическая «подставка» должна удовлетворять следующим требованиям: потеря информации при прохождении зоны захвата должна быть меньше допустимого значения чувствительности ЛГ; амплитудное значение частоты «подставки» должно быть больше частоты захвата. Рассмотрим пример синусоидальной периодической «подставки», где  $\Omega_n - \Omega_{zx} \leq \Omega(t) \leq \Omega_n + \Omega_{zx}$  с частотой зоны захвата  $F_{zx} \sim 1$  кГц и относительной погрешностью  $\Delta F_p/F_p \sim 10^{-3}$  [6, 23]. Необходимо обеспечить амплитудное значение «подставки»  $F_n \sim 0,5$  МГц, что технически реализовать трудно. При тех же условиях

Рис. 14.7. Изменение частоты счетных импульсов при синусоидальной периодической «подставке»



и  $F_n = 15$  кГц относительная погрешность составляет  $\sim 10^{-3}$ .

Выполнение конструкции элемента смещения, обеспечивающего такое значение  $F_n$ , не представляет технической трудности.

Выбор периода опроса  $T_n$  ограничивает выбор частоты колебаний «подставки»  $f_n$ :  $T_{изм} = 2NT_n$ , где  $N = 1, 2, 3, \dots$  — нормальный ряд чисел. При прохождении зоны захвата часть информации теряется, что приводит к дополнительной погрешности в каждом интервале измерения  $F_p$ . При интегрировании интервалов измерений эта погрешность накапливается и приводит к большим ошибкам определения  $\Omega(t)$  (см. рис. 14.2).

При синусоидальной периодической «подставке», переключаемой с частотой  $f_n$ , сигнал на выходе фотоэлектронного преобразователя ЛГ оказывается частотно-модулированным по закону изменения «подставки». При этом глубина модуляции сигнала пропорциональна  $\Omega(t)$  проекции вектора измеряемой угловой скорости на ось чувствительности кольцевого лазера, а девиация частоты при  $\Omega(t) = \text{const}$  равна амплитудному значению частоты «подставки»  $f_n$ , которой соответствует «кажущаяся» угловая скорость

$$\Omega_n = \Omega_m \sin(2\pi f_n t). \quad (14.4)$$

Если измеряемая угловая скорость  $\Omega(t) = \text{const}$ , то частота счетных импульсов  $F(t)$ , соответствующая  $\Omega(t) + \Omega_n$ , будет изменяться во времени (рис. 14.7).

Структурная схема измерительного преобразователя, реализующего алгебраическое суммирование счетных импульсов (рис. 14.8), состоит из реверсивного счетчика 3, на вход которого через схему знака 2 поступают счетные импульсы  $F_1(t)$  и  $F_2(t)$  с выхода усилителя-формирователя 1 [23]. Вентиль В открывается на время измерения  $T_{изм}$  синхронимпульсами СИ, поступающими от цифровой ЭВМ. Эти же импульсы подаются одновременно в систему «подставки» для синхронизации частоты ее переключения  $f_n = 1/T_{изм}$ .

Во время измерения режим работы реверсивного счетчика (сложение или вычитание) устанавливается автоматической схемой знака, которая по двум последовательностям счетных импульсов, сдвинутым на четверть периода частоты  $F(t)$ , определяет направление суммарной угловой скорости  $\Omega(t) + \Omega_n$ , т. е. направление перемещения интерференционной картины перед апертурой фотоприемника кольцевого лазера. Остаток кода  $\Delta N$ , зафиксированный в реверсивном счетчике, через регистр поступает на цифровую ЭВМ, после чего цикл измерения повторяется.

При идеальном интегрировании (см. рис. 14.7) разность площадей  $\Delta S$  фигуры  $F(t)$ , соответствующих различным направлениям суммар-

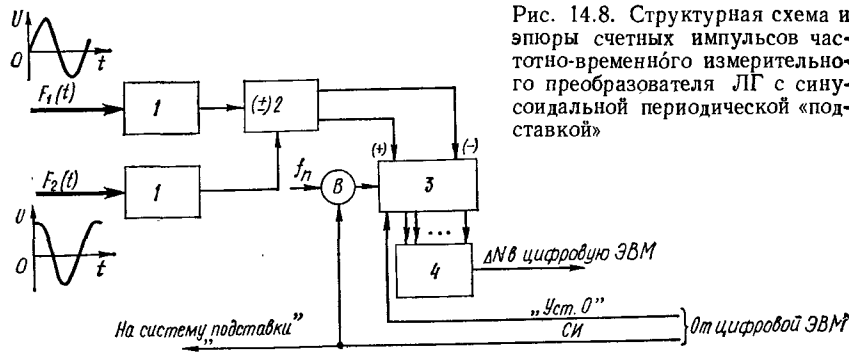


Рис. 14.8. Структурная схема и эпоры счетных импульсов частотно-временного измерительного преобразователя ЛГ с синусоидальной периодической «подставкой»

ной угловой скорости  $\Omega(t) + \Omega_n$ ,

$$\Delta S = (S_1 + S_2) - (S_3 + S_4) = \Delta N, \quad (14.5)$$

так что

$$\Omega(t) = \Delta N / (K_{\text{вх0}} T_{\text{изм}}),$$

где  $\Delta N = (N_1 + N_2) - (N_3 + N_4)$ .

Направление измеряемой скорости вращения  $\Omega(t)$  можно также определять по виду кода  $\Delta N$  (прямой код соответствует «+», дополнительный — «-»), снимаемого с реверсивного счетчика. Возможно временное и одномерное представление измерительного преобразования частоты  $F(t)$ .

При временном представлении в преобразователе производится подсчет периодов эталонной частоты за фиксируемый интервал времени  $T_{\text{изм}}$ , однозначно зависящий от  $\Omega(t)$ . В этом случае на счетный вход реверсивного счетчика через вентиль поступают импульсы с генератора эталонной частоты  $f_n$ , а управление режимом работы счетчика производится схемой знака. Для синусоидальной периодической «подставки»

$$\Omega(t) = \Omega_m \sin\left(\frac{\pi}{2T_{\text{изм}}f_n} \Delta N\right).$$

Из этой формулы вытекает важный вывод о том, что при таком построении преобразователя значение измеряемой угловой скорости не зависит от константы гироскопа  $K_{\text{вх0}} = 4S/(\lambda_0 L)$ . Это позволяет проектировать ЛГ, в которых кольцевой лазер может быть взаимозаменяемым. При этом не требуется определения и запоминания значения крутизны  $K_{\text{вх0}}$ .

Конструктивно электронный измеритель (преобразователь) собран на печатной плате. Усилитель-формирователь, схема знака и счетчик выполнены на микросхемах.

#### 14.5. Методика оценки реальной и потенциальной точностей лазерного гироскопа

Точность ЛГ характеризуется математическим ожиданием и средним квадратическим отклонением минимально обнаруживаемой угловой скорости  $\Omega_{\text{min}} = \Delta F_{\text{p min}} / K_{\text{вх0}}$ . Так как  $F_p = \varphi(\Delta\Omega_{\text{др}}, h_0, \eta_{1,2},$

$Q, F_n, I_p, G, \beta_{\Sigma}, L, T, n, r_{1,2}, \psi_{1,2})$ , то при  $K_{\text{вх0}} = \text{const}$  математическое ожидание суммарной погрешности измерения угловой скорости можно представить следующим образом (см. п. 13.6):

$$M(\Delta F_{\text{p}\Sigma}) = \overline{\Delta F_{\text{p}\Sigma}} = \frac{\partial F_p}{\partial \Delta\Omega_{\text{др}}} \Delta\Omega_{\text{др}} + \frac{\partial F_p}{\partial h_0} \overline{\Delta h_0} + \frac{\partial F_p}{\partial \eta} \overline{\Delta \eta} + \dots,$$

где  $A_1 = \partial F_p / \partial \Delta\Omega_{\text{др}}$ ;  $A_2 = \partial F_p / \partial h_0$ ;  $A_3 = \partial F_p / \partial \eta$ ; ... — частные производные (передаточные отношения), через которые каждая первичная ошибка действует на суммарную погрешность  $\Delta F_{\text{p}\Sigma}$ ;  $\overline{\Delta\Omega_{\text{др}}}$ ,  $\overline{\Delta h_0}$ ,  $\overline{\Delta \eta}$ ,  $\overline{\Delta Q}$  — средние значения первичных ошибок.

Используя конкретные значения передаточных отношений

$$A_1 = K_{\text{вх0}}; \quad A_2 = \partial F_p / \partial \left( \frac{\Delta K_{\text{вх}}}{K_{\text{вх0}}} \right); \quad A_3 = \frac{2\Delta F_p \Delta v_D^2}{\Delta v_2 - \Delta v_1},$$

а также средние значения первичных ошибок, действующих на суммарную погрешность:

$$\overline{\Delta\Omega_{\text{др}}} \sim 5 \cdot 10^{-3} \text{ рад/с}; \quad \overline{\Delta h_0} \sim 10^{-3}; \quad \overline{\Delta \eta} (T) \sim 15'';$$

$$\overline{\Delta I_p} \sim 10^{-2} \text{ мА}; \dots,$$

получаем для периметра  $L = 40$  см и длины волны  $\lambda_0 = 0,63$  мкм кольцевого лазера математическое ожидание суммарной погрешности измеряемой угловой скорости  $M(\Delta\Omega) = 9,7 \cdot 10^{-6}$  рад/с. Затем можно найти положение центра рассеяния суммарной погрешности. Рассеяние же суммарной погрешности по полю допуска в первом приближении при условии  $A_1 = A_2 = A_3 = \dots = A_n = 1$  определяется дисперсией  $D(\Delta\Omega)$  либо средним квадратическим отклонением суммарной погрешности

$$\sigma_{\Omega} = \frac{1}{K_{\text{вх0}}} [\sigma_{\text{др}}^2 + \sigma_{\text{л}}^2 + \sigma_Q^2 + \sigma_{\text{э.с.ч}}^2 + \sigma_{I_p}^2 + (\sigma_G^2 + \sigma_K^2) F_n^2 + \sigma_{\text{зн}}^2]^{1/2},$$

где  $\sigma_{\text{др}}$  — среднее квадратическое отклонение флюктуационной погрешности разностной частоты биений (дрейф  $\Omega_{\text{др}}$ );  $\sigma_{\text{л}}$  — среднее квадратическое отклонение погрешности линейризации;  $\sigma_Q$  — среднее квадратическое отклонение смещения частоты биений при расстройке резонатора вследствие разнородности;  $\sigma_{\text{э.с.ч}}$  — среднее квадратическое отклонение погрешности от нестабильности параметров элемента смещения частот (нестабильность «подставки»);  $\sigma_{I_p}$  — среднее квадратическое отклонение погрешности от разности токов разряда в каналах моноблока;  $\sigma_G$  — среднее квадратическое отклонение погрешности от нестабильности коэффициента усиления активной среды;  $\sigma_K$  — среднее квадратическое отклонение погрешности от нестабильности потерь резонатора;  $\sigma_{\text{зн}}$  — среднее квадратическое отклонение погрешности разностной частоты, возникающей при определении знака вращения ЛГ.

Для примера определим численные значения величин, входящих в это равенство, для ЛГ, в качестве чувствительного элемента которого используется резонатор прямоугольной формы с периметром  $L = 40$  см,  $\lambda_0 = 0,63$  мкм. Будем считать, что выполняются следующие условия стабильности параметров резонатора: нестабильность

периметра  $\delta L \sim 0,05\lambda_0$ , т. е.  $\delta L/L \leq 10^{-7}$ ; нестабильность тока накачки  $\Delta I_n/I_n \leq 10^{-2}$ ; нестабильность тока разряда  $\Delta I_p/I_p \leq 2 \times 10^{-3}$ . Для  $F_p = 50$  кГц  $I_p \sim 30$  мА.

Тогда, учтя методические рекомендации п. 13.6 и результаты расчета точности ЛГ, приведенные в [6, 7, 21, 23], получим значения составляющих:  $\sigma_{др} \sim 5,8 \cdot 10^{-2}$  Гц;  $\sigma_n \sim 4,8 \cdot 10^{-2}$  Гц;  $\sigma_Q \sim 1,74$  Гц;  $\sigma_{э.с.ч} \sim 1,5$  Гц;  $\sigma_{\Delta f} \sim 0,12$  Гц;  $\sigma_G \sim 0,5$  Гц;  $\sigma_{ан} \sim 0,53$  Гц и среднее квадратическое отклонение суммарной погрешности измеряемой угловой скорости  $\sigma_\Omega \sim 12,1 \cdot 10^{-6}$  рад/с.

Точность ЛГ зависит также от погрешности электронного устройства измерения разностной частоты. Среднее квадратическое отклонение суммарной погрешности в общем случае можно представить в виде

$$\sigma_{\Omega\Sigma} = \sqrt{\sigma_\Omega^2 + \Delta_{и.п.}^2},$$

где  $\Delta_{и.п.}$  — погрешность измерения  $F_p$  электронным преобразователем.

Если положить  $\sigma_\Omega = \Delta_{и.п.}$ , то для достижения точности ЛГ порядка  $5 \cdot 10^{-7}$  рад/с погрешность измерения разностной частоты на выходе кольцевого лазера не должна превышать  $5 \cdot 10^{-2}$  Гц. Для получения такой точности при измерении набега фазы  $F_p$  через  $2\pi$  рад, т. е. обычным частотомером, необходимое время измерения составит  $T_{изм} > 10$  мин, что на практике выполнить не всегда возможно. Если набег фазы  $F_p$  измерять по периоду или даже по части периода синусоидального сигнала, то можно значительно сократить время измерения и перейти от измерений средней частоты сигнала к регистрации ее мгновенного значения. Однако при этом в преобразователе требуется большое отношение мощностей сигнала и шума:  $P_{вых}/P_{ш} \sim 10^4$ , так как усредненная по времени погрешность измерения частотомером

$$\langle \Delta_{и.п.} \rangle \simeq [0,5 T_{изм} (P_{вых}/P_{ш})]^{-1/2}.$$

Поэтому понятно, что высокоточные ЛГ должны удовлетворять жестким требованиям к уровню собственных шумов в устройствах съема, усиления, формирования и обработки информации кольцевого лазера. Очень важно также для повышения точности ЛГ уменьшать собственные шумы и сводить к минимуму потери при преобразовании энергии световых волн в электрические сигналы, так как потеря энергии при сохранении прежнего уровня шума эквивалентна потере информации.

Проведенные расчеты показывают, что для выбранных условий стабильности параметров ЛГ при измерении  $\Omega(t)$  имеют место флуктуации выходной величины  $F_p$  (рис. 14.9). Для достижения более высокой точности требуется поддерживать постоянство параметров кольцевого лазера в следующих пределах: стабильность тока разряда  $\Delta I_p/I_p \leq 10^{-6}$ ; стабильность накачки  $\Delta I_n/I_n \leq 10^{-6}$ ; разность доб-

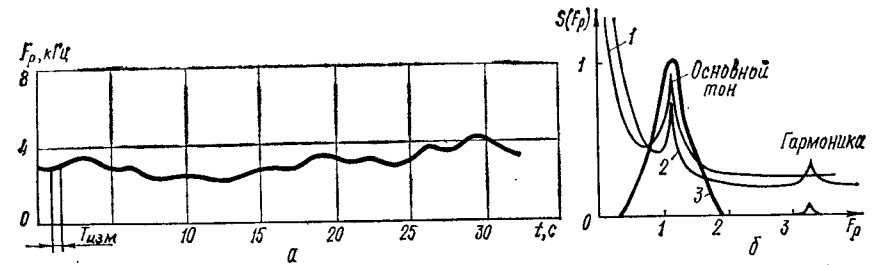


Рис. 14.9. Выходной сигнал ЛГ при временном интервале измерений  $T_{изм} = 0,5$  с (а) и спектральная плотность разностной частоты  $F_p$  (б): 1 — синусоидальная «подставка»; 2 — прямоугольная «подставка»; 3 — полоса пропускания частот

ротностей для встречных излучений  $\Delta Q_{1,2} \leq 10^{-6}$ ; стабильность периметра  $\Delta L_p/L \leq 10^{-7}$ .

Реализация указанных величин в условиях типичных внешних воздействий представляет собой сложную техническую задачу.

#### 14.6. Применение и перспективы развития лазерных гироскопов

Лазерные гироскопы и кольцевые лазеры применяются для различных целей: определения физических констант, в геодезических системах, для управления ракетно-космическими комплексами и т. д. В качестве иллюстрации остановимся на конкретных примерах: применении кольцевого лазера для измерения неоднородностей и скорости потока оптически прозрачной среды и точном измерении углов. Отметим, что применение ЛГ в системах управления летательных аппаратов является широко распространенным, ибо детальное изучение именно этого вопроса побудило инженеров разработать ЛГ.

При появлении в среде неоднородностей ее показатель преломления  $n$  изменяется, в результате чего в цепи обратной связи замкнутого контура измерительной схемы происходит смещение частоты  $\Delta\nu = \nu_0 \Delta n/n$ . Поэтому в общем случае при  $\nu_0 \sim 10^{14} \dots 10^{15}$  с<sup>-1</sup> имеется принципиальная возможность измерять весьма малые отношения  $\Delta n/n$ . По-видимому, для подобных измерений необходимо иметь высокостабильный кольцевой лазер и чувствительную измерительную схему. Однако, несмотря на кажущиеся достоинства таких методик, чувствительность их ограничена шумами и флуктуациями выходной мощности. Рассмотрим возможность измерения показателя преломления среды, движущейся через участок резонатора кольцевого лазера.

Наличие движущейся среды в резонаторе приводит к появлению разностной частоты на выходе кольцевого лазера [25]

$$F_p = \nu_1 - \nu_2 = \frac{\nu_0 l_a}{\Sigma l_i n_i} (n^2 - 1) (v_{ср}/c), \quad (14.6)$$

где  $l_a$  — длина участка движущейся среды;  $\Sigma l_i n_i$  — оптическая длина периметра резонатора;  $v_{ср}$  — проекция вектора скорости на направление волнового вектора  $\vec{k} = \frac{2\pi}{\lambda_0} \vec{e}$  ( $\vec{e}$  — единичный вектор).

**Пример.** Движущийся со скоростью  $v_{\text{др}} = 10 \text{ м/с}$  воздух имеет показатель преломления  $n = 1,0003$  и  $dn/d\omega/d\omega \sim 0,0001$ . Если параметры схемы измерителя  $\Sigma l_i n_i = 4 \text{ м}$ ,  $l_a = 10 \text{ см}$  и  $\nu_0 = 5 \cdot 10^{14} \text{ Гц}$ , то разностная частота  $F_p \approx 250 \text{ Гц}$ .

Значительный интерес для измерения вектора скорости потока по ортогональным проекциям представляет схема измерителя с перестраиваемым по частоте поляризованным излучением ЛГ [6].

Рассмотрим теперь, как производятся измерения малых углов. Чтобы использовать ЛГ в режиме прецизионного измерения углов, необходимо интегрировать выходную характеристику (см. п. 10.2 и 14.1). Практически определяют число периодов  $N$  разностной частоты  $F_p$  в некотором дискретном и стабильном интервале времени  $T_{\text{изм}}$ :

$$N = \frac{1}{2\pi} \int_0^{T_{\text{изм}}} K_{\text{вх0}} \Omega(t) dt.$$

Принимая  $K_{\text{вх0}} = \text{const}$ ,  $\Omega(t) = d\alpha/dt$ , получаем зависимость, связывающую угол поворота ЛГ с числом периодов  $N$ :

$$\alpha = 2\pi N / K_{\text{вх0}}. \quad (14.7)$$

У ЛГ, как правило, значительный масштабный коэффициент (константа гироскопа):  $K_{\text{вх0}} = 10^5 \dots 10^6$  [6, 23]. Следовательно, одному периоду разностной частоты  $F_p$  соответствует очень малый угол поворота, что в конечном счете и определяет высокую разрешающую способность угловых измерений. Это направление практических приложений ЛГ оказалось весьма перспективным и плодотворным. Оно позволило разработать *лазерные гониометры* \* — оптические приборы для измерения малых углов, которые, в частности, используются для аттестации точных угломерных оптических приборов.

Кольцевой лазер 1 (рис. 14.10, а) вместе с аттестуемым оптическим прибором 2 устанавливается на платформу 6, приводимую во вращение приводом 9. Сигнал разностной частоты ЛГ через делители 4, 5 поступает одновременно на частотомеры 7, 8, суммирующие периоды разностной частоты  $N$  по алгоритму (14.7). На частотомере 7 интервалы суммирования формируются сигналом, поступающим с аттестуемого прибора 2. Масштабный коэффициент  $K_{\text{вх0}}$  и число периодов разностной частоты  $N$  вводятся в вычислитель 11 и далее в цифровое печатающее устройство 10. Масштаб делителя частоты 5 равен числу угловых интервалов за один оборот платформы. Поэтому значения частот, измеряемых на частотомере 7, соответствуют углам, снимаемым с аттестуемого прибора.

Устройство связи 3 (например, фотоэлектрический автоколлиматор) фиксирует момент совпадения угловых направлений с отсчетным базовым направлением. В моменты совпадения система регистрации формирует импульсы, определяющие интервалы суммирования разностной частоты  $F_p$ . Точность лазерного гониометра в основном определяется погрешностью системы регистрации. Судя по оценкам, проведенным его разработчиками, чувствительность прибора достигает предельного значения  $\Delta\alpha \sim 6 \cdot 10^{-3}''$ .

\* См.: Лазерные измерительные системы / Под ред. Д. П. Лукьянова. — М., 1981. — С. 456.

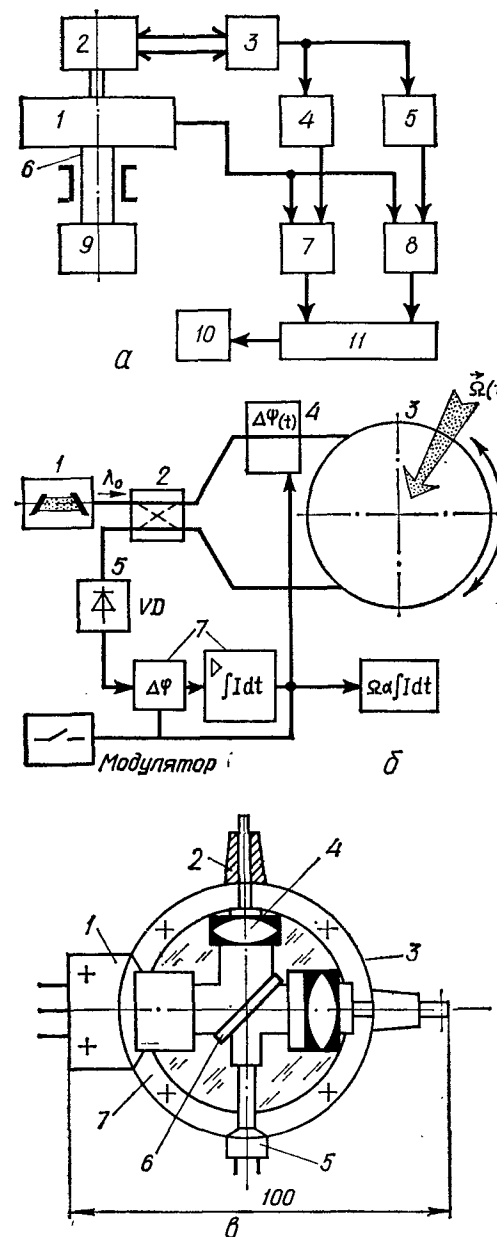


Рис. 14.10. Структурная схема лазерного гониометра (а), оптико-физическая схема одночастотного волоконно-оптического гироскопа с модуляцией фазы и его выходной характеристикой (б) и схема конструкции волоконно-оптического гироскопа (в):

а: 1 — лазерный диод; 2 — устройство ввода — вывода излучения; 3 — катушка со световодом; 4 — линза; 5 — фотодиод; 6 — полупрозрачное зеркало; 7 — электронный блок измерения и преобразования оптического сигнала

Наряду с моноблочными конструкциями ЛГ в настоящее время разрабатывают ЛГ с волоконно-оптическими и пленочными пассивными резонаторами. Например, *волоконно-оптический гироскоп* является устройством интерферометрического типа \*. Он содержит

\* См.: Байбородин Ю. В., Корень Н. Н., Машенко А. И. Волоконно-оптический измеритель угловой скорости // Вестн. КПИ. Сер. «Радиоэлектроника». — 1985. — № 22. — С. 109—112.



(рис. 14.10, б, в) полупроводниковый лазер (или светодиод) 1, катушку с волоконным световодом 3, устройства ввода — вывода излучения 2 и систему приема и обработки оптического сигнала 5, 7. Принцип действия гироскопа основан на эффекте Саньяка (см. п. 10.1) для электромагнитных волн, распространяющихся во вращающемся волноводном контуре. В системе отсчета, связанной с волноводным контуром, оптические пути для встречных излучений неодинаковы, поэтому электромагнитные волны имеют разное время прохождения периметра кольцевого резонатора. Временная разность прохождения волны, согласно эффекту Саньяка, может быть измерена по смещению интерференционных полос пропорционально угловой скорости  $\Omega(t)$ . Разность же оптического хода лучей

$$\delta L = 2\Omega(t) Ln/c,$$

где  $R$  — радиус катушки с волоконным световодом длиной  $L$ ;  $n$  — показатель преломления сердцевины волоконного световода.

Этой разности оптического хода лучей соответствует наблюдаемое смещение полос интерференционной картины или невзаимный фазовый сдвиг между двумя встречными излучениями, выходящими из волоконного световода:

$$\Delta\varphi_R = 2\pi \frac{\delta L}{\lambda_0 n} = \frac{2PL}{\lambda_0 c} \Omega(t) = \frac{8\pi S}{\lambda_0 c} \Omega(t), \quad (14.8)$$

где  $P$  — периметр витка световода;  $S$  — общая площадь, охватываемая встречными излучениями.

Изменение интенсивности  $\Delta I$  интерференционной картины при отслеживании фотодиодом положения интерференционных полос является мерой измеряемой угловой скорости  $\Omega(t)$  (см. рис. 14.10, б):

$$\begin{aligned} \Delta I &= I_0 [\cos(\Delta\varphi_R + \varphi_0) - \cos \varphi_0] = \\ &= -2I_0 \sin(\Delta\varphi_R/2) \sin(\Delta\varphi_R/2 + \varphi_0). \end{aligned} \quad (14.9)$$

В инженерных расчетах чувствительность  $\Omega_{\min}$  оценивают по формуле

$$\Omega_{\min} = \frac{c\lambda_0}{4RL} \sqrt{\frac{e}{P_{\text{пр}} e_\lambda T_{\text{изм}}}},$$

где  $P_{\text{пр}}$  — мощность лазерного излучения на фотодиоде.

**Пример.** При  $\lambda_0 = 0,83$  мкм,  $R = 2,5 \cdot 10^{-2}$  м,  $L = 500$  м,  $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$  Кл,  $P_{\text{пр}} = 10^{-5}$  Вт,  $e_\lambda = 0,4$  А/Вт имеем  $\Omega_{\min} = 0,2''/\text{с}$ .

Используя многомодовые волоконные световоды в качестве пассивного резонатора гироскопа, согласно принципу суперпозиции можно значительно увеличить объем полезной информации. При этом существенно упрощаются стыковка световода с лазерным диодом и фотодиодом и технология сборки гироскопа.

## Глава 15. ЛАЗЕРНЫЕ ДОПЛЕРОВСКИЕ ИЗМЕРИТЕЛИ СКОРОСТИ

### 15.1. Область применения

Одной из важных проблем газовой динамики является определение поля скоростей при обтекании моделей различных тел турбулентным потоком газа, а также получение визуальной картины процесса обтекания. Эта проблема решается различными способами. Например, скорость потока газовой среды определяется с помощью манометров с насадками, регистрирующими давление, и термоанемометров, а визуализация осуществляется теневым методом. В поток, обтекающий модель, вводится нагреваемая электрическим током проволока, и по степени ее охлаждения определяется скорость газа в данной точке. Недостаток этих методов заключается в конечных размерах датчиков, возмущающих анализируемый объем потока, что отрицательно сказывается на точности измерения и качестве визуальной картины.

С развитием лазерной техники появилась возможность создания устройств для измерения вектора скорости движущейся среды, использующих доплеровский эффект сдвига частоты при рассеянии коллимированных пучков излучения лазера движущимися частицами среды. Этот принцип положен в основу работы лазерных доплеровских измерителей скорости (ЛДИС) — перспективных устройств, обладающих рядом преимуществ по сравнению с традиционными измерителями: например, отсутствием искажения потока в точке измерения; весьма широким динамическим диапазоном измеряемых скоростей ( $10^{-6}$ ...  $10^6$  м/с); хорошим пространственным разрешением ( $10^{-10}$  см<sup>3</sup>); непосредственным измерением скорости, не требующим последующей математической обработки информации. К существенным ограничениям принципа следует отнести то, что исследуемая среда должна быть оптически прозрачной и содержать рассеивающие частицы оптимальных размеров и с оптимальными оптическими свойствами.

Широкие возможности ЛДИС особенно ярко проявляются при исследовании газовых и жидкостных потоков с малыми поперечными размерами, когда известные методы с применением трубок избыточного давления или термоанемометров неприменимы. Лазерный доплеровский метод позволяет измерять скорости турбулентных потоков газа и жидкости, воздушных потоков, содержащих капли воды и твердые частицы (двухфазные потоки), гиперзвуковых потоков и скорости движущихся светорассеивающих поверхностей. Однако на точности результатов измерений, например в экспериментальной аэродинамике, отрицательно сказывается наличие вибраций, источником которых неизбежно является работающая аэродинамическая труба. При использовании оптических устройств в исследованиях околomodельного пространства требуется предусматривать дополнительные меры, направленные на уменьшение или полное устранение влияния вибрации. Поэтому при построении ЛДИС следует учитывать указанные ограничения, выбирая оптимальные соотношения параметров схемы и среды, а также условия работы прибора.



Эффект Доплера, используемый в этих устройствах, заключается в изменении длины волны (частоты), которое наблюдается при движении источника излучения относительно приемника. Этот эффект характерен для любого волнового процесса распространения света, радиоволн, звука и имеет следующее объяснение. Если источник колебаний с периодом  $T_0$  (частотой  $\nu_0 = 1/T_0$ ) неподвижен относительно приемника, то длина волны, воспринимаемая приемником, равна произведению скорости света  $c$  на период колебаний  $T_0$ . Если же источник, например, будет приближаться к наблюдателю (или наблюдатель к источнику) со скоростью  $v$ , то длина волны изменится:

$$\lambda = (c - v) T_0 = \lambda_0 (1 - v/c),$$

наблюдатель зарегистрирует длину волны  $\lambda < \lambda_0$ , причем относительное изменение длин волн

$$\frac{\lambda - \lambda_0}{\lambda_0} = \frac{v}{c}.$$

Все многообразие различных схем ЛДИС можно разделить на два типа: схемы с опорным лучом и дифференциальные схемы.

## 15.2. Схема ЛДИС с опорным лучом

Разработка первого ЛДИС по схеме с опорным лучом относится к середине 60-х годов \*. Работал он следующим образом.

Луч газового лазера 1 с частотой излучения  $\nu_0$  и волновым вектором  $\vec{k}_0 = 2\pi/\lambda_0$  падает на частицы среды в точке А (рис. 15.1, а, б), которые движутся в анализируемом пространстве со скоростью  $v$  и рассеивают свет. Рассеянные лучи с частотой  $\nu_p$  и волновым вектором  $\vec{k}_p = 2\pi/\lambda_p$  собираются на фотокатоде приемника. Часть начального пучка лазера отклоняется полупрозрачным зеркалом 2, отражается зеркалом 3, затем попадает на полупрозрачное зеркало 4 и совмещается с рассеянным излучением. Если на чувствительном слое фотокатода волновые фронты обоих пучков совпадают, то выходной ток фотоумножителя будет содержать компоненту разностной частоты  $\nu_D = \nu_p - \nu_0$ . Таким образом выделяется полезный сигнал доплеровской частоты. Определим, как изменится частота при рассеянии излучения на частицах, перемещающихся со скоростью  $v$  в потоке оптически прозрачной среды.

Фронт волны опорного луча от неподвижного источника с частотой  $\omega_0$  при попадании на движущиеся частицы рассеивается, причем рассеянное излучение имеет частоту

$$\omega_p = \omega_0 (1 - v/c).$$

Частицы, изменяя направление фронта волны, становятся как бы движущимися в пространстве источниками вторичного рассеянного излучения, и неподвижный приемник уже будет воспринимать сигнал рассеянного частицами излучения с доплеровской частотой

$$\omega_D = \omega_p - \omega_0 = -\omega_0 v/c.$$

\* См.: Y e n g, H. Z. C u m i n g s // Appl. Phys. Lett.— 1964.— V. 4.— P. 176.

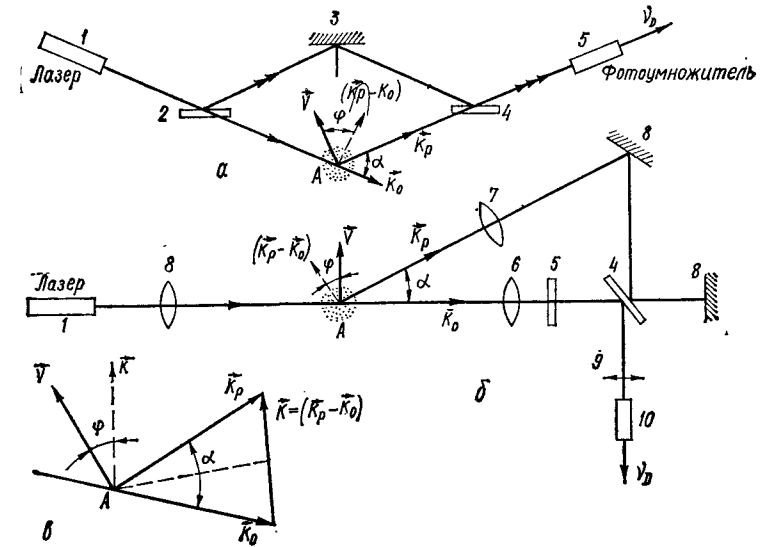


Рис. 15.1. Варианты схемы ЛДИС с опорным лучом (а, б) и треугольник волновых векторов  $\vec{k}_p$ ,  $\vec{k}_0$ ,  $\vec{k}$  (в)

Положив  $\omega = 2\pi\nu = 2\pi c/\lambda = \vec{K}c$ , получим

$$\omega_D = \omega_p - \omega_0 \simeq -\vec{K}v = (\vec{k}_p - \vec{k}_0)v.$$

Из векторного треугольника, образованного волновыми векторами  $\vec{k}_p$ ,  $\vec{k}_0$  и  $\vec{K}$ , следует, что  $\vec{K} = \vec{k}_p - \vec{k}_0$ , или, учтя тот факт, что биссектриса угла  $\alpha$  между векторами  $\vec{k}_p$  и  $\vec{k}_0$  почти перпендикулярна к вектору разности  $\vec{K}$  (рис. 15.1, в),

$$\vec{K} \approx 2k_0 \sin(\alpha/2).$$

Так как скалярное произведение векторов

$$(\vec{K}v) = \vec{K}v \cos \varphi = 2k_0 v \sin(\alpha/2) \cos \varphi,$$

то, учитывая показатель преломления среды  $n$ , находим частоту доплеровского сигнала

$$\omega_D = 2k_0 v n \sin(\alpha/2) \cos \varphi = \frac{4\pi}{\lambda_0} n v \sin \frac{\alpha}{2} \cos \varphi,$$

или

$$\nu_D = \frac{2n}{\lambda_0} v \sin \frac{\alpha}{2} \cos \varphi, \quad (15.1)$$

где  $\varphi$  — угол между векторами  $\vec{v}$  и  $\vec{K}$ . Отсюда величина  $\frac{1}{\Lambda} = \frac{2n \sin \frac{\alpha}{2}}{\lambda_0} = \text{const}$  — коэффициент пропорциональности, определяемый параметрами схемы прибора.

С увеличением угла рассеяния  $\alpha$  доплеровская частота  $\nu_D$  увеличивается, а интенсивность рассеяния изменяется пропорционально  $\alpha/2$  и  $\varphi$ .

Рассмотрим теперь, как производится преобразование оптического сигнала в электрический. В схеме на рис.15.1, а на фотоумножитель падают две волны: опорная с напряженностью электрического поля

$$E_o(t) = E_{om} \exp(-j\omega_o t)$$

и рассеянная

$$E_p(t) = E_{pm} \exp(-j\omega_p t),$$

где  $E_{om}$ ,  $E_{pm}$  — амплитуды интерферирующих волн.

Преобразованный электрический сигнал зависит от чувствительности фотоумножителя и контраста интерференционной картины смешиваемых волн (см. п. 3.3):

$$i_\Phi(t) = g_\Phi |E(t)|^2 \approx g_\Phi [E_{pm}^2 + E_{om}^2 + 2E_{pm}E_{om} \cos(\omega_p - \omega_o)t], \quad (15.2)$$

где  $g_\Phi$  — коэффициент усиления фотоумножителя.

Из анализа (15.2) следует, что выходной ток содержит постоянную составляющую, определяемую квадратом амплитуд  $E_p^2$  и  $E_o^2$ , и переменную составляющую, промодулированную частотой, равной разности частот опорного и рассеянного сигналов от двух интерферирующих волн. Эта разность и равна доплеровскому смещению частоты  $\nu_D = (\omega_p - \omega_o)/(2\pi)$ .

Вкратце остановимся на особенностях схемы ЛДИС с опорным лучом. В ней доплеровский сигнал имеет максимальное значение только в том случае, если соблюдается совмещение опорной и рассеянной волн, т. е. если выполняется условие оптического гетеродинамирования:

$$A_{\text{эф}} \Delta\Omega \sim \lambda_0^2,$$

где  $A_{\text{эф}} \Delta\Omega$  — светосила (так называемое французскими оптиками «этандю» — геометрия данной оптической системы, которая может принять и пропустить далее определенную порцию энергии излучения);  $A_{\text{эф}}$  — эффективная площадь фотокатода приемника;  $\Delta\Omega$  — телесный угол, под которым виден анализируемый объем со стороны апертуры приемника.

Для гелий-неонового лазера, применяемого в качестве излучателя, показано [10], что  $A_{\text{эф}} \Delta\Omega / \lambda_0^2 = (\pi N_F)^2$ , где  $N_F$  — число Френеля. Отсюда, чем больше площадь фотокатода приемника, тем в меньшем телесном угле захватывается излучение, что накладывает ограничения на прием сигнала, несущего информацию о скорости. Это условие требует совмещения на фотокатоде волновых фронтов с точностью до долей длины волны; поэтому такая схема критична к настройке.

В действительности мощности опорной и рассеянной волн неодинаковы. Требуются определенные оптимальные соотношения мощностей этих излучений, т. е. необходимо вводить дополнительные оптические элементы для ослабления энергии опорной волны.

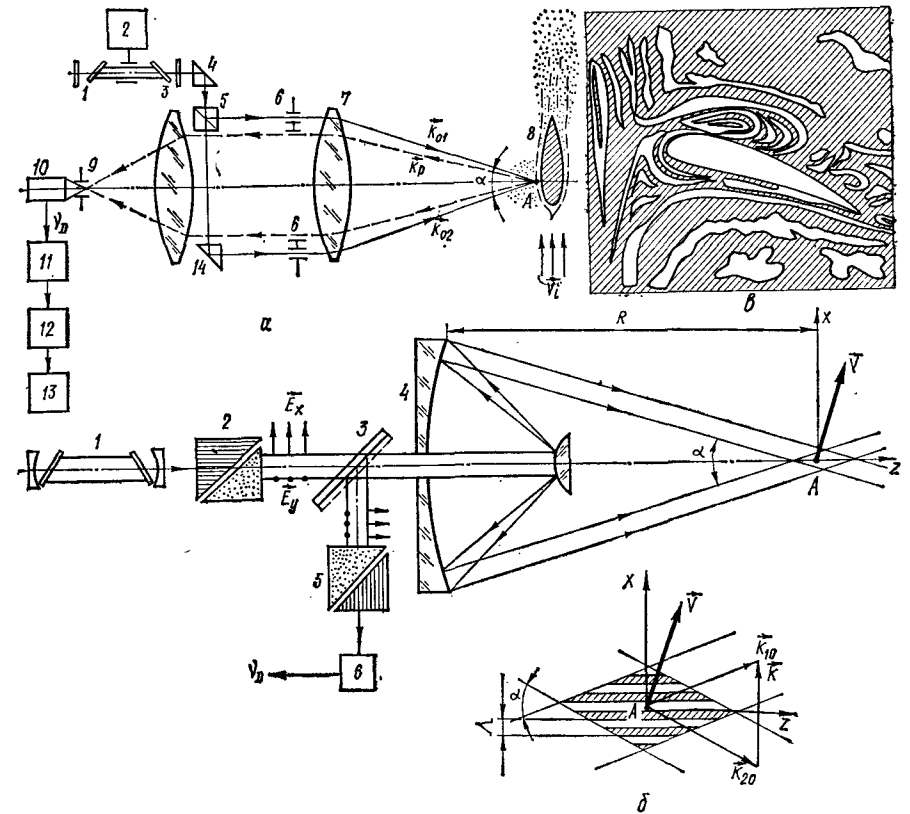


Рис. 15.2. Дифференциальная схема ЛДИС с рассеянием назад (а), поляризационная дифференциальная схема ЛДИС для измерения вектора скорости потока  $\vec{v}$  по составляющим (б) и визуализация обтекания профиля крыла аэродинамическим потоком (в):

а: 1 — лазер ЛГ-106М; 2 — система накачки лазера; 3 — объектив ( $f = 20$  см,  $d_{\text{св}} = 10$  см); 4, 14 — призмы AP-90; 5 — призма (куб); 6 — диафрагма; 7 — длиннофокусный объектив; 8 — исследуемая модель; 9 — полевая диафрагма; 10 — фотоэлектронный умножитель; 11 — усилитель; 12 — анализатор спектра; 13 — индикатор;  $\vec{v}_i$  — векторы воздушного потока;  $\vec{k}_p$  — вектор направления обратного рассеяния;  $\vec{k}_{o1}$ ,  $\vec{k}_{o2}$  — векторы направлений анализирующих излучений;  $\nu_D$  — доплеровская частота;  $\alpha$  — угол между направлениями излучений  $\vec{k}_{o1}$ ,  $\vec{k}_{o2}$ .

### 15.3. Дифференциальная схема ЛДИС

Анализ существующих схем ЛДИС \* показал, что для получения информации о векторе скорости частиц воздушного потока, обтекающего модель сложной конфигурации в аэродинамической трубе, в связи со спецификой работы такой трубы целесообразно использовать дифференциальную схему с рассеянием назад (рис. 15.2, а). В этой схеме колли-

\* См.: Дубнищев Ю. Н., Ринкевичюс Б. С. Методы лазерной доплеровской анемометрии. — М., 1982. — 304 с.

мированный луч газового лазера 1 типа ЛГ-106М с помощью набора призм 4, 5, 14 делится на два параллельных луча, которые, пройдя через диафрагму 6, фокусируются объективом 7 в анализируемом объеме потока оптически прозрачной среды вблизи модели 8.

Сигнал, несущий информацию о скорости потока, определяется гетеродинированием излучений, возбужденных общим рассеивающим центром и образованными двумя наложенными рассеянными излучениями примерно одинаковой интенсивности. В области пересечения двух излучений образуется интерференционная картина с чередованием максимумов и минимумов интенсивности через период  $\Lambda = \frac{\lambda_0}{2n \sin(\alpha/2)}$ . Это так называемое *условие Брэгга* [16, 22].

Изображение интерференционной картины далее фокусируется объективами 7 и 3 на фотоумножитель 10 в направлении  $\vec{k}_p$ . Доплеровский сдвиг частоты от облучающей волны света, описываемой вектором  $\vec{k}_{01}$  в направлении  $\vec{k}_p$ , будет  $\nu_{D1} = \vec{v}(\vec{k}_p - \vec{k}_{01})/(2\pi)$ , а от  $\vec{k}_{02}$  в том же направлении —  $\nu_{D2} = \vec{v}(\vec{k}_p - \vec{k}_{02})/(2\pi)$  [6].

Поскольку оба рассеянных излучения порождаются общим источником рассеяния, они почти совмещены по единому направлению. Поэтому возбуждаемый ими ток фотоумножителя имеет доплеровскую частоту

$$\nu_D = \frac{\vec{v}}{\Lambda} = \frac{2n}{\lambda_0} v \sin \frac{\alpha}{2}. \quad (15.3)$$

Окончательно при  $n = 1$

$$\vec{v} = v \vec{e}_v = \frac{\nu_D \lambda_0 \vec{e}_v}{2 \sin(\alpha/2)}, \quad (15.4)$$

где  $\alpha$  — угол между волновыми векторами  $\vec{k}_{01}$  и  $\vec{k}_{02}$ ;  $\vec{e}_v$  — единичный вектор скорости.

Значение доплеровского сдвига частот не зависит от направления вектора  $\vec{k}_p$ , так как при его изменении каждая отдельная частота  $\nu_{D1}$  и  $\nu_{D2}$  увеличивается или уменьшается одинаково и разностная частота  $\nu_D = \nu_{D1} - \nu_{D2}$  остается постоянной. Поэтому рассмотренная схема с рассеянием назад наиболее пригодна для проведения измерений скорости потока.

Для измерения вектора  $\vec{v}$  турбулентных потоков на дальности  $\geq 20$  м применяется поляризационная дифференциальная схема ЛДС (рис. 15.2, б). Излучение газового лазера 1 на  $\text{CO}_2$  (или Ag, см. п. 8.2) проходит поляризационную призму Волластона \* 2 (см. п. 3.4), которая делит поток излучения на обыкновенный и необыкновенный линейно-поляризованные лучи. Далее два луча проходят полупрозрачное зеркало 3 и зеркальной системой Кассегрена 4 направля-

\* Поляризационная двоякопреломляющая призма из исландского шпата; названа по имени ученого, предложившего ее. Она преобразует неполяризованный пучок света в линейно-поляризованные с ортогональным расположением векторов  $\vec{E}_x$ ,  $\vec{E}_y$  лучи: обыкновенный с показателем преломления  $n_o$  и необыкновенный с  $n_e$ . Угол между диагональной плоскостью и входной гранью этой призмы равен  $30^\circ$  и для  $\lambda_0 = 0,56$  мкм угол расхождения лучей  $2\theta \approx 5^\circ 45'$ .

ются в исследуемую точку потока А, находящуюся на расстоянии R от оптической антенны. В зоне пересечения двух лучей образуется интерференционная картина соответственно для каждой пары линейно-поляризованных лучей. Рассеянное потоком излучение вновь собирается оптической антенной и полупрозрачным зеркалом 3 направляется через другую призму Волластона 5 на фотоумножитель 6 и далее в электронный тракт обработки сигнала. Ортогонально поляризованные оптические сигналы несут информацию о составляющих вектора скорости потока  $\vec{v} = \vec{v}_x + \vec{v}_y$ . Имеются схемные решения [6] визуализации потока обтекания, как это показано на рис. 15.2, в.

#### 15.4. Краткий анализ рассеянного излучения

Распространение электромагнитных волн в среде сопровождается их поглощением и рассеянием. Поглощение связано с переходом энергии, например в тепловую или химическую. В реальных условиях электромагнитная энергия светового диапазона поглощается непрозрачными частицами среды. Характерной особенностью распространения электромагнитных волн в неоднородной среде является множество последовательных актов рассеяния. Каждая из неоднородностей порождает вторичную волну, которая сама испытывает рассеяние, т. е. создает последующие волны от других неоднородностей. При малых объемах среды характеристики светового поля в основном обусловлены падающей и однократно рассеянной волнами, энергия которых превышает энергию многократно рассеянных волн из-за малости амплитуды вторичного рассеяния.

При более строгом подходе ослабляющие свойства частиц среды в элементарном объеме потока обтекания (анализируемом объеме) описываются матрицей коэффициентов рассеяния излучения. Различают два вида когерентного рассеяния: *релеевское* (молекулярное) и *Мирассеяние* (аэрозольное). При релеевском рассеянии на частицах, диаметр которых меньше длины волны излучения, каждая частица действует как электрический диполь-излучатель, а угловое распределение рассеянного света не зависит от размеров и формы частицы. При этом количество света, рассеянного одной частицей, чрезвычайно мало. Так, для  $\lambda_0 = 0,6328$  мкм эффективность рассеяния излучения для молекул воздуха равна  $3 \cdot 10^{-12}$  [11]. Поэтому на практике, если в анализируемом объеме имеется хотя бы одна частица аэрозоля, молекулярное рассеяние можно не учитывать [11, 32].

Теория Дж. Ми (1868—1957) \* применима как к малым, так и к большим частицам, у которых радиус  $a \geq \lambda_0$ , и с высокой точностью объясняет рассеяние света на частицах. Согласно этой теории считается, что рассеяние света частицами происходит независимо, интенсивность рассеяния отдельными частицами суммируется и что частицы освещаются только первичным пучком (многократное рассеяние света частицами при этом исключается). Вследствие указанных причин ослабление излучения пропорционально числу частиц N в единице объема.

\* См.: Mie G. // Ann. d. Physik.— 1908.— V. 25.— P. 377.

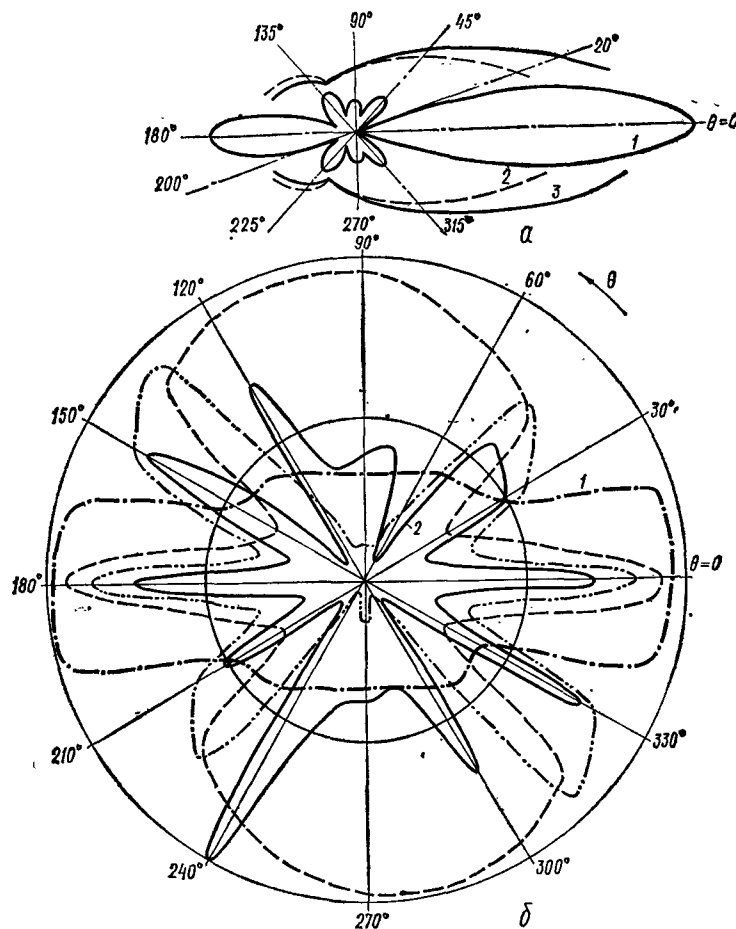


Рис. 15.3. Угловое распределение интенсивности рассеянного поля излучения (а) и индикатрисы рассеяния излучения на аэрозолях для случая  $\rho = 10$ ,  $n = 1,33$ ,  $\alpha = 5^\circ$  (б):

а: 1 —  $a = 0,3$  мкм,  $\lambda_0 = 0,6328$  мкм; 2 —  $a = 0,15$  мкм,  $\lambda_0 = 0,556$  мкм; 3 —  $a = 0,05$  мкм,  $\lambda_0 = 0,556$  мкм; б: 1 — индикатрисный, 2 — поляризационный эффекты Ми

Основные результаты теории Дж. Ми получены путем анализа довольно сложных формул разложения компонент поля  $TEM_{nmq}$  в бесконечные ряды по физическим параметрам:  $\rho = 2\pi a/\lambda_0$ , показателю преломления  $n$  и телесному углу  $\theta$  (рис. 15.3, а). Ряды сходятся медленно, поэтому учитывают несколько членов разложения ряда. Напомним эти результаты [4]:

1. При  $\rho \ll 1$ ,  $n < 1$  решение формул Ми приводит к молекулярному рассеянию Рэлея.

2. При  $\rho < 1$ ,  $n\rho \approx k\pi$  ( $k$  — целое число) эффективность рассеяния возрастает и полное поперечное сечение рассеяния  $\sigma \approx 6\pi a^2$ , т. е. возникают так называемые резонансы Ми и коэффициент рассеяния  $k_p(\lambda)$  имеет максимальное значение.

3. При  $\rho > 1$  увеличение  $\sigma$  замедляется и коэффициент ослабления

$$K_\lambda \approx 2\pi a^2 = k_n(\lambda) + k_p(\lambda).$$

Угловая функция рассеяния  $f(\theta) = \frac{P(\theta)}{\int_0^{4\pi} P(\theta) d\theta}$ , т. е. распределение мощности  $P(\theta)$  в пространстве  $4\pi$  стерадиан однозначно определяет индикатрису рассеяния и зависит от параметров  $\rho$  и  $n$ . Получается так называемый *индикатрисный эффект Ми*, определяемый интерференционной природой рассеяния. При  $\rho \gg \lambda_0$  появляется целый ряд максимумов и минимумов на сильно вытянутой вперед индикатрисе (рис. 15.3, б) безразмерной функции рассеяния  $f(\theta)$  в заданном направлении [11].

4. При  $\rho > 1$  и некоторых углах  $\theta$  возникает *поляризационный эффект Ми*, когда плоскость поляризации света аэрозолем совпадает с плоскостью максимального рассеяния.

5. Коэффициент рассеяния аэрозоля, состоящего из  $N$  рассеивающих частиц, практически равен коэффициенту рассеяния для одной частицы, умноженному на  $N$ .

Обычно для сферических рассеивающих центров с показателем преломления  $n$ , радиусом частиц  $a$  и параметром  $\rho = 2\pi a/\lambda$  коэффициент рассеяния удобно записать через компоненты матрицы рассеяния [11]:

$$M(\theta) = \begin{vmatrix} k_{p11} & k_{p12} & 0 & 0 \\ k_{p21} & k_{p22} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & k_{p33} & k_{p34} \\ 0 & 0 & k_{p43} & k_{p44} \end{vmatrix} \approx \begin{vmatrix} k_{p11} & k_{p12} \\ k_{p43} & k_{p44} \end{vmatrix},$$

причем  $k_{p11} = k_{p22}$ ,  $k_{p33} \approx k_{p44}$ ,  $k_{p12} = k_{p21}$ ,  $k_{p34} \approx k_{p43}$  из-за симметрии частиц и их ориентации в пространстве [11].

Элементы матрицы  $k_{pij}$  рассчитываются по формулам теории Дж. Ми [4]. Иногда как результат экспериментальных исследований их удобно представить индикатрисой — распределением рассеянного поля в полярной системе координат. Пример такой индикатрисы рассеяния показан на рис. 15.3, б. По мере увеличения параметра  $\rho$  от 0 до  $\infty$  индикатриса меняет форму и становится асимметричной и вытянутой вперед. Для частиц с показателем преломления  $n = 1,5$  и радиусом  $a = 0,1; 1,5$  мкм ( $\rho = 6,3; 18,8$ ) отношение мощностей рассеянного вперед и назад излучения равно 17 : 7 и 74 : 8 соответственно.

Экспериментально невозможно зарегистрировать только прямое излучение, так как для этого необходимо иметь фотоприемное устройство с нулевой апертурой. Поле зрения приемной апертуры можно сделать сколько угодно малым, но не равным нулю. Поэтому фотоприемные устройства всегда совместно с прямым излучением регистрируют многократно рассеянный частицами свет. Измеренный при этом коэффициент рассеяния можно записать в виде

$$k_{p43} = \pi a^2 [2 - \varphi(z)], \quad (15.5)$$

где  $z = (2\pi a/\lambda_0) D_{св}/(2R) = \rho D_{св}/(2R)$ ;  $D_{св}$  — световой диаметр входного отверстия фотоприемной апертуры;  $\varphi(z)$  — табулированная функ-

ция, которой учитывают форму индикатрисы;  $R$  — расстояние до фотоумножителя.

Когерентная волна лазера, падающая на некоторый объем рассеивающих частиц, обуславливает интерференцию рассеянных частицами волн, что, в свою очередь, приводит к распределению мощности рассеянного излучения в различных направлениях. Рассмотрим конкретный пример применения матрицы рассеяния аэрозоля, используя поляризованное излучение на выходе ЛДИС для измерения скорости потока, т. е. определения вектора  $\vec{v}$ . Для этого оптическую систему прибора ЛДИС дополняют поляризационными призмами. Обычно в качестве поляризатора и анализатора применяют призмы Волластона и с их помощью определяют поляризацию рассеянного излучения.

Допустим, что рассеивающие частицы, находящиеся в потоке, имеют сферическую форму, одинаковые оптические свойства и размеры. При рассеянии горизонтально поляризованной волны сферическими частицами в направлении опорного луча преобразование параметров волны можно описать матрицей рассеяния (см. рис. 15.2, б)

$$\begin{bmatrix} k_1 e^{jk_{p1}} & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix},$$

а при рассеянии вертикально поляризованной волны в направлении приемника — матрицей рассеяния

$$\begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 0 & k_2 e^{jk_{p2}} \end{bmatrix}.$$

Это можно показать, используя квадратные матрицы Джонса [4, 10]. Призма Волластона при азимуте  $\theta = 0$  имеет следующие приборные матрицы для горизонтально и вертикально поляризованных составляющих измеряемого рассеянного излучения:

$$\begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix}; \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}.$$

Учитывая, что для каждой из поляризованных составляющих волн предназначен свой приемник, поляризационную матрицу рассеянной волны, падающей на один из фотоумножителей, можно определить так:

$$\begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 0 & k_2 e^{jk_{p2}} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 0 \\ A_{ox} e^{j\delta_{ox}} \end{bmatrix} = A_{ox} k_2 e^{j(k_{p2} + \delta_{ox})} \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix},$$

а на другой — так:

$$\begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} k_1 e^{jk_{p1}} & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_{ny} e^{j\delta_{ny}} \\ 0 \end{bmatrix} = A_{ny} k_1 e^{j(k_{p1} + \delta_{ny})} \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix}.$$

Поляризационные матрицы опорных волн  $E_{ox}$  и пространственно совмещенных с ними рассеянных объектных волн  $E_{ny}$  соответственно

имеют вид:

$$\begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos 2\theta & \sin 2\theta \\ \sin 2\theta & -\cos 2\theta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 0 \\ E_{ox} e^{j\delta_{ox}} \end{bmatrix} = E_{ox} e^{j\delta_{ox}} \begin{bmatrix} 0 \\ -\cos 2\theta \end{bmatrix};$$

$$\begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos 2\theta & \sin 2\theta \\ \sin 2\theta & -\cos 2\theta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 0 \\ E_{ny} e^{j\delta_{ny}} \end{bmatrix} = E_{ny} e^{j\delta_{ny}} \begin{bmatrix} \sin 2\theta \\ 0 \end{bmatrix},$$

где  $k_1 e^{jk_{p1}}$ ,  $k_2 e^{jk_{p2}}$  — комплексные коэффициенты ослабления при рассеянии горизонтально и вертикально поляризованных волн с векторами направления  $k_1$ ,  $k_2$  на частицах аэрозоля;  $k_{p1}$ ,  $k_{p2}$  — коэффициенты рассеяния;  $A_{ox}$ ,  $A_{ny}$  — амплитуды поляризационной матрицы опорной и рассеянной матриц;  $\theta$  — азимут полуволновой пластинки;  $E_{ox}$ ,  $E_{ny}$  — ортогональные составляющие напряженности электрического поля опорной и рассеянной волн;  $\delta_{ox}$ ,  $\delta_{ny}$  — углы ориентации векторов напряженности опорной и рассеянной волн.

Из этих формул следует, что амплитуда напряженности электрического поля опорной волны зависит от азимута полуволновой пластинки фазового компенсатора. Меняя  $\theta$ , можно регулировать соотношение амплитуд волн, разделенных призмой Волластона. При  $\theta = 45^\circ$  интенсивности волн, попадающих на разные фотоприемники, одинаковы. По сигналам на выходе фотоумножителей, пропорциональным проекциям вектора  $\vec{v}$ , можно судить о его модуле и направлении.

### 15.5. Отношение мощностей сигнала и шума в ЛДИС и структура доплеровского сигнала

В ЛДИС выделение сигнала на фоне шумов производится как оптическим каналом, так и электронным трактом обработки и регистрации доплеровского сигнала. Поэтому условно принято разделять шумы на *внешние* и *внутренние*. Так как входным сигналом является суперпозиция рассеянных лазерных лучей, порождаемых частицами и неоднородностями среды, то в структуру внешних шумов сигнала будут входить следующие компоненты: случайные флуктуации амплитуды и фазы излучения лазера (т. е. квантовые шумы, фоновые засветки) и шумы, порождаемые посторонними источниками излучения.

В реальных схемах доплеровский сигнал смешан еще и с внутренними шумами. К ним относят темновой ток фотоприемника, а также тепловой и дробовой шумы электронного тракта. Отметим, что каждое звено измерительной схемы вносит свой компонент шума и ухудшает качество системы в целом. Добавление шумов уширяет спектр доплеровской частоты, так как уже говорилось, что оптический сигнал представляет собой векторную сумму отдельных сигналов, включая и шумы. Это может привести к тому, что полезный сигнал исчезнет на фоне этих шумов.

Кроме указанных выше, на уширение спектра доплеровского сигнала оказывают влияние конечный размер анализируемого объема, неравномерность скоростей рассеивающих частиц, механические вибрации и другие причины. Физическая природа аддитивных компонент шума почти одинакова для всех оптоэлектронных измерительных си-

\* См.: Землянский В. М. Лазерные доплеровские измерители скорости и их применение в науке и технике. — К., 1985. — 18 с.

стем. Поэтому, не проводя математического анализа, представим одну из важнейших шумовых характеристик измерительной схемы при методе прямого детектирования ЛДИС. Этой характеристикой, определяющей качество работы систем, является отношение мощностей полезного сигнала  $P_c$  и шума  $P_{ш}$  [7]:

$$P_c/P_{ш} = \frac{\eta P_{\text{вых}}}{h\nu_0 \Delta f} \left( \frac{D_{\text{св}}}{Rd} \right)^2 \sigma(\theta, \varphi), \quad (15.6)$$

где  $\eta$  — квантовая эффективность фотоумножителя;  $h\nu_0$  — энергия фотона, Дж;  $\Delta f$  — полоса пропускания фотоумножителя и электронного тракта;  $D_{\text{св}}$  — диаметр входного зрачка приемного объектива;  $R$  — расстояние от анализируемого объема до приемника, см;  $\sigma(\theta, \varphi)$  — дифференциальное сечение рассеяния частицы, см<sup>2</sup>;  $\theta, \varphi$  — угловые координаты вектора  $\vec{k}_p$  относительно вектора  $\vec{k}_0$ .

Формула (15.6) справедлива для одной рассеивающей частицы аэрозоля. Если анализируемый объем мал и содержит набор частиц  $N$ , движущихся с различными скоростями, то отношение мощностей  $P_c/P_{ш}$  для набора частиц будет равно  $(P_c/P_{ш}) N$ . Положив, что  $N$  рассеивающих частиц занимают весь анализируемый объем, равный сфере диаметром  $d$ , получим

$$N = \pi d^3 \rho_N / 6,$$

где  $\rho_N$  — плотность частиц в анализируемом объеме.

Отношение  $P_c/P_{ш}$  для всего анализируемого объема, содержащего  $N$  рассеивающих частиц,

$$(P_c/P_{ш})_{\text{опт}} = (P_c/P_{ш}) N = \frac{\pi}{6} \frac{P_{\text{вых}} \eta D_{\text{св}}^2 \rho_N d}{h\nu_0 \Delta f R^2} \sigma(\theta, \varphi). \quad (15.7)$$

Чтобы получить максимальное отношение  $P_c/P_{ш}$ , необходимо сфокусировать приемник и излучатель на минимально возможный диаметр анализируемого объема, который в свою очередь ограничен дифракционным пределом разрешения излучения.

Из приведенных формул следует, что отношение  $P_c/P_{ш}$ , помимо параметров рассеивающей среды, зависит от мощности лазера, квантовой эффективности и полосы пропускания фотоумножителя. Поэтому к методам повышения отношения  $P_c/P_{ш}$  следует отнести: увеличение мощности лазера; увеличение квантовой эффективности фотоумножителя; применение оптической фильтрации сигнала на входе приемника; использование оптимальной пространственной фильтрации с помощью апертурных диафрагм рассчитанной конфигурации.

Применение средств криогенной техники позволяет снизить шумы приемника, которые определяются флуктуациями температуры нагрева фотослоя. Доплеровская ширина полосы, вызванная различием скоростей частиц аэрозоля, составляет 3...5 кГц, в то время как доплеровское смещение частоты от среднего значения, характеризующего скорость потока, достигает 100 МГц.

Измерение доплеровского сигнала (рис. 15.4, а), спектральная плотность которого показана на рис. 15.4, б, обычно производят спектроанализатором. Среднюю скорость оценивают по центру наблюдаемого спектра  $s(\nu_D)$ . Однако спектроанализатор не пригоден для регистрации

быстрых изменений скорости, а также по этой методике измерения трудно различить, какова природа сигнала: либо от наличия турбулентности в потоке, либо от перемещения частиц аэрозоля. Поэтому для достоверной информации применяют другую электронную схему. Она состоит из фотоумножителя, ограничителя и частотного дискриминатора с шириной полосы, обеспечивающей пропускание всего спектра частот.

По этой методике измеряют спектральную плотность мощности в спектре доплеровского сигнала, которая имеет ту же структуру, что и функция плотности вероятности, характеризующая число рассеивающих центров для каждого значения скорости \*. Это гауссова функция с центральной частотой, соответствующей мгновенной скорости движения частиц в анализируемом объеме, которая определяется зависимостью

$$s(\nu) = s(\nu_D) \exp \left\{ - \left[ \frac{\lambda_0 \Delta \nu_D}{\sqrt{\ln 2}} (\nu_0 - \nu_D) \right]^2 \right\}, \quad (15.8)$$

где  $s(\nu_D)$  — спектральная плотность мощности, соответствующая доплеровской частоте;  $\Delta \nu_D$  — ширина доплеровски уширенной спектральной линии.

Для частиц аэрозоля уширение доплеровской спектральной линии мало. Например, для капель воды радиусом  $a = 1$  мкм при  $T = 300$  К,  $\alpha = 10^\circ$  и  $\lambda_0 = 0,63$  мкм  $\Delta \nu_D = 650$  Гц. Подобное уширение спектральной характеристики обычно трудно наблюдать. Отметим, что в  $\Delta \nu_D$  учтено уширение спектра за счет турбулентности среды.

## 15.6. Оценка энергетических характеристик излучателя

Наибольшее расстояние, на котором с помощью ЛДИС может быть измерена скорость среды, определяют, решая уравнения (15.7) относительно  $R$  и подставляя в решение значение диаметра лазерного пучка, сфокусированного в анализируемом объеме. В этом случае

$$R_{\text{max}} \simeq \frac{2}{3d} \frac{P_{\text{вых}} \eta \lambda_0 D_{\text{св}} \rho_N}{(P_c/P_{ш})_{\text{опт}} h\nu_0 \Delta f} \sigma(\theta, \varphi), \quad (15.9)$$

где  $d \simeq 4\lambda_0 R / (\pi D_{\text{св}})$  — диаметр лазерного луча.

Следовательно, с помощью ЛДИС можно измерять дистанции до турбулентностей, находящихся в оптически прозрачной среде. Если принять конкретные значения параметров схемы и среды:  $\eta = 0,2$ ;  $P_{\text{вых}} = 2$  Вт;  $\lambda_0 = 0,48$  мкм;  $D_{\text{св}} = 15$  см;  $(P_c/P_{ш}) N = 4$ ;  $\alpha = 10^\circ$ ;

\* См.: Ринкевичюс Б. С. Лазерная анемометрия. — М., 1978. — 160 с.

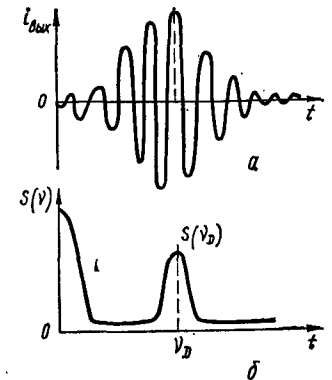


Рис. 15.4. Выходной ток фотоэлектронного умножителя, содержащий переменную составляющую с частотой  $f_D$ , (а) и спектр фототока, регистрируемый спектроанализатором, (б)

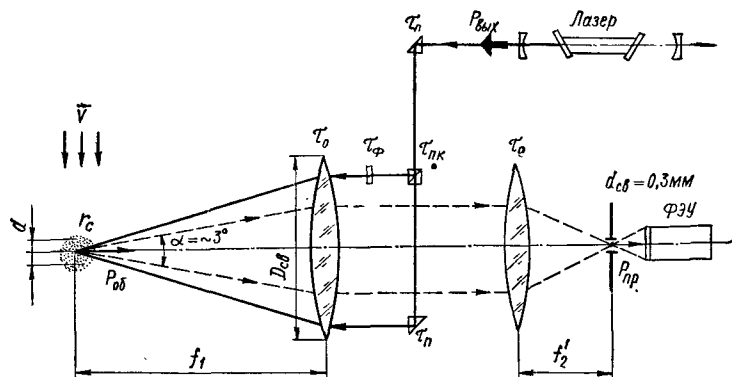


Рис. 15.5. Оптическая схема дифференциального ЛДИС:

$f_1, f_2$  — фокусные расстояния объективов;  $d_{св}$  — световой диаметр диафрагмы;  $d$  — диаметр анализируемого объема

$\Delta f = 10$  кГц; среднее значение дифференциального поперечного сечения

$$\overline{\sigma(\theta, \varphi)} = \sigma/(4\pi) \simeq P_1 r_a a^2/4,$$

то для рассеивающих частиц: капель воды с  $a = 1$  мкм,  $\rho_N = 100$  см<sup>-3</sup>,  $\sigma = 5 \cdot 10^{-8}$  см<sup>2</sup>; средней дымки с  $a = 0,1$  мкм,  $\rho_N = 10^5$  см<sup>-3</sup>; пыли с  $a = 0,35$  мкм,  $\rho_N = 10^4$  см<sup>-3</sup>; густого тумана с  $a = 3$  мкм,  $\rho_N = 100$  см<sup>-3</sup>,  $\sigma(10^\circ) = 1,1 \cdot 10^{-7}$  см<sup>2</sup> и дыма с  $a = 0,1$  мкм,  $\rho_N = 10^7$  см<sup>-3</sup> расчетное значение расстояния до анализируемого объема определяется сотнями метров.

Этот анализ параметров частиц природных аэрозолей показывает, что лазерный доплеровский метод применим не только для измерения скорости ветра, но и расстояния до турбулентности потока в открытой атмосфере, причем максимальная дистанция достигает сотен метров и, как правило, ограничена поглощением излучения частицами аэрозоля и искажениями волнового фронта.

Проведем оценку необходимой мощности лазера дифференциально-го ЛДИС, регистрирующего рассеянное назад излучение (рис. 15.5). Сначала определим общие потери энергии при прохождении оптического канала

$$\tau_\Sigma = r_c \tau_n \tau_{п.к} \tau_\phi \tau_o, \quad (15.10)$$

где  $r_o$  — интегральное значение коэффициента обратного отражения от частиц среды в анализируемом объеме;  $\tau_n$ ,  $\tau_{п.к}$ ,  $\tau_\phi$ ,  $\tau_o$  — коэффициенты пропускания призмы, куб-призмы, фильтра и объектива соответственно.

Потери до анализируемого объема

$$\tau_1 = \tau_n \tau_{п.к} \tau_\phi \tau_o,$$

а мощность, достигающая рассеивающую среду,

$$P_1 = P_{\text{вых}} \tau_1.$$

Мощность излучения, попадающая на фотоумножитель,  $P_{\text{пр}} = P_{\text{вых}} r_o \left( \frac{\pi D_{св}}{2f_1} \right)^2 \left( \frac{\tau_o d_{св}}{2f_2} \right)^2 \tau_{п.к} \tau_\phi \tau_o = P_{об} \left( \frac{\pi D_{св}}{2f_1} \right)^2 \left( \frac{\tau_o d_{св}}{2f_2} \right)^2$ , где  $P_{об} = P_1 r_o$  — мощность обратного рассеяния.

Для диапазона оптической толщины анализируемого объема яркость  $B_{172^\circ}$  рассеянного назад под углом  $172^\circ$  излучения составляет  $10^{-8} \dots 10^{-9}$  яркости  $B_0$  падающего на аэрозоль излучения [11], т. е.  $B_{172^\circ} = (10^{-8} \dots 10^{-9}) B_0$ .

Это же значение можно считать действительным и для мощности световых потоков прямого и обратного рассеяния:

$$r_o \simeq P_{об}/P_1 = 10^{-8} \dots 10^{-9}.$$

Тогда

$$P_{\text{вых}} = 10^9 P_{\text{пр}} / \left( \frac{\pi D_{св}}{2f_1} \right)^2 \left( \frac{\tau_o d_{св}}{2f_2} \right)^2 \tau_1.$$

Необходимое значение выходной мощности лазера по пороговому значению фотоумножителя  $\epsilon_{ф.э.у}^{\text{пор}}$  можно оценить, используя формулу

$$P_{\text{вых}}^{\text{необх}} \simeq \frac{(P_c/P_{ш})_{\text{опт}} \epsilon_{ф.э.у}^{\text{пор}}}{(\tau_o d_{св}/(2f_2))^2 (\pi D_{св}/(2f_1))^2 \tau_o \tau_n \tau_{п.к} \tau_\phi}.$$

В формуле учтено, что отношение мощности сигнала к мощности шумов

$$(P_c/P_{ш})_{\text{опт}} = (P_c/P_{ш}) N.$$

**Пример.** Если  $\epsilon_{ф.э.у}^{\text{пор}} = 3,3 \cdot 10^{-13}$  Вт/Гц<sup>1/2</sup>;  $(P_c/P_{ш})_{\text{опт}} = 4$ ;  $D_{св} = 10$  мм;  $d_{св} = 0,1$  см;  $f_1 = 50$  см;  $f_2 = 15$  см;  $\tau_n = 0,9$ ;  $\tau_o = 0,9$ ;  $\tau_{п.к} = 0,5$ ;  $\tau_\phi = 0,9$ ;  $r_c = 10^{-6}$ , то  $P_{\text{вых}}^{\text{необх}} = 50$  мВт.

Таким образом, если в анализируемом объеме рассеяние излучения назад эквивалентно рассеянию атмосферного тумана или дымки, то необходимая мощность газового лазера составляет 50 мВт. При размещении ЛДИС в аэродинамической трубе с естественной запыленностью необходимая мощность лазера, по-видимому, возрастет на порядок, т. е. до 0,5 Вт.

## Глава 16. ОПТИЧЕСКАЯ ГОЛОГРАФИЯ

### 16.1. Принцип голографии и уравнение голограммы

**Голография** — принципиально новый метод получения объемного изображения объектов, основанный на регистрации интерференционной картины, образующейся в результате суперпозиции объектной и опорной волн на светочувствительном материале. Полученная интерферограмма называется **голограммой**.

На ней отсутствуют элементы, хотя бы отдаленно напоминающие, оригинал, и тем не менее записана полная информация одновременно об амплитуде и фазе волн, рассеянных объектом.

Дифракция опорного излучения на голограмме приводит к восстановлению объектной (предметной) волны, т. е. изображению объекта. В наличии информации о фазе и амплитуде заключается принципиаль-



ное различие голографии от метода фотографии, где регистрируется информация только об амплитуде.

Метод голографии был предложен впервые английским физиком Д. Габором. В 1948 г. Д. Габор, занимаясь улучшением качества изображения в электронных микроскопах, открыл новый метод восстановления амплитуды и фазы световых волн. Он предложил регистрировать голограмму с помощью электронного пучка, а для получения изображения освещать ее пучком видимого света. Несмотря на значительные усилия, ожидаемое качество изображения с разрешением порядка  $10^{-4}$  мкм так и не было достигнуто.

Когда Д. Габор проводил свои первые эксперименты, источники света не удовлетворяли условиям когерентности и качественных голограмм получить не удавалось. Второе рождение голографии относится к 1962—1963 гг., когда Ю. Денисюк, Э. Лейт, Ю. Упатниекс применили для нее лазеры и методы лазерной техники. Лазеры поставили голографию на прочный практический фундамент.

Принцип голографии можно сформулировать следующим образом. Это двухэтапный (иногда безлинзовый) процесс получения объемного изображения объекта. На первом этапе полная информация, заключенная в фазе и амплитуде световых волн, рассеянных объектом, записывается на голограмме интерференционной картиной, возникающей как результат взаимодействия опорной и объектной волн. На втором этапе для восстановления изображения объекта голограмму освещают опорным пучком света. Вследствие дифракции излучения на голограмме образуется объемное изображение объекта. Получение голограммы обязательно требует когерентности излучения, что в оптическом диапазоне длин волн обеспечивается применением желательного одноименных лазеров.

Попытаемся представить математическую модель процесса голографии. Допустим, что на светочувствительный слой фотопластинки падают две волны: опорная  $\vec{E}_o$  и объектная  $\vec{E}_n$ . Комплексные амплитуды (оптический сигнал) этих волн в плоскости голограммы запишутся так [22]:

$$\vec{E}_o = E_o(x, y) e^{i\varphi_o(x, y)}; \quad \vec{E}_n = E_n(x, y) e^{i\varphi_n(x, y)}. \quad (16.1)$$

Комплексная суммарная амплитуда поля излучения в плоскости голограммы (рис. 16.1)

$$\vec{E}_o + \vec{E}_n = E_o(x, y) e^{i\varphi_o(x, y)} + E_n(x, y) e^{i\varphi_n(x, y)}. \quad (16.2)$$

Как известно (см. п. 3.3), распределение интенсивности интерференционной картины пропорционально квадрату модуля комплексной амплитуды:

$$I(x, y) = a |E_o + E_n|^2 = a (E_o + E_n) (E_o + E_n)^* = a (E_o E_o^* + E_n E_n^* + E_o E_n^* + E_o^* E_n), \quad (16.3)$$

или, учитывая (16.1),

$$I = a [E_o^2 + E_n^2 + E_o E_n e^{i(\varphi_n - \varphi_o)} + E_o^* E_n e^{-i(\varphi_n - \varphi_o)}] = a [E_o^2 + E_n^2 + 2 E_o E_n \cos(\varphi_n - \varphi_o)]. \quad (16.4)$$

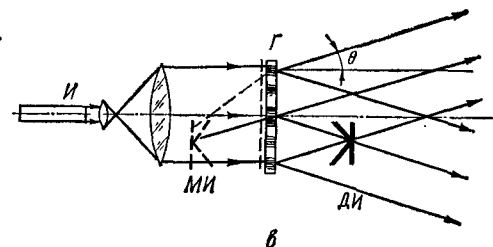
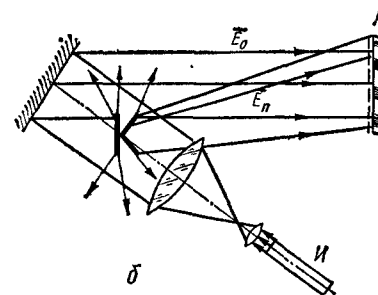
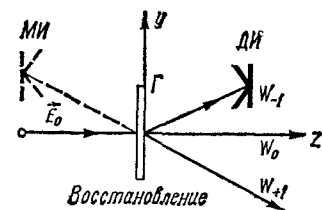
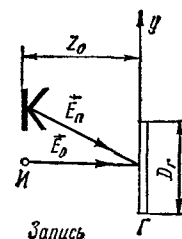


Рис. 16.1. К методу голографии:

а — модель двухэтапного голографического процесса; б — схема установки для записи голограммы объекта; в — схема установки для восстановления изображения объекта (И — источник-лазер,  $\vec{E}_o$  — опорная волна,  $\vec{E}_n$  — объектная волна, МИ — мнимое изображение, ДИ — действительное изображение)

Зависимость (16.4) является уравнением голограммы. Минимальная и максимальная освещенности интерферограммы определяются соответственно из условий:

$$\varphi_n - \varphi_o = 2\pi; \quad \varphi_n = \varphi_o; \quad I_{\min} \sim a (E_o - E_n)^2; \quad I_{\max} \sim a (E_o + E_n)^2, \quad (16.5)$$

где  $a$  — коэффициент пропорциональности.

Контрастные участки голограммы сравнительно просто определить, если известны  $I_{\min}$  и  $I_{\max}$ :

$$k = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} = \frac{2 E_o E_n}{E_o^2 + E_n^2}. \quad (16.6)$$

Расстояние между интерференционными полосами (период) в случае записи простейшей голограммы — дифракционной решетки с равномерно чередующимися светлыми и темными полосами, полученной при регистрации двух плоских волн,

$$\Lambda = \frac{\lambda_0}{2n \sin \theta}, \quad (16.7)$$

где  $n$  — показатель преломления фотослоя;  $\theta$  — угол между опорным и предметным лучами.

Экспозиция \*

$$H_0 = It_3 = a[E_0^2 + E_n^2 + 2E_0E_n \cos(\varphi_n - \varphi_0)]t_3 = \\ = at_3(E_0^2 + E_n^2)[1 + k \cos(\varphi_n - \varphi_0)], \quad (16.8)$$

где  $t_3$  — время экспонирования.

При восстановлении изображения объекта коэффициент пропускания  $\tau$  проявленной голограммы есть линейная функция экспозиции:  $\tau = \tau_0 + \tau_1 It_3$ . Это справедливо, если использовать линейный участок характеристики чувствительности фотоэмульсии пластинки.

**Пример.** Практически среднее значение экспозиции при записи голограммы гелий-неоновым лазером с мощностью  $P_{\text{вых}} \sim 50 \dots 100$  мВт и площадью сечения пучка, освещающего голограмму,  $S_n = 100$  см<sup>2</sup> составляет  $H_0 = P_{\text{вых}} t_3 \eta_t / S_n \simeq 15$  мДж/см<sup>2</sup>, где  $t_3 = 100$  с — время экспонирования;  $\eta_t = 4 \dots 5$  % — эффективность передачи энергии излучения от лазера к фотослою.

Осветив голограмму опорной волной, получим

$$\tau E_0 = [\tau_0 + \tau_1(E_0^2 + E_n^2)]E_0 + \tau_1 E_0^2 E_n + \tau_1 E_0^2 E_n^* = \\ = \omega_0 + \omega_{+1} + \omega_{-1}, \quad (16.9)$$

где  $\tau_1' = \alpha \tau_1 t_3$ .

Каким же источникам излучения соответствует найденное распределение поля? Первое слагаемое  $\omega_0 = [\tau_0 + \tau_1(E_0^2 + E_n^2)]E_0$  представляет собой волну, которая распространяется в направлении опорной волны. Это так называемая *волна нулевого порядка*, которая проходит через голограмму без искажения (см. рис. 16.1, а).

Второе слагаемое  $\omega_{+1} = \tau_1 E_0^2 E_n$  — это *волна плюс первого порядка*. Она образует мнимое изображение регистрируемого объекта в том месте, где он находился в момент получения голограммы. Наблюдатель, воспринимающий ее, будет видеть объект висящим за голограммой, как в обычном зеркале.

Третье слагаемое  $\omega_{-1}$  в уравнении (16.9) является *волной минус первого порядка*. Эта волна, сопряженная с исходной объектной волной. Она распространяется под некоторым углом к волне, освещающей голограмму, по другую сторону от волны нулевого порядка. Эта волна образует *действительное* изображение, которое является *псевдоскопическим* изображением, т. е. имеющим «вывернутую наизнанку» конфигурацию исходного объекта. Его также можно наблюдать, так как оно расположено перед голограммой.

Рассмотрим основные свойства голограммы. Уникальным является то, что *каждый участок голограммы содержит информацию о всем объекте*. И если голограмму разбить на несколько участков, то каждый из них позволяет создать полное изображение объекта. Правда, при этом качество изображения ухудшается, так как происходит распределение волнового поля  $\vec{E}(x, y)$  на поверхности голограммы и изменяется разрешающая способность.

\* Взаимодействие излучения, проникающего извне, с фоточувствительным материалом называется *внешней экспозицией*; *внутренняя экспозиция* определяется рассеянием излучения в фотоэмульсии.

Если для простоты рассуждений распределение поля считать линейным, то изображение точечного объекта составит некоторое пятно, определяющее разрешающую способность в поперечном и продольном направлениях с размерами [16]

$$\delta_{\text{поп}} \sim 2\lambda_0 z_0 / D_r; \quad \delta_{\text{прод}} \sim 2\lambda_0 (z_0 / D_r)^2, \quad (16.10)$$

где  $z_0$  — расстояние от объекта до плоскости голограммы;  $D_r$  — размер голограммы (см. рис. 16.1, а). Например, при голографировании гелий-неоновым лазером ( $\lambda_0 = 0,6328$  мкм) при  $D_r = 5$  см,  $z_0 = 50$  см точечный объект может быть изображен размытым пятном ( $\delta_{\text{прод}} = 12,6$  мкм;  $\delta_{\text{поп}} \sim 0,126$  мм).

Следующее интересное свойство заключается в возможности *наблюдения голограммы на разных длинах волн*. Запись голограммы происходит на коротких волнах (например, на рентгеновских), а восстановление — в видимом диапазоне длин волн, что очень ценно для микроскопии, так как дает значительное увеличение. Но при этом необходимо помнить, что при восстановлении изображения объекта возможны искажения.

Самым замечательным свойством голограммы является *объемность изображения* — следствие регистрации на голограмме пространственной структуры волн с их фазами и амплитудами, причем фаза кодируется относительной плотностью, а амплитуда — контрастом интерференционной картины. Регистрация приходящих от различных точек объекта фазовых соотношений, чего нет в обычной фотографии, дает информацию об относительных расстояниях до различных точек объекта. Это и определяет объемность изображения, которое можно наблюдать и даже фотографировать с различных точек пространства. Отметим, что на полученных снимках можно заметить параллакс и глубину резкости ближнего и дальнего планов — неизбежные характеристики объемности.

Еще одно уникальное свойство голограммы заключается в том, что на одной фотопластинке можно последовательно зафиксировать несколько изображений различных объектов и каждое из них восстанавливать без особых помех и независимо от других изображений. На этом свойстве основывается разработка оптических запоминающих устройств. Если практически освоить эти свойства, то, по-видимому, в скором времени мы явемся свидетелями создания голографического цветного и объемного кинематографа и голографического телевидения.

## 16.2. Схемы записи и восстановления голограмм

Рассмотрим голографирование простейшего предмета, ограниченного точками 1...3 (рис. 16.2, а). Излучение лазера падает на каждую точку предмета, который диффузно рассеивает его по всем направлениям пространства, и в каждую точку голограммы поступает информация о всех его точках. Возьмем для примера любые три точки предмета. Рассеянная от точечного объекта волна падает на фоточувствительный слой пластинки, на которой регистрируется интерференционная картина, содержащая информацию о всех трех точках простейшего

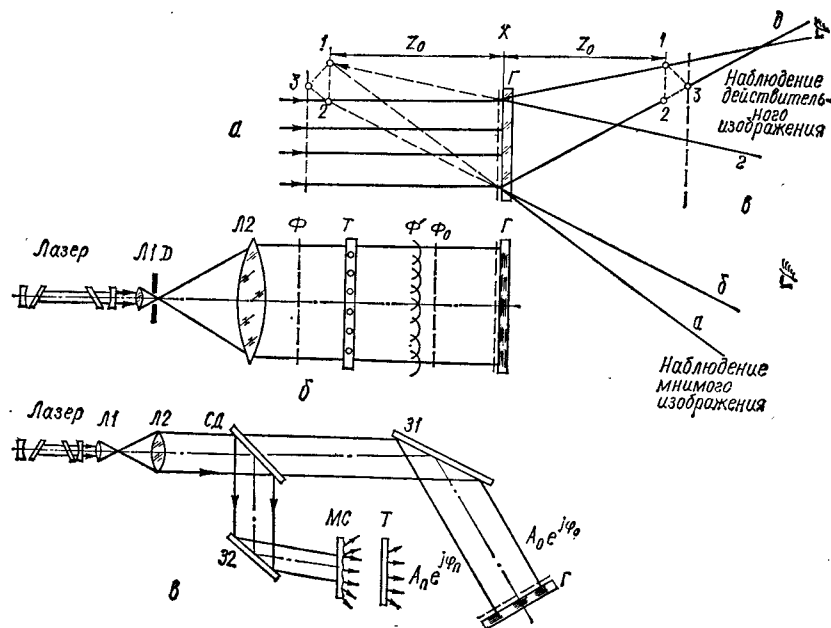


Рис. 16.2. Голографирование простейшего предмета, ограниченного тремя точками (а) и типовые схемы записи голограмм — осевая Габора (б) и внеосевая Фурье (в) СД — светоделитель; З1, З2 — зеркала; МС — матовое стекло; Г — голограмма

предмета. Если теперь просветить полученную голограмму тем же опорным лучом, как мы уже знаем, появятся мнимое и действительное изображения.

Действительное изображение — трехмерно и расположено перед голограммой. Наблюдателю несколько неудобно рассматривать его — оно «вывернуто наизнанку» по отношению к исходному предмету, т. е. он видит точку 3 перед точкой 2. На самом же деле точка 3 находится за точкой 2. Действительное изображение легко спроецировать на экран, но если экран расположен в плоскости точек 1 и 2, то они будут яркими, а точка 3 окажется не в фокусе.

Теперь обратимся к мнимому изображению. Если смотреть сквозь голограмму, то в положении а увидим только точку 1, а в положениях б...д — точки 1, 2, 3, т. е. весь предмет. Замечательным является то, что зрительное восприятие этого изображения не отличается от восприятия реального предмета и при переносе линии зрения с точки 2 на точку 1 наблюдатель должен изменять фокусировку хрусталика глаза. В этом случае также меняется и перспектива изображения — можно заглянуть за точку 2 и увидеть более удаленную точку 3. Все эти особенности мнимого изображения подтверждают его объемность и могут быть зафиксированы на фотоснимке.

Все многообразие схем записи голограмм и восстановление изображений практически можно свести к двум классическим: *осевым схемам регистрации* (голография Габора — Френеля), где используется опорный луч, прошедший через предмет без рассеяния соосно с рассе-

янным пучком, и *внеосевым схемам записи* с разделением опорного и объектного пучков. Этот метод и схему предложили в 1962 г. Э. Лейт и Ю. Упатниекс.

При получении осевой голограммы лазерное излучение расширяют с помощью объектива, состоящего из пары линз Л1, Л2 (рис. 16.2, б). Диафрагма Д пропускает только центральное дифракционное пятно первой линзы Л1, что позволяет получить достаточно плоский фронт волны  $\Phi$ . Эта волна освещает прозрачный предмет Т, например транспарант, который вносит в волновой фронт некоторые искажения. Можно представить, что волна, распространяющаяся после предмета, состоит из плоской волны  $\Phi_0$  — невозмущенной, опорной волны и волны возмущенной, дифрагированной на элементах предмета  $\Phi'$ . Полученная голограмма явится результатом интерференции волн  $\Phi_0$  и  $\Phi'$ . Оптические пути опорной и дифрагированных волн мало отличаются между собой и разность их хода невелика, что позволяет применить источник с небольшой временной когерентностью.

Интенсивность опорного пучка при восстановлении, как правило, больше интенсивности дифрагированного пучка. Поэтому яркость восстановленного изображения невелика. Помимо этого, паразитные волны ненулевых порядков накладываются на опорную волну и сильно ухудшают качество полученного изображения. Отсутствие пространственного разделения опорного и объектного пучков составляет основной недостаток этой схемы.

Внеосевая схема голографии представляет собой запись на фотослое пластинки картины интерференции объектной волны, рассеянной объектом с комплексной амплитудой  $E_n \exp(j\varphi_n)$  и когерентной с ней опорной волны  $E_0 \exp(j\varphi_0)$ . Как правило, поступают так, чтобы два интерферирующих пучка имели общий источник излучения. Это достигается пространственным разделением пучка с помощью полупрозрачных пластин — светоделителей, призм и зеркал. Деление лазерного луча удобно выполнять с помощью многослойного диэлектрического зеркала, коэффициент отражения которого можно изменять в широких пределах поворотом зеркала относительно падающего луча (рис. 16.2, в). Такое разделение полностью устраняет взаимные помехи между действительным и мнимым изображениями. Волны дифрагируют под различными углами, не накладываются друг на друга и не создают помехи наблюдению. Этим внеосевые голограммы заметно отличаются от голограмм Габора, в которых полностью разделить дифрагированные волны почти не удается.

Отметим некоторые специфические требования к процессу голографии, к источнику излучения и фотоматериалам, выполнение которых необходимо для получения качественных голограмм. На качество изображения интерферограммы влияют в основном две причины: механическая жесткость элементов голографической установки и способность излучения создавать стабильную и контрастную интерференционную картину. Изучение должно быть когерентным во времени и в пространстве. Например, при импульсной голографии размыв интерференционной картины отсутствует, если перемещение предмета за время записи голограммы не приводит к заметному изменению разности оптического пути между опорной и объектной волнами. Можно

получить приближенное условие допустимой скорости перемещения предмета \*

$$v_{\max} \sim \lambda_0 / (8\tau_n), \quad (16.11)$$

где  $\tau_n = t_s = 10^{-8} \dots 10^{-9}$  с — время экспонирования, примерно равное длительности импульса в импульсной голографии быстро протекающих динамических процессов.

При записи голограммы разность хода между опорным и объектным пучками должна быть меньше длины когерентности применяемого лазера. Если ширина частотного спектра источника  $\Delta\nu$ , то лучи будут интерферировать при условии, что разность хода между ними будет меньше длины когерентности  $l_{\text{ког}} = c/\Delta\nu$ , а максимальный размер элемента голограммы, связанный с разностью хода лучей, будет

$$l_{\text{ког}}/\sin \theta = c/(\Delta\nu \sin \theta_0), \quad (16.12)$$

где  $\theta_0$  — угол падения пучка. Например, для дуговой ртутной лампы ( $\lambda_0 = 0,55$  мкм) с шириной спектра  $10^{12}$  Гц размер голограммы точечного объекта составит около 50 мкм, т. е. разрешающая способность изображения будет низкой.

При малой временной когерентности

$$\Delta\lambda/\lambda_0 = \frac{\Delta\lambda}{0,5(\lambda_{\max} + \lambda_{\min})}$$

теряется не только объемность изображения, но и резко ухудшается качество изображения даже при голографировании точечных объектов. Однако одной временной когерентности для получения контрастной интерференционной картины недостаточно: нужна также пространственная когерентность, которую для нелазерных источников реализовать весьма трудно. Практический объем когерентности источника определяется произведением следующих величин [22]:

$$\Delta x \leq \lambda_0/\beta; \quad \Delta y \leq \lambda_0/\beta; \quad \Delta z = \lambda_0/\beta^2, \quad (16.13)$$

где  $\Delta x, \Delta y, \Delta z$  — элементарные размеры источника в прямоугольной системе координат;  $\beta$  — угол, под которым виден элементарный размер источника от плоскости голограммы.

**Пример.** Опорный пучок освещает предмет с размерами  $3 \times 3$  см<sup>2</sup>, который стоит от голограммы на расстоянии  $l = 30$  см, угол  $\beta = 0,1$  рад. Тогда объем когерентности источника должен быть равен  $\Delta x = \Delta y \leq 5$  мкм,  $\Delta z \leq 50$  мкм, т. е. источник должен быть микроскопическим. Изготовить достаточно мощный источник таких размеров чрезвычайно трудно. Поэтому лазеры с их удивительными свойствами когерентности незаменимы в голографии.

В зависимости от свойств фотослоя пластинки качество интерференционной картины и, следовательно, качество восстановленного изображения будет различным. Поэтому характеристики фотоматериалов играют важную роль в голографии.

В первую очередь это касается частотно-контрастной характеристики, которая однозначно определяет *разрешающую способность* фотоматериала, т. е. число интерференционных линий, записанных на

единице длины пластинки. Разрешающая способность фотоэмульсии в голографии должна быть значительно выше, чем в фотографии, где довольствуются зачастую значением 60 линий/мм. Наиболее распространенными до последнего времени фотоматериалами для голографии являлись «Микрат-Б» и «469F Kodak» с разрешающей способностью 1500...2000 линий/мм.

Фотоэмульсии должны иметь мелкозернистую структуру и быть однородными. Зернистость фотоэмульсии существенно влияет на качество изображения, создавая вредный фон в результате рассеяния опорной волны света на проявленных зернах. Интенсивность рассеянного излучения при  $\lambda_0 \gg r_0$  (где  $r_0 = 0,1$  мкм — радиус зерна) примерно пропорциональна  $r_0^4$ .

Наличие зерен эмульсии создает шум в изображении, который можно оценить уже известной характеристикой (см. п. 6.4, 13.5 и 15.5) — отношением мощности полезного сигнала  $P_0$  к мощности фона  $P_{\text{ш}}$ :

$$P_0/P_{\text{ш}} = c_0 n_0 \lambda_0^2 \frac{S_0^2}{S_{\text{п}} S_{\text{г}}}, \quad (16.14)$$

где  $c_0$  — постоянная плотность зерен эмульсии;  $S_{\text{п}}$  — площадь предмета;  $S_{\text{эф}}$ ,  $S_{\text{г}}$  — эффективная и полная площади голограммы.

Другой важной характеристикой эмульсии является *чувствительность*  $\epsilon_r$ . Как правило, повышение разрешающей способности фотослоя сопровождается падением его чувствительности. Для указанных выше фотоэмульсий и гелий-неонового лазера чувствительность составляет  $10^{-4} \dots 10^{-6}$  Дж/см<sup>2</sup>.

В настоящее время ведутся интенсивные исследования и поиски реверсивных фотоматериалов, допускающих перезапись информации. К таким материалам принято относить магнитные пленки, сегнето-электрические и электрооптические кристаллы, фотополупроводники, термопластические пленки и т. д. Объемная фазовая голограмма с высокой дифракционной эффективностью  $\eta_i = P_0/(P_0 + P_{\text{п}})$ , где  $P_0$ ,  $P_{\text{п}}$  — мощности опорного и объектного лучей, может быть получена на электрооптических кристаллах ниобата лития ( $\text{LiNbO}_3$ ), танталата лития ( $\text{LiTaO}_3$ ) и др.

В этих кристаллах в процессе регистрации происходят оптическое возбуждение электронов из локальных центров в зону проводимости и их диффузия в кристаллической решетке. Это приводит к возникновению электрически заряженных областей, распределение полей в которых совмещено с распределением интенсивностей интерференционной картины. Электрическое поле изменяет показатель преломления кристалла, в результате чего экспонированные участки кристалла приобретают свойства фазовой голограммы с высокой дифракционной эффективностью (около 70 %). Как показано на рис. 16.3, а, при регистрации ось  $z'$  кристалла должна быть направлена перпендикулярно к интерференционным полосам потемнения голограммы, причем плоскость поляризации падающего излучения должна проходить через эту ось.

Несмотря на то что чувствительность кристаллов значительно (в  $10^3 \dots 10^6$  раз) меньше чувствительности фотоэмульсии и составляет около 100 Дж/см<sup>2</sup>, голограмма, записанная в кристалле, имеет суще-

\* См.: Микаэлян А. Л., Голография. — М., 1968. — С. 48.

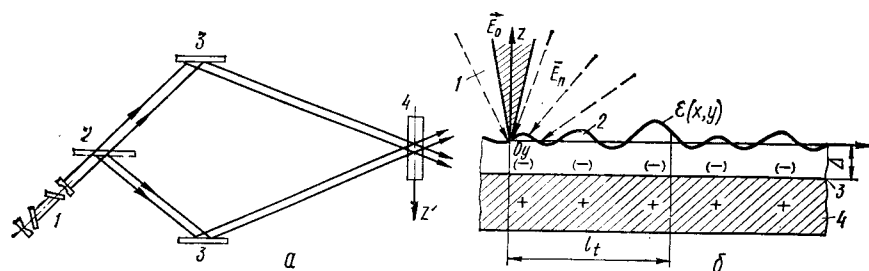


Рис. 16.3. Схема записи голограммы в кристалле (а) и на термопластической реверсивной пленке (б):

а: 1 — лазер; 2 — светоделитель; 3 — зеркало; 4 — кристалл;  
б: 1 — объектный и опорный пучки; 2 — деформированный слой термопластика; 3 — проводящий слой; 4 — основа (подложка) из лавсана;  $\varepsilon(x, y)$  — рельеф, соответствующий уравнению записанной голограммы;  $l_t$  — длина зоны нагрева;  $oy$  — ось, перпендикулярная к плоскости чертежа;  $\Delta$  — толщина термопластика

ственные преимущества — высокую разрешающую способность и дифракционную эффективность  $\eta_k^*$ . Стирание голограммы производится нагревом кристалла до 170 °С или направленным излучением. Основным недостатком — малая чувствительность  $\text{LiNbO}_3$  — может быть устранен введением примесей в чистый кристалл. Легирование примесями Fe, Mn, Cu, Ni в малых массовых долях (0,01 %) приводит к увеличению спектрального поглощения, т. е. повышению чувствительности кристалла.

Другой пример новых материалов для записи голограмм — термопластические носители — пленки (ТПН). На ТПН записываются также фазовые голограммы, которые можно восстанавливать как на просвет, так и на отражение. Чувствительность ТПН значительно выше чувствительности кристаллов, а разрешающая способность достигает 1000 штрихов/мм и больше. Термопластический слой при нагревании до температуры 100...105 °С размягчается и деформируется, повторяя распределение заряда на его поверхности. Это свойство ТПН используется следующим образом.

Структура пленки содержит термопластические смолы, фотоприемный и прозрачный проводящий слой окиси олова на лавсановой или стеклянной основе (рис. 16.3, б). Проводящий слой создает электрический контакт с фотоприемным слоем, а также служит своеобразным аккумулятором тепла на стадии проявления ТПН. На поверхность термопластика наносится однородный электрический заряд электронным лучом или специальным устройством коронного разряда. Затем проецируется интерференционная картина. Это запись голограммы. В освещенных участках происходит разрядка фотоприемного слоя и уменьшение электрического потенциала, причем распределение зарядов соответствует записанной интерференционной картине. Через некоторое время (0,1 с) потенциал поверхности ТПН изменяется: в освещенных участках возрастает, а в неосвещенных — приобретает начальное значение.

\* Дифракционная эффективность пропорциональна квадрату произведения экспозиции  $H_0$ , чувствительности  $\varepsilon_r$  и видности  $V_r$  полос интерференционной картины, т. е.  $\eta_k = (H_0, \varepsilon_r, V_r)^2$ .

Проявление производится быстрым нагревом ТПН до температуры  $\sim 100$  °С протекающим через проводящий слой SnO током. Нагрев размягчает термопластик. Под действием поверхностных сил натяжения ТПН деформируется, создавая на поверхности рельеф в соответствии с локальным распределением зарядов. При охлаждении до нормальной температуры (20 °С) термопластик затвердевает, сохраняя фазовую голограмму, соответствующую полученному фазовому рельефу.

Стирание всей записанной информации производится нагревом ТПН до 110 °С, выборочное стирание — лазерным излучением или электронным лучом.

### 16.3. Типы голограмм

По схеме записи и толщине слоя фотозмульсии, в котором записывается интерференционная картина, голограммы могут быть разделены на плоские, объемные и цветные.

Плоские (тонкослойные) голограммы — это обычно тонкие светочувствительные пленки эмульсии с зарегистрированной в них интерферограммой, нанесенные на стекло. Их структура похожа на дифракционную решетку с периодом  $\Lambda = \frac{\lambda_0}{2n \sin \theta}$ .

Плоская голограмма характеризуется функцией амплитудного пропускания дифрагирующей волны излучения —  $\tau(x, y)$ . При прохождении волны единичной амплитуды через заданный элементарный участок голограммы, подобный дифракционной решетке, непосредственно за голограммой образуются волны нулевого и первого порядков:  $\tau E_0 = \omega_0 + \omega_{+1} + \omega_{-1}$  (см. п. 16.1).

Так как толщина пленки намного меньше расстояния между двумя соседними максимумами  $\Lambda$  системы полос интерференционной картины, то при прохождении параллельного опорного пучка через плоскую голограмму фронт волны разбивается на несколько различных направленных дифракционных пучков, наклоненных по отношению к падающему пучку под различными углами  $\pm \theta, \pm 2\theta, \pm 3\theta, \dots, \pm m\theta$ , где  $\sin \theta = \lambda_0 / \Lambda$ . Один из этих пучков направлен так же, как и падающий, но интенсивность его намного больше других пучков вследствие интерференции на слоях эмульсии.

Если производится запись предмета сложной конфигурации на плоской голограмме, то каждая точка предмета образует на голограмме свою систему полос различного расположения и ширины. В этой ситуации создается плоская голограмма, тождественная сложной, нерегулярной дифракционной решетке. При восстановлении за голограммой образуются две сферические волны, которые одновременно создают мнимое и действительное изображение предмета одинаковой интенсивности. Отметим, что внесосевые схемы голографии, как правило, образуют плоские голограммы.

Объемные (толстослойные) голограммы — это специальные интерференционные структуры, у которых расстояния между соседними поверхностями почернения много меньше толщины слоя ( $\Lambda \ll \Delta$ ). Чем больше толщина слоя  $\Delta$ , тем больше в нем образуется поверхностей почернения и тем точнее получается воспроизведение предмета. По-

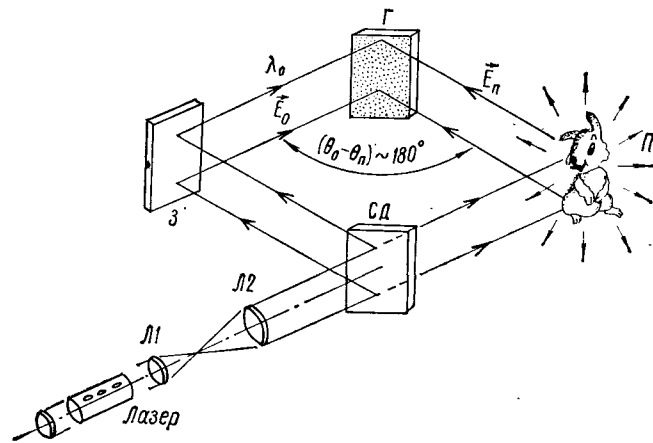


Рис. 16.4. Схема записи объемных голограмм по методу Ю. Н. Денисюка: Л1, Л2 — линзы; З — зеркало; П — предмет; Г — голограмма; СД — светоделитель

верхности почернения — это, по сути дела, пространственные изменения показателя преломления слоя. В отличие от плоской, объемная голограмма имеет два замечательных свойства.

Восстановление изображения объекта производится не обязательно излучением лазера, а в свете любого немонохроматического источника. При этом восстанавливается только одно изображение, действительное или мнимое, в зависимости от того, с какой стороны освещается голограмма. Впервые в 1962 г. объемные голограммы и метод их записи предложил Ю. Н. Денисюк (рис. 16.4).

Если делить схемы записи по углу падения объектной и опорной волн по отношению к плоскости фотопластинки, то необходимо считать, что голограмма Денисюка — объемная, отражательная голограмма — представляет собой особый тип интерферограмм. При записи этой голограммы объектная и опорная волны падают на фотопластинку с противоположных сторон и интерференционная картина записывается в толстом слое эмульсии в виде объемной структуры частично отражающих поверхностей почернения (рис. 16.5).

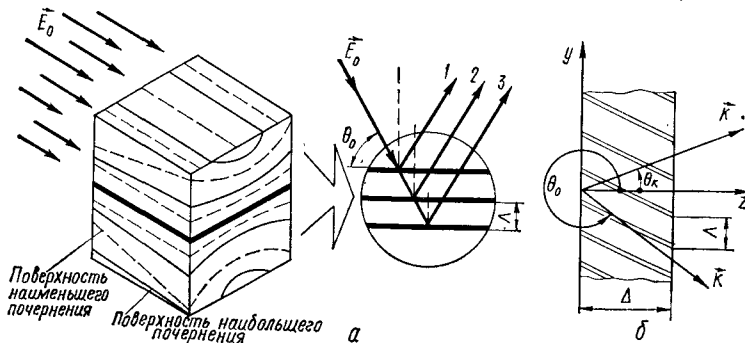


Рис. 16.5. Примерная пространственная структура объемной голограммы (а) и ее фрагмент (б)

По формальным признакам схему записи голограммы Денисюка можно отнести к осевой схеме, однако эта голограмма имеет существенные различия по сравнению с голограммой Габора. Второе свойство — она действует как отражательный интерференционный фильтр, выполняющий одновременно функции коллиматора и монохроматора (рис. 16.5, а). На объемной голограмме может быть записан большой класс различных предметов, восстановление изображений которых эффективно достигается в естественном белом свете.

При отражении излучения от поверхностей почернения между отраженными пучками также возникает интерференция и из объемной голограммы в определенном направлении выходят только те лучи, которые при интерференции усиливаются. На рис. 16.5, а — это лучи 1...3, для которых разность хода  $2\Lambda \sin \theta = m\lambda_0$ , где  $\Lambda$  — период интерференционной картины, или расстояния между соседними плоскостями почернения;  $m$  — целое число. Остальные лучи, которые не удовлетворяют этому условию, ослабляются. В результате при отражении света от объемной голограммы из широкого спектра длин волн выделяется квазимонохроматическое излучение необходимой длины волны  $\lambda_0$  в определенном направлении. Это условие Брэгга, которое определяет основные свойства объемных голограмм в зависимости от длины волны и угла падения восстанавливающего излучения. Для простейшей объемной дифракционной решетки условие Брэгга записывается так [24]:

$$2\vec{k}K + K^2 = 0, \quad (16.15)$$

где  $\vec{k} = 2\pi\vec{n}_0/\lambda_0$  — волновой вектор падающего излучения;  $K = 2\pi/\Lambda$  — вектор дифракционной решетки. Отметим, что в диапазоне видимого излучения при любом угле падения условие Брэгга выполняется только для одной длины волны. Это свойство используется при формировании цветных изображений.

Наиболее общие рекомендации получения объемных голограмм учетом условия (16.15) сводятся к следующему (рис. 16.5, б) [22].

1. Если разность углов падения опорного  $\theta_0$  и объектного  $\theta_n$  пучков составляет  $(\theta_0 - \theta_n) \sim 180^\circ$ , т. е. эти пучки падают на поверхность голограммы навстречу друг другу, то получается объемная отражательная голограмма. В ней поверхности наибольшего почернения располагаются параллельно поверхности эмульсии. Чувствительность такого фотослоя к ориентации вектора опорной волны невелика и при повороте голограммы цвет восстанавливаемого изображения несколько меняется.

2. Если разность углов находится в пределах  $10^\circ \leq (\theta_0 - \theta_n) \leq 120^\circ$ , то фотослой наиболее чувствителен к ориентации и длине волны опорного пучка. В этом случае на голограмме можно записать максимальный объем информации, устанавливая ее на дискретные углы.

3. Если разность углов мала, т. е.  $(\theta_0 - \theta_n) \leq 10^\circ$ , то чувствительность фотослоя пластинки к изменению длины и ориентации пучка мала и практически объемная голограмма эквивалентна плоской.

Цветная голограмма представляет собой наложение интерференционных картин трех длин волн ( $\lambda_k, \lambda_{ж}, \lambda_c$ ) на одной фотопластинке. Известно, что любое цветовое впечатление у наблюдателя можно создать



сочетанием трех основных цветов — синего, желтого и красного — при определенным образом подобранных интенсивностях пучков. На одной черно-белой фотопластинке наложением трех интерферограмм получают трехкомпонентную голограмму — сложнейшую интерференционную картину трех опорных и трех объектных пучков.

При восстановлении цветного изображения предмета эту сложную голограмму помещают в место экспозиции и освещают одновременно тремя опорными пучками с длинами волн  $\lambda_k, \lambda_{ж}, \lambda_c$ . Каждый из пучков, проходя через голограмму, создает действительные и мнимые изображения, из которых только три точно совпадают в пространстве и создают цветное изображение предмета. Остальные изображения являются *фантомными изображениями*, ухудшающими качество восстановления. Чтобы улучшить качество, фантомные изображения необходимо разнести подальше друг от друга, что достигается выбором длины волны пучков и углового размера предмета. Вообще фантомные изображения можно отнести к необычным особенностям голографии — это явление, когда голограмма восстанавливает недостающие детали предмета по малой его части.

Другой признак классификации голограмм — это геометрия дифракции регистрируемых пучков на голограмме. В частности, голограммы, полученные в зоне дифракции Френеля (в зоне ближнего поля излучения), являются *голограммами Френеля*. Это по сути дела интерферограмма от суперпозиции рассеянного предметом, в частности транспарантом, пучка и когерентного фона от опорного пучка, распространяющегося в том же направлении. При наблюдении восстановленного действительного изображения предмета одновременно наблюдается расфокусированное мнимое. Аналогичная картина происходит и при наблюдении мнимого изображения. Область дифракции Френеля простирается в пределах  $\delta \leq z_0 \leq x_n$ , где  $\delta = 1/\Omega_z$  — наименьший линейный размер детали предмета,  $\Omega_z$  — пространственная частота,  $x_n$  — наибольший линейный размер предмета.

Иной тип голограмм — *голограммы Фраунгофера*, получаемые в области дальнего поля излучения. Они определяются удалением объекта от голограммы, сравнимым с деталями предмета:  $z_0 \geq x_n^2/\lambda_0$ . Эти голограммы применяются в голографической микроскопии для регистрации весьма малых объектов.

Наиболее широкое применение в науке и технике имеют *голограммы Фурье*, когда регистрируются на фотоэмульсионном слое дифракционная картина и когерентный опорный пучок. В данном случае должно быть выполнено условие  $z_0 \leq 1/\Omega_z$ . Голограммы Фурье получают различными методами, но наиболее распространен метод регистрации с внеосевым опорным пучком. Достоинство метода состоит в том, что при записи голограммы требуется значительно меньшее разрешение, так как опорный пучок и дифракционная волна имеют примерно одинаковую кривизну фронта.

Для строгой классификации голограмм, основанной на подробном анализе структуры оптического поля, необходимо знание Фурье-образа предмета и волны в конкретных условиях эксперимента [22]. Для приближенной оценки типов голограмм достаточно знать удаление голограммы и сравнительные размеры предмета.

#### 16.4. Некоторые примеры практического применения голографии

В настоящее время ведутся интенсивные исследования разнообразных практических применений методов голографии, которые достаточно широки: это голографическое кино и телевидение, микроскопия и звуковидение, распознавание образов и запоминающие устройства в ЭВМ; это также интерференционный контроль и дефектоскопия, системы записи, кодирования и считывания информации и т. д. и т. п.

Ввиду краткости изложения рассмотрим два возможных примера практического применения оптической голографии.

**Голографический метод диагностики плазмы.** Метод использован для исследования характеристик лазерной вспышки при генерации твердотельного лазера импульсного действия. На его примере демонстрируются возможности голографических методов. За один импульс генерации получается пять голограмм, соответствующих различным стадиям динамики развития лазерного излучения. По воздействию плазмы на излучение посредством голограмм определена концентрация электронов в плазме [24, 31].

Киноголографическая установка (рис. 16.6) позволяла фокусировать с помощью линзы  $L1$  импульсы излучения лазера с модулирующей добротности в анализируемом объеме  $A$ . Часть энергии излучения лазера, которая проходит через анализируемый объем плазмы, с помощью линзы  $L2$  формируется в параллельный пучок и используется для получения голограмм. Два зеркала  $31$  и  $32$  с диафрагмами  $D$ , расположенные на расстоянии  $L$  друг от друга, образуют многоходовый кювет. Пучки выходят из диафрагм с временной задержкой один относительно другого на  $\tau = 2L/c$  и с помощью оптических клиньев  $K_{оп}$  также направляются в анализируемый объем  $A$ . Каждый из пяти лазерных пучков призмой  $CD$  разделялся еще на два: опорный  $E_0$  и объектный  $E_n$ . Голограммы регистрировались двумя экспозициями на пленке «Панхром-18» с разрешающей способностью около 300 линий/мм.

Описанная киноголографическая установка и методика исследования плазмы были разработаны в Физико-техническом институте

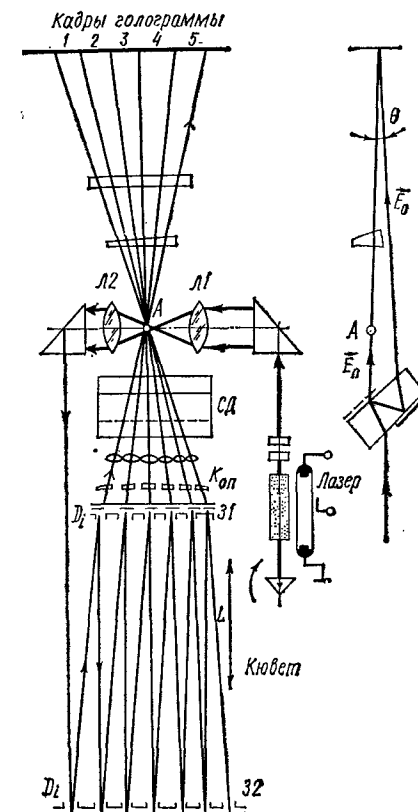


Рис. 16.6. Схема киноголографической установки для исследования лазерной вспышки



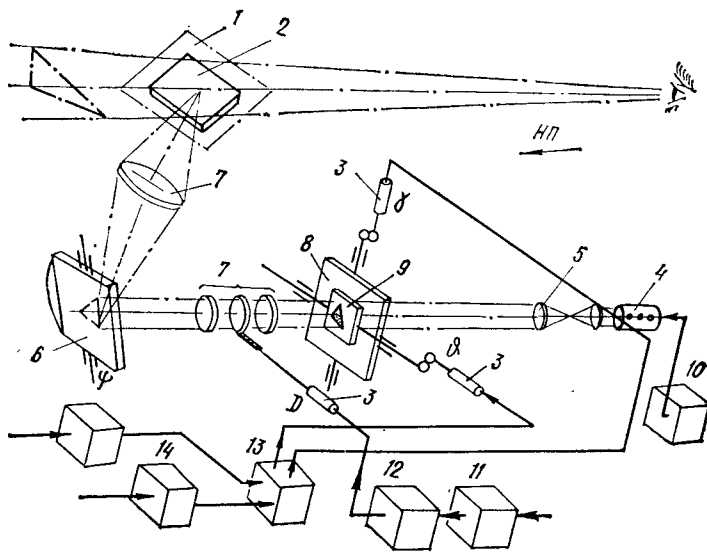


Рис. 16.7. Схема голографической системы визуализации ВПП:

1 — лобовое стекло кабины летчика; 2 — полупрозрачный экран; 3 — электродвигатель; 4 — газовый лазер; 5 — конденсор; 6 — зеркало; 7 — панхроматический телеобъектив; 8 — карданный подвес; 9 — голограмма; 10 — блок питания; 11 — датчик высоты; 12 — блок дальности; 13 — вычислительное управляющее устройство; 14 — датчики угловых координат самолета; НП — направление полета самолета

АН СССР \*. Конкретные параметры ее:  $L = 630$  см;  $\tau = 42$  нс;  $\theta = 1,5^\circ$ . Достоинством этой установки и методики является удачное совмещение объекта исследований — лазерной вспышки с инструментом ее исследования — этим же излучением, используемым для получения голограммы.

Голографическая система визуализации взлетно-посадочной полосы (ВПП). Эта система является примером получения объемного изображения аэропорта посадки в условиях плохой метеорологической видимости (рис. 16.7).

Изображение ВПП, заранее записанное на голограмме 9, воспроизводится с помощью газового лазера 4, расположенного на главной оптической оси системы телеобъектив — голограмма. Оптическая система 5 служит для расфокусировки излучения лазера. Голограмма размещена в кардановом подвесе 8 для имитации угловых положений самолета относительно ВПП (углы  $\gamma$ ,  $\theta$ ,  $\Psi$ ). Изменение размеров изображения ВПП в соответствии с изменением дальности до нее производится взаимным перемещением оптических элементов панхроматического телеобъектива в имитаторе дальности 7, 3. Зеркало 6, помещенное в карданный подвес, при поворотах имитирует углы рыскания  $\Psi$ . Сформированное изображение ВПП с учетом линейных, угловых отклонений самолета и изменения дальности  $D$  до ВПП проецируется на полупрозрачный экран 2 коллиматором 7, размещенным так, что голограмма 9 находится в его фокальной плоскости.

\* См.: Зейдель А. Н., Островская Г. В. Лазерные методы исследования плазмы. — Л., 1977. — С. 222.

Как показывают расчеты, для самолета типа Ту-154 в сложных метеорологических посадках точность управления с использованием системы визуализации, имеющей передаточную функцию  $W_c(p)$ , приближается к точности автоматического управления, так что при ширине полосы пропускания системы  $\omega_b = 10 \dots 12$  рад/с интегральная квадратичная ошибка обработки заданной программы для угла наклона глиссады  $\theta_{гл} = 2,5^\circ$  составляет  $\Delta_\theta(t) = (0,3 \dots 0,2) \cdot 10^{-2}$  рад/с. При этом средний квадрат ошибки, вызванной турбулентностью атмосферы и ремнантой пилота,  $\bar{y}_e^2(t) = (0,15 \dots 0,2) \cdot 10^{-3}$  рад/с, причем основная доля средней квадратической ошибки вносится ремнантой пилота [6].

В заключение приведем пример записи матрицы голограмм.

Для записи качественных голограмм необходимо, чтобы лазер имел достаточную длину когерентности  $l_{\text{ког}}$  и был настроен на основную моду  $TE_{00}$ .

1. Определяем необходимую длину когерентности

$$l_{\text{ког}} = \lambda_0^2 / \Delta\lambda,$$

где  $\lambda_0 = 0,6328$  мкм — длина волны излучения гелий-неонового лазера;  $\Delta\lambda = 2 \cdot 10^{-7}$  мкм — спектральная ширина излучения (на уровне 0,5).

2. Необходимая мощность лазера на элементе матрицы голограммы

$$P_{1г} \approx P_{\text{вых}} \tau_{\text{опт}} / (N_n \eta_r).$$

При рекомендуемых значениях  $P_{\text{вых}} = 100$  мВт,  $\tau_{\text{опт}} \approx 0,1$  (коэффициент пропускания оптической схемы),  $\eta_r \approx 0,01$  (к. п. д. отбеленной голограммы),  $N_n = 1000$  (количество элементов в матрице голограмм)  $P_{1г} \approx 1$  мВт. Диаметр луча лазера — около 0,2 см, расходимость —  $3 \dots 5'$ .

3. Тонкая структура интерференционной картины, закрепляемой на голограмме, заставляет исследователей применять фотоматериалы с высоким пространственным разрешением — не менее 1000 линий/мм. Это пленка типа «469 F Kodak» с разрешением  $\sim 2000$  линий/мм, пленки AGFA-8E75 и «Микрат-Б» с разрешением  $\sim 3000$  линий/мм.

Для получения разрешающей способности  $\sim 2000 \dots 3000$  линий/мм на фотоэмульсии типа «Микрат» голограмму рекомендуется отбеливать. В этом случае ее дифракционная эффективность становится выше, чем обычной неотбеленной голограммы. Процесс отбеливания производится химическим способом в растворе одной части хлорида ртути и десяти частей дистиллированной воды в течение 15 мин.

## Глава 17. ОПТИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССОРЫ И ИНТЕГРАЛЬНАЯ ОПТИКА

### 17.1. Принципы проектирования оптических вычислительных устройств

Появление оптических вычислительных устройств (оптических процессоров) вызвано тем, что стандартные ЭВМ с трудом справляются со стремительно растущим объемом вычислительных операций. Процесс обновления машинного парка повторяется примерно через каждые 6...10 лет и разработчики ЭВМ постоянно ищут новые пути увеличения скорости вычислительных операций. Повышение быстродействия ЭВМ на несколько порядков эквивалентно созданию вычислителей на новых принципах. Работая над усовершенствованием методов программирования, совершенствуя логическую структуру процессоров, вводя прин-

ципально-новые технические решения, можно создавать процессоры нового поколения.

При использовании лазеров в вычислительной технике последнее обстоятельство наиболее полным и существенным образом дает возможность создать вычислительные устройства «следующего поколения». Оптоэлектронные цепи позволяют не только передавать информацию, заданную когерентным лазерным излучением, но и эффективно обрабатывать ее, что успешно разрешает многие затруднения классической радиоэлектроники. Лазерное излучение обеспечивает быстрдействие вычислительных информационных систем, недостижимое иными техническими путями. Оптические колебания соответствуют диапазону частот  $\nu_0 = 10^{14} \dots 10^{15}$  Гц, что в свою очередь определяется временным интервалом квантовых процессов в атомах и молекулах активных сред лазеров с временем когерентности  $\tau_0 \sim 2\pi/\Delta\omega$  (см. п. 3.3).

Оптоэлектронные вычислительные системы, построенные на основе двумерного представления функций в виде плоскостных изображений, дают возможность последовательной и параллельной обработки больших массивов информации. Достигается огромная информационная емкость двумерных оптических сигналов, пропорциональная площади элементарного участка изображения  $\sim (1/\lambda_0)^2$ , где  $\lambda_0 = c/\nu_0 = 0,48 \dots 1$  мкм. Например, рассчитано, что одна голограмма размерами  $24 \times 24$  см<sup>2</sup> с разрешением 1000 штрихов/мм содержит информацию, эквивалентную магнитной ленте, которую необходимо воспроизводить  $\sim 10^4$  ч [2].

Аналогично решается проблема многоканальности. Пространственное уплотнение сотни тысяч каналов — реальность оптоэлектроники сегодняшнего дня.

Принципиальной математической основой построения оптических аналоговых вычислительных устройств являются интегральные преобразования [1, 22]: свертка, функция корреляции, преобразование Фурье, а для дискретных оптоэлектронных процессоров — преобразования Уолша и матрицы Адамара [1]. Рассмотрим это на конкретных примерах.

Важным свойством обладает тонкая сферическая собирающая линза. Она идеально просто выполняет пространственно-частотное двумерное преобразование Фурье (рис. 17.1, а). Для выполнения этой математической операции в радиоэлектронике используют сложные спектроанализаторы либо дорогие цифровые ЭВМ.

Допустим, что транспарант (маска) с коэффициентом пропускания  $\tau_0(x, y)$  освещается квазимонохроматическим излучением с плоским волновым фронтом  $E_0 \exp(-j\omega t)$ . Требуется определить распределение комплексной амплитуды  $E_f(x_f, y_f)$  дифрагированной волны в задней фокальной плоскости линзы [1, 2, 18]. Пренебрегая толщиной линзы и считая, что при распространении волны от транспаранта до линзы и далее до задней фокальной плоскости справедливы дифракционные явления света, получаем:

$$E_f(x_f, y_f) = c_0 \iint_{-\infty}^{\infty} \tau_0(x, y) \exp[-j(\omega_x x + \omega_y y)] dx dy = F\{\tau_0(x, y)\}, \quad (17.1)$$

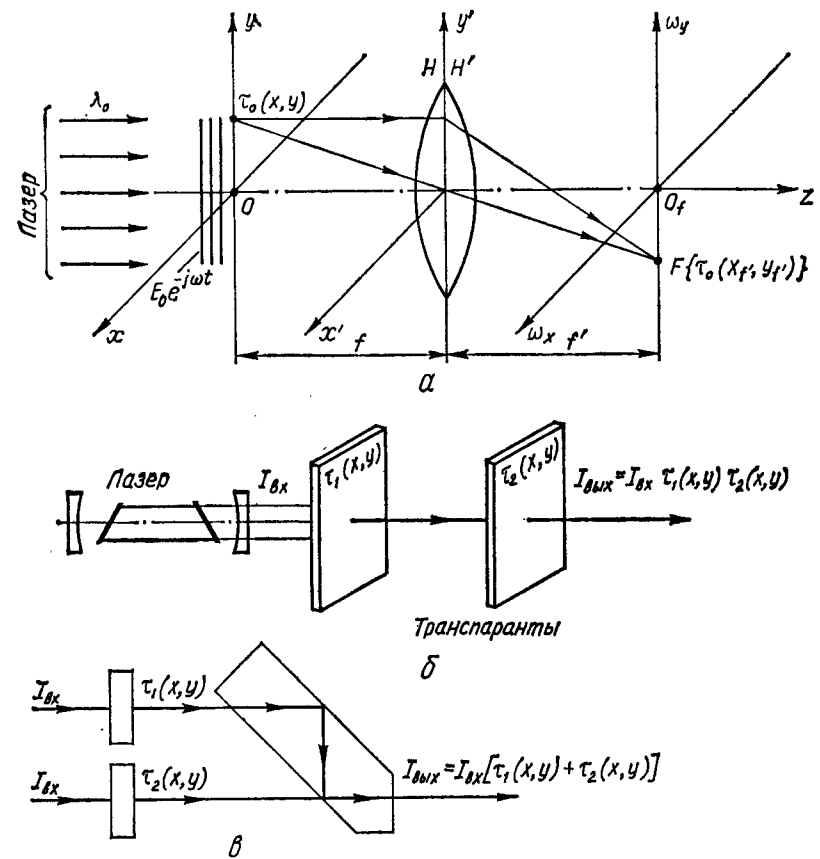


Рис. 17.1. Простейшая оптическая система, осуществляющая преобразование Фурье (а), оптический умножитель, реализующий элементарную логическую функцию конъюнкции, (б) и оптический сумматор, реализующий элементарную логическую функцию дизъюнкции, (в):

$x, y$  — входная фокальная плоскость линзы;  $x', y'$  — выходная фокальная (спектральная) плоскость линзы;  $H, H'$  — главные плоскости тонкой сферической собирающей линзы;  $f, f'$  — переднее и заднее фокусные расстояния линзы

где  $c_0 = E_0/(j\lambda_0 f')$  — амплитудно-фазовый множитель при  $f = -f'$ ;  $\omega_x = 2\pi x_f/(\lambda_0 f)$ ,  $\omega_y = 2\pi y_f/(\lambda_0 f)$  — пространственные частоты, связанные с координатами  $x_f, y_f$  в плоскости изображения;  $\lambda_0$  — длина волны лазерного излучения;  $f, f'$  — соответственно переднее и заднее фокусные расстояния линзы.

Таким образом, если транспарант, на котором в виде амплитудного распределения пропускания излучения  $\tau_0(x, y)$  задана какая-либо функция, помещен в переднюю фокальную плоскость линзы, то в плоскости изображения с точностью до постоянного множителя  $E_0/(j\lambda_0 f')$  получается Фурье-образ этой заданной функции. Фурье-образ входного оптического сигнала существует в виде физически реального пространственного распределения комплексных амплитуд излучения.

Это уникальное свойство линзы в сочетании с лазерным излучением широко применяется для пространственно-частотной согласованной

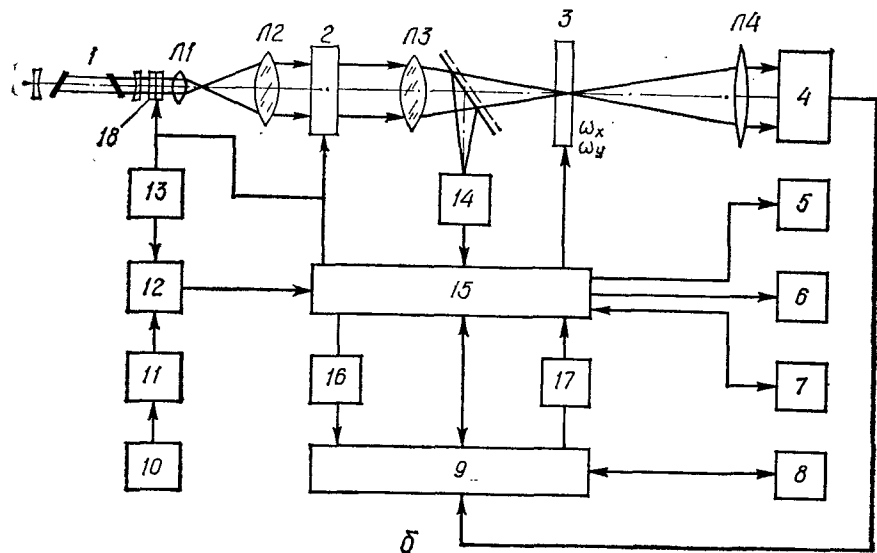
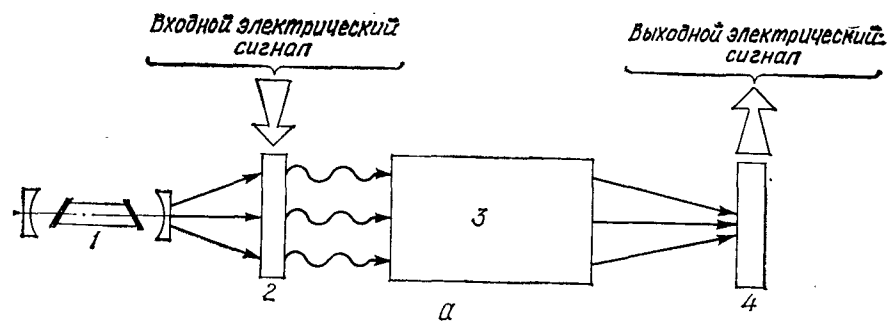


Рис. 17.2. Схема аналогового оптического вычислителя (а) и структурная схема оптоэлектронного гибридного процессора (б):  
 а: 1 — лазер; 2 — входной преобразователь («ПРОМ»); 3 — оптическая система; 4 — анализатор изображения (выходной преобразователь);  
 б: 1 — лазер; 2 — входной преобразователь; 3 — библиотека операционных фильтров; 4 — матрица фотодиодов; 5 — дисплей; 6 — цифровое печатающее устройство; 7 — аналоговая память; 8 — цифровая память; 9 — электронный процессор; 10 — киноплёнка; 11, 12 — преобразователи; 13 — видеоканал; 14 — матрица приемников излучения; 15...17 — устройства согласования; 18 — дефлектор

фильтрации (выделение нужного сигнала из совокупности сигналов и шумов), для анализа спектра информации, заданной лазерным излучением, многоканальной корреляции и т. д.

Другим свойством оптических элементов является выполнение математических операций умножения и сложения при последовательном и параллельном пропускании параксиальных пучков излучения через транспаранты. Например, если направить лазерное излучение  $I_{вх}$  через два (или более) транспаранта, установленных последовательно и характеризующихся пропусканием в виде двухмерной функции  $\tau_1(x, y)$ ,  $\tau_2(x, y)$ , то на выходе второго транспаранта интенсивность оптического сигнала (рис. 17.1, б)

$$I_{вх} = I_{вх} \tau_1(x, y) \tau_2(x, y). \quad (17.2)$$

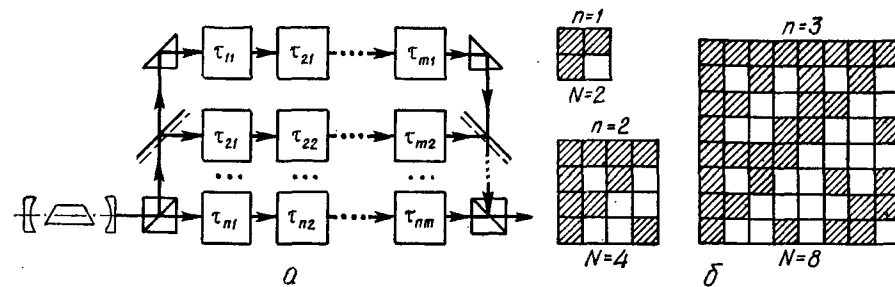


Рис. 17.3. Оптическая схема дискретного оптического процессора (а) и транспарант-матрица адамаровски-упорядоченных дискретных функций Уолша по степеням Кронекера ( $n = 1, 2, 3, \dots$ ) из элементов 2, 4, 8 соответственно (б)

Аналогично при параллельном освещении транспарантов, имеющих пропускание  $\tau_1(x, y)$ ,  $\tau_2(x, y)$ , образуется элементарный оптический сумматор (рис. 17.1, в):

$$I_{вх} = I_{вх} [\tau_1(x, y) + \tau_2(x, y)]. \quad (17.3)$$

Расположив последовательно несколько объективов, совмещенных определенным образом с транспарантами и анализаторами изображения, получим аналоговый оптический процессор (рис. 17.2). Для точной работы вычислителя необходима временная и пространственная когерентность лазерного излучения. Во входной фокальной плоскости объектива устанавливается входной преобразователь, который преобразует электрический сигнал в промодулированный в пространстве и времени оптический сигнал. Оптическая система совместно с входным преобразователем осуществляет необходимые математические операции. Выходной преобразователь (анализатор изображения) выполняет преобразование излучения, несущего вычисленную информацию, в последовательность электрических сигналов.

Логические операции в дискретных оптических процессорах осуществляются с помощью булевой алгебры. По теореме Поста [1, 22] все логические операции могут быть осуществлены двумя любыми из трех логических представлений булевой алгебры: «И», «ИЛИ», «НЕ», т. е. могут выражаться в конъюнктивной или дизъюнктивной нормальной форме (дизъюнкция представляет любое конечное множество элементарных логических функций — конъюнкций).

Таким образом, используя элементарные оптические схемы, можно реализовать любую логическую функцию конечного множества двоичных переменных (рис. 17.3).

Оптические процессоры, предназначенные для распознавания образов, основаны на использовании адамаровски-упорядоченных дискретных функций Уолша [1]. Это преобразование осуществляется с помощью квадратных матриц Адамара  $H_i$ , содержащих коэффициенты  $\pm 1$ . Элементарная матрица Адамара, состоящая из одного элемента ( $N = 1$ ), имеет вид  $H_1 = (+1)$ . Для  $N = 2$  элементами матрицы Адамара будут элементарные матрицы  $\pm H_1$ , т. е.

$$H_2 = \begin{vmatrix} H_1 & H_1 \\ H_1 & -H_1 \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} +1 & +1 \\ +1 & -1 \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} + & + \\ + & - \end{vmatrix}.$$

Для  $N = 4$  матрица Адамара имеет элементы  $\pm H_2$ :

$$H_4 = \begin{bmatrix} H_2 & H_2 \\ H_2 & -H_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} + & + & + & + \\ + & - & + & - \\ + & + & - & - \\ - & - & - & + \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} +1 & +1 & +1 & +1 \\ +1 & -1 & +1 & -1 \\ +1 & +1 & -1 & -1 \\ -1 & -1 & -1 & +1 \end{bmatrix} \text{ и т. д.}$$

Для  $N = 2$  матрица Адамара является кронекеровским произведением  $H_{2n} = H_2^{[n]}$  элементарных матриц  $H_2$ :

$$H_{2n} = H_{2n-2} H_2. \quad (17.4)$$

Каждые столбец или строка квадратной матрицы Адамара рассматриваются как одномерное прямоугольное колебание с амплитудой  $\pm 1$  и периодом  $1/N$ . Функции, соответствующие таким колебаниям, являются функциями Уолша. Функции Уолша, будучи вещественными, принимают только два значения:  $+1$  или  $-1$ . На множестве  $x \in \{0, 1, 2, \dots, N\}$ , образующем последовательность, можно построить  $(N - 2)$  дискретных функций Уолша. Индексом функции Уолша служит число  $k$ , принимающее значения  $0 \leq k \leq N - 1$ . Если числа  $x$  и  $k$  записаны в двоичном представлении, то

$$x = \sum_{i=0}^{n-1} x_i \cdot 2^i; \quad k = \sum_{i=0}^{n-1} k_i \cdot 2^i,$$

где  $\left. \begin{matrix} x_i = 0 \text{ или } 1; \\ k_i = 0 \text{ или } 1 \end{matrix} \right\}$  для всех точек  $0 \leq i \leq N - 1$ .

Последовательность функций Уолша в явном виде определяется следующим образом:

$$W(x, k) = (-1)^{\sum_{i=0}^{n-1} k_i x_i}. \quad (17.5)$$

Заданные в таком виде дискретные функции Уолша называются адамаровски-упорядоченными. Свойства ортогональности и симметрии следуют из самого способа построения матриц Адамара. На рис. 17.3, б показаны элементарная матрица  $\pm H_2$  и ее кронекеровские степени: вторая ( $n = 2$ ;  $N = 4$ ), третья ( $n = 3$ ;  $N = 8$ ). Дискретные функции Уолша, например с индексом  $k$ , расположены в  $(k + 1)$ -й строке и значения функции, равные  $+1$ , обозначены темными полями, а значе- ния  $-1$  — светлыми полями.

Таким образом, матрицы Адамара дают разложение любой функции по множеству прямоугольных колебаний, представляющих соответствующие функции Уолша.

Для реализации логических схем необходимы прозрачные опти- ческие элементы, так как излучение ослабляется при прохождении  $n$  элементов в  $1/(1 - \tau)^n$  раз. Например, при количестве элементов в схе- ме  $n = 64$  и  $\tau = 0,1$  интенсивность оптического сигнала ослабляется в 2000 раз, а для  $\tau = 0,01$  — в 2 раза. Недостатком является зависи- мость яркости выходного сигнала от количества оптических элементов, переменных в логической функции процессора. Чтобы ослабить ука- занные ограничения, необходимо использовать управляемые актив-

ные логические элементы: оптроны, нейристорные волоконные или пла- нарные элементы, полупроводниковые лазерные диоды и т. п.; по- этому даже при  $n = 8$  схемы дискретных оптических процессоров становятся трудно реализуемыми [1].

## 17.2. Элементы оптических процессоров

Важнейшими элементами оптических процессоров и линий передачи ин- формации являются линзы, транспаранты, пространственные модуля- торы и волноводные структуры.

Физические размеры линзы, как и показатель преломления мате- риала, из которого она изготовлена, определяют ее действие на волно- вой фронт оптического сигнала. Линза или комплект линз и зеркал, служащих для получения действительного изображения предмета и связанных между собой механической оправой, образуют о б ъ е к - т и в. Система объективов, источник излучения, фотодетектор, транс- паранты, диафрагмы, призмы, установленные определенным образом, составляют оптическую систему.

Объективы с начала XVII в. и до настоящего времени конструи- руются с использованием методов, основанных на законе преломления Снеллиуса и простом геометрическом анализе. Несмотря на то, что для габаритного и абберационного расчетов оптических систем применяют ЭВМ, конструирование сложных оптических систем является в такой же мере искусством, как и наукой, и в большей степени зависит от индивидуального опыта и мастерства конструктора.

В оптических процессорах используют объективы хорошего ка- чества, имеющие следующие основные характеристики: фокусное рас- стояние  $f \sim 50 \dots 300$  мм; относительное отверстие  $D/f = 1/2 \dots 1/4,5$ ; поле зрения  $2\omega = 12,5 \dots 45^\circ$ .

Коэффициент пропускания объектива

$$\tau(x, y) = \exp[-jk(n - 1)(1/R_1 + 1/R_2)(x^2 + y^2)/2],$$

где  $k = 2\pi/\lambda_0$  — волновое число;  $n$  — показатель преломления.

Объектив изменяет фазу падающей на него волны. Наибольшее прак- тическое применение получили объективы со сферическими линзами. Они образуются двумя сферическими поверхностями с радиусами  $R_1$  и  $R_2$ .

Если обозначить  $1/f = (n - 1)(1/R_1 + 1/R_2)$ , то коэффициент про- пускания объектива

$$\tau(x, y) = \exp[-jk(x^2 + y^2)/(2f)]. \quad (17.6)$$

Сферическое зеркало характеризуется коэффициентом отражения  $r(x, y) = E_{\text{вых}}/E_{\text{вх}} = \exp[-jk(x^2 + y^2)/R]$ , где  $R$  — радиус зеркала.

Т р а н с п а р а н т (маска) — тонкая пластинка, прозрачность и толщина которой зависят от координат точек ее поверхности. Транс- парантом является, например, фотографическая пластинка или пленка с прозрачностью, пропорциональной заданной функции.

Пусть  $E_{\text{вх}}(x, y)$  — амплитуда поля, падающего на транспарант, а  $E_{\text{вых}}(x, y)$  — амплитуда поля, прошедшего через транспарант. Если

толщина транспаранта мала и рассеянием энергии поля можно пренебречь, то транспарант характеризуется коэффициентом пропускания  $\tau(x, y)$ , представляющим собой отношение амплитуды прошедшей волны к амплитуде волны, падающей на транспарант. Это величина комплексная:  $\tau(x, y) = \tau_0(x, y) \exp[j\varphi(x, y)]$ , причем  $\tau_0(x, y)$  характеризует прозрачность транспаранта, а  $\varphi(x, y)$  — набег фазы электромагнитной волны в нем.

Транспарант модулирует падающую на него волну излучения по амплитуде  $\tau_0(x, y)$  и фазе  $\varphi(x, y)$ . Очевидно, на транспаранте заданная функция может быть записана либо в аналоговом (как изменение оптической прозрачности), либо в дискретном виде. В последнем случае два основных элемента транспаранта (непрозрачный и прозрачный) обеспечивают, как уже было сказано, полный набор логических операций. Прозрачный элемент двоичного изображения числовой функции обозначает 1, непрозрачный — 0.

Д и а ф р а г м а — непрозрачный тонкий и плоский экран с круглым или прямоугольным отверстием для пространственного ограничения падающего излучения. Диафрагму можно рассматривать как транспарант, коэффициент пропускания которого принимает только два значения: 1 — в отверстии, 0 — в остальной части. Например, коэффициент пропускания круглой диафрагмы

$$\tau_{кр}(x, y) = 1 \text{ (} \rho_0 - \rho \text{); } \rho = \sqrt{x^2 + y^2}.$$

Для прямоугольной диафрагмы

$$\tau_{пр}(x, y) = \begin{cases} 1; & |x| \leq a, |y| \leq b; \\ 0; & |x| > a, |y| > b, \end{cases} \quad (17.7)$$

где  $a, b$  — размеры;  $\rho_0$  — радиус диафрагмы.

Д и ф р а к ц и о н н а я р е ш е т к а — транспарант, коэффициент пропускания которого является периодической функцией координаты:

$$\tau(x, y) \rightarrow \tau(x) = \tau_0(x + m\Lambda), \quad (17.8)$$

где  $m$  — целое число;  $\Lambda$  — период решетки;  $x$  — координата.

Коэффициент пропускания простейшей дифракционной решетки (синусоидальной)

$$\tau(x) = (1 + a \cos bx)/(1 + a); \quad 0 < a < 1.$$

Если перпендикулярно к этой решетке падает волна излучения с плоским фронтом, то выходной сигнал — это три плоские волны, первая из которых распространяется по направлению падающей волны, а две другие — под углами  $\pm\theta$  по отношению к оси  $z$ :

$$\sin \theta = m\lambda_0/\Lambda; \quad m = \pm 1.$$

При  $m = 0$  имеем дифракционную волну нулевого порядка, при  $m = -1$  — дифракционную волну минус первого порядка, при  $m = +1$  — дифракционную волну плюс первого порядка. Таким образом, дифракционная решетка служит *спектроанализатором*.

Если изготовить дифракционную решетку с круговой симметрией и коэффициентом пропускания, который является функцией квадрата

расстояния от ее центра, то такая решетка будет *зонной пластиной Френеля*, и на ее выходе образуются также три волны: плоская, распространяющаяся вдоль оси  $z$ , и две сферические. Свойством преобразовывать плоскую волну в сферическую обладает линза; следовательно, зонная пластина Френеля одновременно заменяет две линзы — выпуклую и вогнутую.

*Пространственные модуляторы* служат для ввода оптических сигналов в процесс посредством пространственной модуляции волны излучения. Этот процесс осуществляется в плоскости  $xu$ , а излучение распространяется в направлении оси  $z$ . Существующие пространственные модуляторы производят одновременно как амплитудную, так и фазовую модуляцию излучения, причем амплитудная модуляция осуществляется посредством поглощения (или отражения) излучения без изменения фазы волны. Фазовая модуляция волны происходит в плоскости  $xu$  тонкой пленки, когда в разных ее точках имеются различные скорости (показатели преломления) прохождения излучения. Полная функция пространственной модуляции

$$E_{вых}(x, y) = E_m f(x_1, y_1) \exp[-j\omega t + j\Phi(x_1, y_1)], \quad (17.9)$$

где  $E_m$  — амплитуда падающего на модулятор оптического поля;  $f(x_1, y_1)$  — положительная, действительная функция двух переменных  $x_1$  и  $y_1$ ;  $\Phi(x_1, y_1)$  — пространственная функция фазовой модуляции.

В пространственных модуляторах проблема «потери фазы» отсутствует. Например, любой квадратичный приемник (фотоумножитель, глаз, фотоэмульсия и т. д.) является приемником интенсивности, когда амплитуда электромагнитного поля  $A(x, y) \exp[j\Phi(x, y)]$  преобразуется в распределение, пропорциональное интенсивности:

$$I = A(x, y) \exp[j\Phi(x, y)] A(x, y) \exp[-j\Phi(x, y)] = |A(x, y)|^2,$$

а фаза при этом теряется.

Для создания пространственных модуляторов используются фотоэмульсии галлоидного серебра, фотохромные стекла, органические красители, термопластические пленки, зеркала с отклоняющимися мембранами, коллоидные суспензии и жидкие кристаллы. Основные характеристики модулятора [1]: размеры мишени  $40 \times 30 \text{ мм}^2$ ; контраст изображения  $\sim 70 : 1$ ; максимальный угол отклонения записывающего луча  $\sim 10^\circ$ ; чувствительность фотослоя  $10 \text{ мДж} \cdot \text{см}^{-2}$ ; разрешение  $100 \text{ линий/мм}$ ; время записи  $100 \text{ мкс}$ ; время стирания  $\sim 1 \text{ мс}$ ; время хранения информации  $\sim 10 \text{ мин}$ .

**Элементы полупроводниковой лазерной логики.** В дискретных оптических процессорах применяются логические элементы, представляющие собой единую систему полупроводникового (GaAs) лазерного диода и кремниевого фотодиода [2]. Инерционность и размеры этих элементов малы ( $\sim 10^{-11} \text{ с}$ ;  $0,1 \dots 0,3 \text{ мм}$ ), а к. п. д. высок ( $30 \dots 40 \%$ ).

**Логический элемент Пд** представляет собой ключ (рис. 17.4, а), выполняющий операцию приема одного двоичного сигнала и передачу его другим логическим элементам. На входе  $A$  имеется

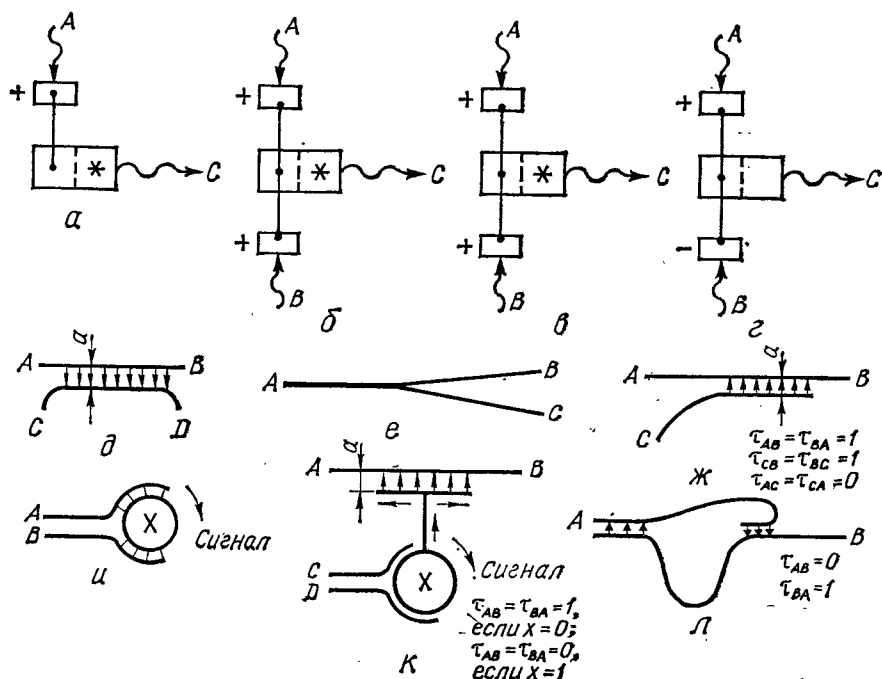


Рис. 17.4. Полупроводниковые лазерные логические элементы и элементы квантовой нейристорной логики

кремниевый фотодиод, который преобразует оптический сигнал в электрический.

В активную среду лазерного диода подается ток инжекции (контакт обозначен звездочкой), обеспечивающий пороговую инверсию населенностей активной среды. При отсутствии единичного сигнала на входе лазер работает в спонтанном режиме, и на выходе  $C$  сигнал равен нулю. При подаче кодового единичного сигнала на вход  $A$  лазерный диод начинает работать в режиме когерентного вынужденного излучения.

В ключе Пд можно сделать несколько входов ( $A, B, W, \dots$ ), на которые одновременно могут поступать двоичные сигналы. В этом случае образуются различные схемы логических элементов.

Элемент, осуществляющий операцию ИЛИ — логического сложения входных сигналов, имеет два входа ( $A$  и  $B$ ); на выходе такого элемента единичный сигнал будет при наличии любого из входных сигналов. В этой схеме (рис. 17.4, б) лазерный диод возбуждается током инжекции до уровня, близкого к порогу генерации, и при отсутствии на входах  $A$  и  $B$  кодовых единичных сигналов имеет на выходе  $C$  кодовый нулевой сигнал.

Если лазерный диод возбудить током инжекции до уровня, близкого к порогу генерации, но немного ниже, чем в схеме ИЛИ, то в отсутствие единичного сигнала на входах  $A$  и  $B$  или при наличии единичного сигнала только на одном из входов лазер работает в спонтанном режиме и на выходе  $C$  сигнал равен нулю.

При одновременной подаче сигналов на входы  $A$  и  $B$  диод работает в режиме индуцированного излучения и на выходе  $C$  появляется единичный сигнал. Так получается логическая схема И (рис. 17.4, в).

В схеме НЕ (рис. 17.4, г) уровень инжекции тока в активную среду диода на  $\sim 0,5\%$  ниже порогового уровня инжекции, при котором усиление в лазере равно потерям. Этот уровень накачки обеспечивает работу полупроводникового лазера в спонтанном режиме и выходной сигнал равен нулю. При подаче на вход  $A$  единичного оптического сигнала фототок с фотодиода запускает лазер и на выходе  $C$  сигнал равен единице. Информация от  $A$  к  $C$  проходит без изменения. Вход  $B$  — запрещающий, так как при поступлении на этот вход единичных управляющих сигналов передача информации по цепи  $A \rightarrow C$  через логический элемент НЕ прекращается.

Так же можно реализовать другие логические элементы: ПАМЯТЬ, мультивибратор, динамический триггер. Основные характеристики этих элементов: время задержки  $\sim 10^{12}$  с, время срабатывания  $\sim 10^{-10}$  с.

Используя описанные логические элементы, можно спроектировать дискретный оптический процессор любой сложности.

**Элементы квантовой логики.** В основе элементов квантовой логики лежит эффект *фоторефрактерности*, заключающийся в перемещении и захвате фотонов и появлении полей пространственного заряда [2]. В волоконных и планарных волноводах, а также в электрооптических кристаллах эти поля вызывают соответствующие локальные изменения показателя преломления. В качестве активных элементов квантовой логики применяют полупроводниковые лазеры с непрерывной накачкой, которые обеспечивают усиление, однонаправленную передачу, инвертирование и запрещение оптических импульсных сигналов.

Модуль квантовой логики характеризуется следующими свойствами:

- выбором соответствующих комбинаций излучающих и резонансно поглощающих ионов в волоконных и планарных волноводах;
- наличием порогового уровня возбуждения этих оптических сред;
- обеспечением достаточной мощностью накачки для получения частоты повторения импульсов излучения;
- наличием зоны рефрактерности непосредственно за возбужденным световым импульсом, распространяющимся в волноводе;
- малыми потерями в волноводах.

Зона рефрактерности и ее значение обеспечивают динамическую стабильность распространения импульсов в волноводах и управление ими. Световой импульс, столкнувшись с зоной рефрактерности, уничтожается. Два импульса, распространяющиеся навстречу, уничтожают друг друга.

Зона рефрактерности может быть введена в канал импульсом из соседнего волновода с помощью рефрактерного соединения типа R (рис. 17.4, д). Имеется другое соединение — типа T (рис. 17.4, е), при котором импульс, распространяющийся по одному волноводу, соединяющемуся с другими волноводами, возбуждает их.

С помощью R- и T-соединений (направленных ответвителей, рис. 17.4, ж) можно реализовать любые логические операции, а также

получить запоминающие кольца (рис. 17.4, и). Замкнутое кольцо образует элемент памяти. Сигнал, распространяющийся слева направо, оставляет за собой зону рефрактерности. Он поступает на вход А, записывается в кольцо, а сигнал с В соответствует информации, хранимой в запоминающем кольце.

Основным логическим элементом является передающий *динамический вентиль* (рис. 17.4, к). Если в запоминающем кольце сигнала нет, то возможна передача сигнала между А и В. В этом случае коэффициент пропускания вентиля от А к В и обратно равен единице ( $\tau_{AB} = \tau_{BA} = 1$ ) только при отсутствии в запоминающем кольце сигнала Х. При наличии в кольце сигнала  $X = 1$  передача сигнала от А к В и обратно запрещена, т. е.  $\tau_{AB} = \tau_{BA} = 0$ .

Одностороннее соединение между двумя адресами можно получить, используя соединения Т и R (рис. 17.4, л). Такие направленные ответвители реализуются с помощью параллельных оптических волоконных или канальных волноводов, разделенных малым зазором  $a$  (порядка 2...5 мкм).

Перекачка энергии лазерного излучения из одного волновода в другой возможна благодаря взаимному туннельному проникновению распространяющихся в них поверхностных волн, если фазовые скорости этих волн примерно одинаковы. Расстояние, на котором излучение из одного волновода полностью переходит во второй волновод, называется *критической длиной связи* и определяется зависимостью

$$L_{св} = \pi / (2k_{св}), \quad (17.10)$$

где  $k_{св}$  — коэффициент волноводной связи — величина, зависящая от материала волноводов и подложки, направления и характеристик поля.

Для импульсов лазерного излучения R-соединение осуществляется при условии, что два сигнала различаются направленностью или поляризацией, или даже модами распространения в данном волоконном либо канальном волноводе.

### 17.3. Оптические процессоры

Из обширного семейства аналоговых оптических процессоров [1, 2] в качестве примера рассмотрим многоканальный пространственно-частотный коррелятор (рис. 17.5). От лазера 1 через конденсор 2 на входной преобразователь-транспарант — фотографическую пленку 3, движущуюся в фокальной плоскости системы, поступает оптический сигнал. Входной сигнал  $S(x)$  отображается на многоканальную фотографическую маску (транспарант) 5 опорных сигналов  $r_i(x)$ . Транспарант 3, формирующий входной сигнал  $S(x)$ , протягивается в фокальной плоскости первого объектива со скоростью  $v_T$ . Распределение амплитуды излучения в выходной плоскости  $x_4 y_4$  при  $x_4 = 0$  задается зависимостью [19]

$$E_4(y_i, t) = \int S(x - v_T t) r_i(x) dx,$$

где  $i = 1, 2, \dots, N$ .

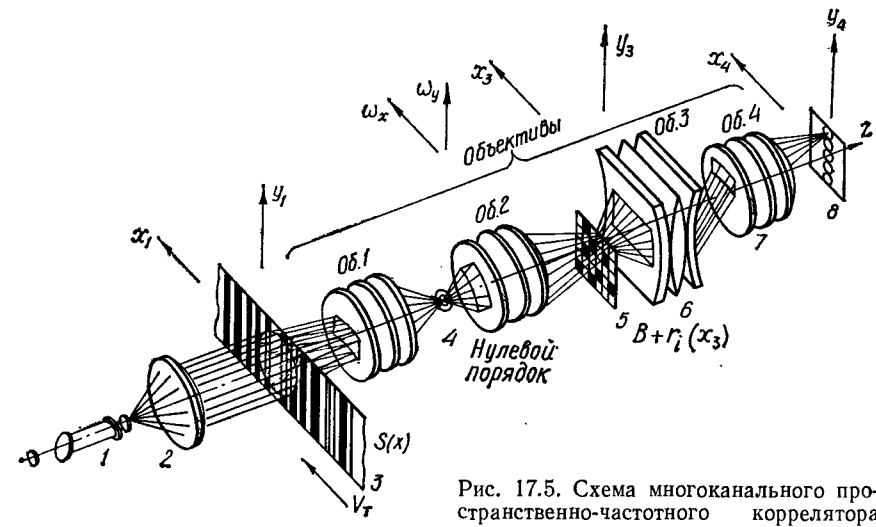


Рис. 17.5. Схема многоканального пространственно-частотного коррелятора

Это корреляционные функции, они располагаются по дискретным отрезкам вдоль оси  $y_4$  как функции времени. Экран для нулевого порядка 4 (плоскость  $\omega_x \omega_y$ ) исключает смещение В, появляющееся в случае, когда форма входного сигнала имеет вид  $B + S(x)$ .

Наличие смещения В вызывает появление светового блика в пространственно-частотной плоскости при  $\omega_x = 0$ . Этот блик — источник шума, так как его изображение в выходной плоскости попадает на результирующий сигнал по оси  $y_4$ . Экран нулевого порядка и цилиндрическая оптика третьего объектива 6 устраняют этот шум. Смещение появляется также и при формировании опорных функций  $r_i(x)$ . Окончательное распределение амплитуды излучения в выходной плоскости имеет вид:

$$E_4(\omega_x, y_i, t) = \int S(x - v_T t) r_i(x) \exp(-j\omega_x x) dx + B \int S(x - v_T t) \exp(-j\omega_x x) dx. \quad (17.11)$$

Практически вся энергия излучения, представленная вторым членом равенства (17.11), сосредоточена вне оси  $y_4$ , а корреляционный член формируется полностью при  $\omega_x = 0$ , т. е. на оси  $y_4$ . Следовательно, для получения результирующих корреляционных функций необходимо располагать линейку фотодиодов 8 вдоль оси  $y_4$ . Наличие четвертого, сферического объектива 7 исключает второй член уравнения (17.11), ибо выходная плоскость  $x_4 y_4$  является пространственно-частотной плоскостью направления  $x_4$ .

Применение лазерного излучения в оптических аналоговых вычислителях основано на сравнительной простоте осуществления двумерного преобразования Фурье. Это свойство в данном случае сочетается с уникальным свойством оптических систем — вычислением двумерной или многомерной функции корреляции.

Рассмотрим основные источники шума оптических процессоров.



**Шумы излучателя:** случайные и периодические временные флуктуации энергии; пространственная неоднородность излучения, квантовый шум.

**Шумы модулятора:** случайная и систематическая пространственная неоднородность; временная нестабильность излучения.

**Шумы оптической системы:** случайный шум от оптических поверхностей; случайный шум от объемных неоднородностей; оптические аберрации; расфокусировка; боковые лепестки излучения; блики и двойные изображения.

**Шумы выходного преобразователя:** дробовой шум; тепловой шум; пространственная неоднородность и временные флуктуации чувствительности фотоприемников.

Пространственные боковые лепестки характеризуют отекание полезной энергии к соседним участкам выходной плоскости. Эти боковые лепестки вызывают засветку тех участков выходной плоскости, где должны быть полезные сигналы. Отношение мощности полезного сигнала к мощности шума в этом случае имеет вид [19]:

$$P_{\sigma}/P_{\text{ш}} \sim 0,25 (m\pi\nu_0 d_{\text{св}})^2, \quad (17.12)$$

где  $m$  — коэффициент модуляции;  $d_{\text{св}}$  — диаметр диафрагмы.

Практически происходит маскирование полезного оптического сигнала процессора множеством систематических и случайных шумов, что в конечном итоге даже при тщательном изготовлении и юстировке процессора в зависимости от решаемой функции составляет суммарную погрешность порядка 1,5...5 %.

Одним из путей увеличения быстродействия и одновременно уменьшения стоимости обработки больших массивов информации является разработка специализированных оптоэлектронных *дискретных процессоров* [1, 2, 19]. Техническая реализация преобразования Адамара осуществляется с помощью двух последовательно соединенных элементов логического перемножения матриц, параллельно вычисляющих все компоненты спектра.

В простейшем примере построения дискретного спектроанализатора реализован параллельно-последовательный метод спектрального анализа. Каждая из спектральных составляющих вычисляется параллельно за один такт работы анализатора, причем изображение анализируемой функции  $a(x, y)$  сохраняется на входе процессора в течение времени вычисления всех коэффициентов спектра, т. е. на время  $N \times N$  тактов (рис. 17.6).

Спектроанализатор состоит из входного устройства — фотопленки с изображением анализируемой функции  $a(x, y)$  и набора транспарантов — изображений функций  $\{S_{p,m}(x, y)\}$ ,  $p = 1, 2, \dots, N$ ,  $m = 1, 2, \dots, M$ , представляющих собой систему ортогональных дискретных функций, по которым осуществляется разложение изображения  $a(x, y)$  в ряд Фурье. Излучение от лазера проходит через транспаранты с изображением  $a(x, y)$ ,  $S_{p,m}(x, y)$  и собирается линзой на матрицу интегрирующих фотоприемников. В зависимости от того, какой коэффициент ряда Фурье необходимо получить, в плоскость изображения вводится тот или иной транспарант из записанного на пленке набора. На выходе матрицы фотоприемников выделяется временная последо-

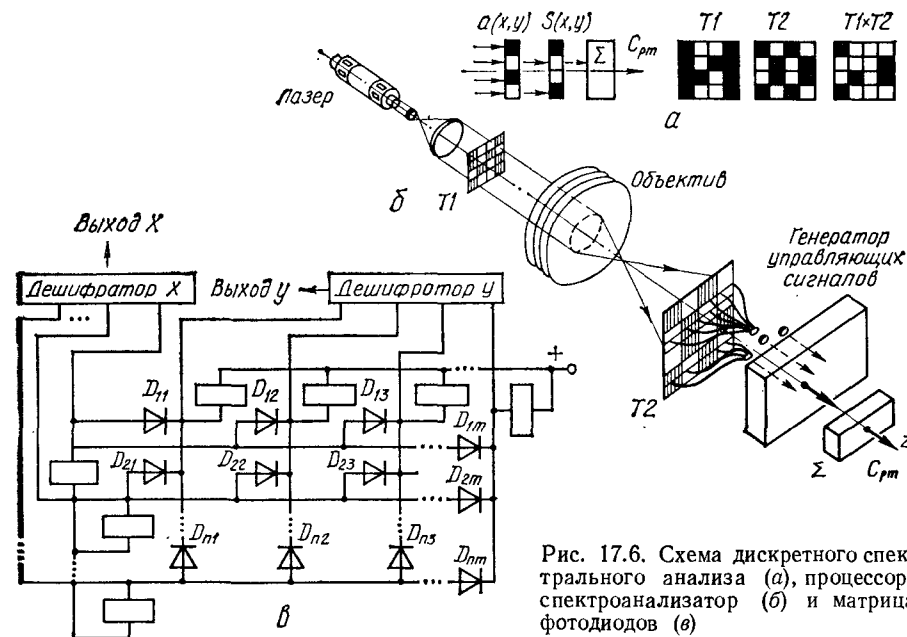


Рис. 17.6. Схема дискретного спектрального анализа (а), процессор-спектроанализатор (б) и матрица фотодиодов (в)

вательность электрических сигналов, пропорциональная интегральным значениям потока излучения во всем поле изображения и, следовательно, пропорциональная коэффициентам ряда Фурье:

$$c_{p,m} = \iint a(x, y) S_{p,m}(x, y) dx dy. \quad (17.13)$$

Описанная схема имеет недостатки (малое быстродействие и большая погрешность юстировки при механической смене масок). Анализ изображения функции  $a(x, y)$  можно осуществить, совмещая процесс маскирования и регистрации результирующего излучения. В этом случае элементарная ячейка процессора включает в себя элемент фотоприемной матрицы-транспаранта  $T2$  и набор логических элементов транспаранта  $T1$ . Это позволяет синтезировать маску за один такт работы процессора, используя управление ячейками только по системе ортогональных шин, и выполнять поэлементное логическое умножение изображения функции  $a(x, y)$  и транспаранта  $S_{p,m}(x, y)$ .

Шины подключены к многовыходному генератору управляющих сигналов. В результате транспарант-матрица фотоприемников одновременно осуществляет за один такт работы маскирование и регистрацию излучения. Таким образом, интегральному значению потока излучения на входе матрицы фотоприемников соответствует пропорциональная сумма значений фототоков ячеек, равная значению определенного спектрального коэффициента  $c_{p,m}$ .

Матрица фотоприемников  $8 \times 8$  площадью  $1 \text{ см}^2$  позволяет синтезировать маски из  $10^4$  элементов и за 10 мс получать  $10^4$  спектральных коэффициентов (время такта  $\sim 10^{-6}$  с). Погрешность спектрального анализа — 3...8 %. Функциональные возможности вычислений расши-

ряются с применением голографических методов хранения и обработки информации [2].

Оптические процессоры широко применяются при решении задач распознавания образов, спектрального анализа электрических сигналов, аэрофотоснимков, анализа движения облаков и турбулентных воздушных потоков по изображениям, полученным с метеорологических спутников, и т. д. До настоящего времени отсутствует эффективное оперативное устройство ввода — вывода данных в схему. Поэтому интерес представляет метод обработки информации с помощью оптоэлектронной гибридной вычислительной схемы (см. рис. 17.2, б). В состав такого вычислителя входят: цифровой электронный процессор, обеспечивающий ввод — вывод данных; программное управление процессом обработки и аналоговый когерентный оптический процессор, выполняющий операции по параллельной обработке двумерного массива данных. Основной функцией аналогового оптического процессора является сжатие информации, что облегчает задачу согласования скорости обработки данных в обоих процессорах.

В оптический процессор (рис. 17.2, б) информация поступает из видеоканала 13, киноплёнки 10 (через преобразователи 11, 12), аналоговой памяти 7, оперативной внешней цифровой памяти 8, электронного процессора 9. Входная информация подается в устройство ввода 2 — пространственный модулятор излучения. Таким образом, информация вносится в лазерное излучение и поступает в оптическую схему аналогового процессора для фильтрации. Операционные фильтры выполнены на фотопластинке в виде двумерной матрицы Фурье-голограмм. Спектр входного сигнала направляется на нужный операционный фильтр с помощью дефлектора 18, который управляет излучением газового лазера 1.

В спектральной плоскости ( $\omega_x, \omega_y$ ) хранятся 100 стандартных фильтров. Съём информации осуществляется как в выходной плоскости оптического процессора, так и в ее спектральной плоскости. Для этого применяются интегральные матрицы фотоприемников 4 и 14. С этой же целью можно использовать видиконы. Информация с выходов 4, 14 и устройств согласования 15...17 подается на цифровой электронный процессор 9 для логического анализа, выработки управляющих сигналов и отображения результатов. Результаты обработки передаются в аналоговую или цифровую память 7, 8, отображаются на дисплее 5 или выводятся в печать 6.

Преимущества оптических вычислителей наиболее существенным образом видны в гибридных оптических процессорах, где используется цифровая электронная и оптическая техника.

#### 17.4. Пример расчета голографического запоминающего устройства

**Принципиальная схема устройства.** Эффективность применения вычислительной техники в значительной мере зависит от характеристик и организации памяти. Принципиальная важность решения проблемы увеличения емкости и быстродействия запоминающих устройств связана с непрерывно продолжающимся увеличением объема используе-

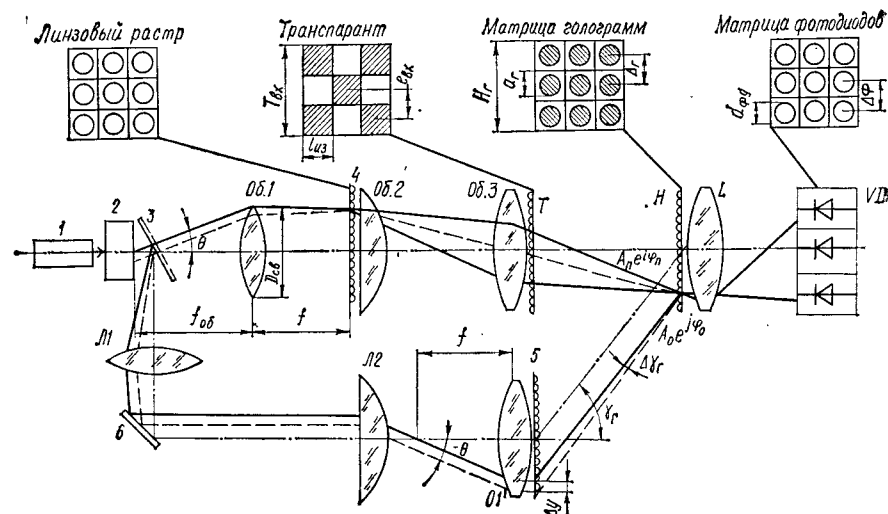


Рис. 17.7. Принципиальная схема голографического запоминающего устройства с использованием объемных голограмм

мой информации и хранением ее больших массивов. Поэтому перспектива и целесообразность внедрения оптических запоминающих устройств, эффективность и высокая плотность информационной емкости которых существенно превышают другие типы запоминающих устройств, несомненны. Дополнительные преимущества оптической памяти — возможность параллельной обработки информации, высокая надежность хранения, быстрый доступ к массивам, отсутствие потребления энергии в статическом состоянии.

Запись голограммы в адресуемую позицию матрицы накопителя (рис. 17.7) производится следующим образом [1]. Луч лазера 1, отклоненный дефлектором 2, разделяется светоделителем 3 на две части: часть пучка линзами Л1, Л2, зеркалом 6, объективом ОВ1 и голографической дифракционной решеткой 5 направляется в виде опорного луча  $A_0 \exp(j\phi_0)$  в требуемую позицию накопительной матрицы голограмм Н. Линзы Л1 и Л2 рассчитаны так, что дают общее увеличение, равное единице. Другая часть пучка объективом ОВ1 вводится в одну из ячеек линзового раstra 4. Фокальная плоскость объектива ОВ1 совпадает с выходной плоскостью дефлектора 2. Линзовый растр увеличивает угловую расходимость объектного пучка  $A_n \exp(j\phi_n)$ , позволяя освещать всю апертуру объектива ОВ3, который служит для формирования информационного оптического сигнала. Объектив ОВ2 направляет луч на матрицу входных данных — устройство набора страниц (транспарант) Т. Информация вносится в объектный пучок путем пространственной модуляции при просвечивании матрицы входных данных. После экспонирования матрицы-накопителя и фиксации вновь записанной голограммы осуществляют либо запись новой голограммы, либо считывают информацию с любой другой голограммы.

Чтобы записать новую входную страницу на ту же позицию матрицы-накопителя, необходимо изменить угол падения опорного пучка

на  $\Delta\gamma_r \sim \lambda_0/(n\Delta \sin \gamma_r)$ , где  $\lambda_0$  — длина волны излучения лазера;  $n$  — показатель преломления фотослоя;  $\Delta$  — толщина слоя. Запись получится, если дефлектор параллельно сдвинет луч на  $\Delta y = f_{об}\Delta\gamma_r/\cos \gamma_r$  (см. рис. 17.7). В результате опорный и объектный пучки будут вновь совмещены в прежней позиции, но угол падения опорного пучка изменится на  $(\gamma_r - \Delta\gamma_r)$ . Для записи следующей голограммы на ту же позицию матрицы-накопителя луч смещается на  $2\Delta y$  и т. д.

При записи  $N$  голограмм смещение

$$N_n\Delta y \geq 2N_n\lambda_0 f_{об}/[n\Delta \sin (2\gamma_r)].$$

Поэтому предельная амплитуда угла отклонения дефлектора должна составить  $i_{\max} \geq N_n\Delta y$ . Эта зависимость определяет согласование параметров дефлектора, оптики и числа голограмм, записываемых на одну позицию, причем каждая голограмма характеризуется тремя координатами:  $x_m, y_n, \gamma_{rq}$ , индексы которых образуют адрес голограммы.

**Расчет конструктивных параметров.** Предельная информационная емкость устройства определяется из условия [1]:

$$C = k_1 M^2 k_2 N_n^2 = k_1 k_2 T_{вх}^2 H_r^2 / (\beta_m \beta_r a_r l_{из})^2,$$

где  $k_1 M^2$  — число элементов в матрице входных данных (в транспаранте);  $k_2 N_n^2$  — число элементов памяти (голограмм) в матрице накопителя;  $k_1, k_2$  — коэффициенты;  $T_{вх}$  — размер стороны матрицы входных данных;  $H_r$  — размер стороны матрицы голограмм;  $\beta_m$  — коэффициент заполнения матрицы входных данных;  $\beta_r$  — коэффициент заполнения матрицы голограмм;  $a_r$  — размер голограммы;  $l_{из}$  — размер элемента транспаранта.

Число голограмм  $k_2 N_n^2$  в матрице определяется ее размерами  $H_r$  и амплитудой отклонения луча  $i_{\max}$  дефлектором. Если дефлектор обеспечивает дискретное перемещение луча по двум ортогональным координатам  $x$  и  $y$ , то будет  $2^{m_x} \cdot 2^{m_y}$  положений выходного излучения, где  $m_x, m_y$  — количество возможных ячеек памяти по ортогональным координатам. Тогда  $i_{\max} \sim 2N_n\lambda_0 f_{об}/[n\Delta \sin (2\Delta\gamma)]$  и

$$C = k_1 M^2 k_2 N_n^2 \text{ бит/см}^2.$$

Размер стороны матрицы голограмм определяется по формуле

$$H_r = k_2 \beta_r a_r N_n.$$

Расстояние между центрами голограмм  $\Delta_r = \beta_r a_r$ . Если перекрестные помехи приняты равными 7 %, то коэффициент заполнения матрицы голограммы  $\beta_r \sim 1,5$ .

Фокусное расстояние объектива

$$f_{об} = D_{св}/(O_n \tau_0) = H_r \sqrt{2}/(O_n \tau_0),$$

где  $O_n$  — относительное отверстие объектива. Рекомендуемое значение  $O_n = 1:2$  при коэффициенте пропускания объектива  $\tau_0 \sim 0,9$ .

Световой диаметр объектива должен быть примерно равным диагонали матрицы входных данных и матрицы голограммы:

$$D_{св} \sim T_{вх} \sqrt{k_1^2 + 1} = H_r \sqrt{k_2^2 + 1}.$$

Наименьший размер матрицы входных данных  $T_{вх} \sim H_r$ . Размер элемента изображения матрицы входных данных

$$l_{из} \sim \theta f_{об}/(k_1 M).$$

Расстояние между соседними элементами матрицы входных данных

$$l_{вх} \sim \beta_m l_{из}.$$

Диаметр фотодиода выбирается в соответствии с диаметром пятна восстановленного изображения:  $d_{фд} \sim l_{из}$ .

Расстояния между двумя соседними пятнами проецируемого на фотодиоды изображения  $\Delta\Phi = \beta_\Phi d_{фд}$ , где  $\beta_\Phi$  — коэффициент заполнения матрицы фотодиодов.

Количество фотодиодов должно соответствовать количеству ячеек в матрице входных данных:  $n_{фд} = k_1 M^2 = (T_{вх}/l_{вх})^2$ .

Рекомендуется использовать кремниевые фотодиоды с чувствительностью  $\epsilon_{фд} = 0,5$  А/Вт и темновым током  $i_r \sim 10^{-6}$  А.

**Расчет характеристик голограммы.** Из условия Брэгга  $2n\Delta \sin \theta_B \sim \lambda_0$  найдем минимальный угол  $\theta$  между объектным и опорным лучами и угловую селективность голограммы  $\delta^\circ \sim \Delta/\lambda$ .

Чувствительность фотослоя голограммы определяется экспозицией [22]:

$$H_э = \tau_{оп} t_э P_{вых}/A,$$

где  $\tau_{оп} \sim 5\%$ ;  $t_э$  — время экспонирования;  $A$  — площадь сечения опорного пучка.

Действующая апертура (размер отдельного элемента) голограммы [1]

$$a_r = 3,6\lambda_0 n_r k_1 M,$$

где  $n_r = 2$  — требуемая степень разрешения;  $M$  — число строк (столбцов) матрицы входных данных.

Определим параметр Клейна  $Q_r$  [16] принадлежности голограмм к определенному классу (плоских или объемных). Для объемных голограмм  $Q_r \geq 10$ ; для плоских  $Q_r \leq 10$ , где  $Q_r = 2\pi\lambda_0 \Delta_{ж}/(n_{ж}\Lambda^2)$  — параметр Клейна;  $\Delta_{ж}$  — толщина слоя фотоэмульсии;  $n_{ж}$  — показатель преломления фотоэмульсии.

Разность фаз между объектной и опорной волнами

$$\varphi_n - \varphi_0 = 2\pi\Delta l/\lambda_0 = k\Delta l,$$

где  $\Delta l = m\lambda_0$  — разность хода между волнами;  $m$  — целое число.

**Пример.** Рассчитать голографическое запоминающее устройство, если известны следующие параметры: матрица голограмм и входных данных — квадратная ( $k_1 = k_2 = 1$ ;  $N_n^2 = m_x^2 m_y^2 = 1024$  элемента памяти);  $\tau_0 = 0,9$ ; относительное отверстие объектива  $O_n = 1:2$ ; показатель преломления фотослоя из желатина толщиной  $\Delta_{ж} = 15$  мкм  $n_{ж} = 1,52$ .

Находим: необходимая выходная мощность лазера, генерирующего излучение с длиной волны  $\lambda_0 = 0,63$  мкм,  $P_{вых} \sim 100$  мВт; предельная емкость информации  $C = 1,5$  бит/см<sup>2</sup>; параметр Клейна  $Q_r \geq 10$ ; угол между опорным и объектным пучками  $2\theta \sim 12^\circ$ ; угловая селективность  $\delta^\circ \sim 7,5^\circ$ ; фокусное расстояние объектива  $f_{об} \sim 920$  мм и световой диаметр его  $D_{св} \sim 190$  мм; размер стороны матрицы  $H_r = 136$  мм; расстояние между центрами голограмм  $\Delta_r = 1,7$  мм; наименьший размер матрицы

входных данных  $T_{вх} = 135$  мм; размер элемента входных данных  $l_{вх} = 0,9$  мм и расстояние между двумя соседними элементами  $l_{вх} = 1,25$  мм; диаметр фотодиода  $d_{фд} = 1,25$  мм; расстояние между двумя соседними пятнами восстановленного изображения  $\Delta\Phi = 2,26$  мм; количество фотодиодов  $n_{фд}^2 = 460$ ; чувствительность фотослоя голограммы  $\sim 10$  Дж/см<sup>2</sup> и действующая апертура голограммы  $a_r = 1,15$  мм; разность фаз между объектной и опорной волнами  $2\pi$  рад.

Для получения высокого качества голограмм к дефлекторам и дифракционной решетке предъявляются жесткие требования в части воспроизводимости угловых положений информационного оптического сигнала [1, 16].

### 17.5. Физические принципы интегральной оптики

Фундаментальные теоретические и экспериментальные [9, 27] исследования за последние 15 лет привели к перспективному научно-техническому направлению в квантовой электронике — интегральной оптике.

**Интегральная оптика** — область квантовой электроники, которая включает в себя генерацию, распространение, усиление и преобразование света в тонкопленочных волноводных структурах. Техническая цель интегральной оптики состоит в создании микроминиатюрных функциональных планарных электронно-оптических элементов, схем и устройств для передачи, обработки и хранения информации.

Большая ширина полосы пропускания в диапазоне оптических частот делает возможным замену типичного оптоэлектронного оборудования сегодняшнего дня миниатюрными интегрально-оптическими приборами. Важнейшим преимуществом их является огромная пропускная способность ( $\sim 100$  Гбит/с). Количество информации на единицу площади в  $10^4$  раз больше, чем при использовании традиционных токов и радиоволн.

Физической основой интегральной оптики являются волноводные свойства тонкого диэлектрика, оптически более плотного, чем окружающие его среды, и способного канализировать свет. В простейшей волноводной структуре «воздух — пленка — подложка» выполняется условие  $n_0 < n_2 < n_1$ , где показатель преломления воздуха  $n_0$  меньше показателя преломления подложки  $n_2$ , а тот в свою очередь меньше показателя преломления пленки  $n_1$ . С учетом этих представлений в 1968—1975 гг. были разработаны тонкопленочные элементы управления лазерным излучением: плоские линзы, призмы, ответвители, модуляторы, дефлекторы и т. д. — двухмерные аналоги объемных элементов оптических систем [9, 24, 27]. Термин «интегральная оптика» (впервые ввел С. Миллер [27]) означает функциональную интеграцию на одной подложке нескольких волноводных пленочных элементов и устройств.

Решения уравнений Максвелла [4, 27] дают функции распределения для двух дискретных множеств типов колебаний электромагнитного поля — волноводных (распространяющихся) и излучательных мод, которые различаются по поляризации (ТЕ- и ТМ-моды). Модовая структура распространяющейся волны зависит от параметров волновода: толщины  $d$ , разности показателей преломления волновода и подложки

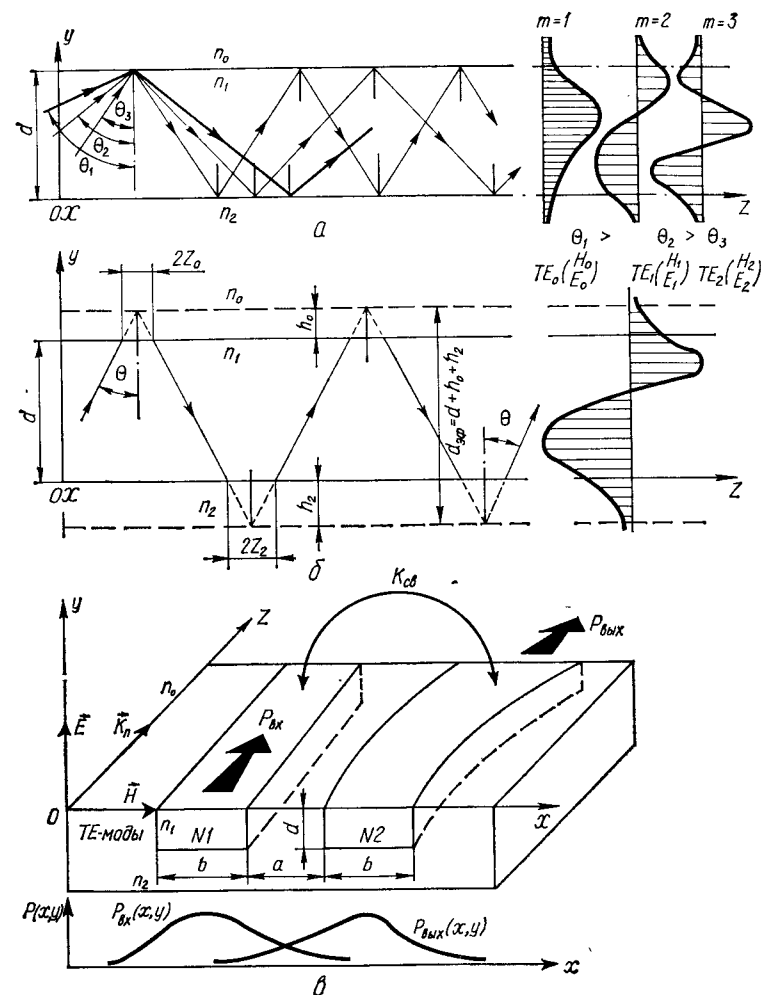


Рис. 17.8. Волноводные структуры:

$a$  — зигзагообразное распространение лазерного излучения в пленочном волноводе;  $b$  — эффективная толщина волновода с фиктивными отражателями, иллюстрирующая сдвиг Гюсса — Генхена зигзагообразного луча для  $H$ -мод и поперечное распределение составляющих электрического поля  $TE_y$  (для  $H_m$ -мод) и магнитного поля  $TM_x$  (для  $E_m$ -мод);  $a$  — волноводная структура связанных канальных волноводов ( $\vec{K}_n$  — вектор Умова — Пойнтинга;  $k_{01}$  — коэффициент волноводной связи);  $a, b, d$  — конструктивные размеры волноводов;  $P(x, y)$  — распределение мощности излучения в связанных волноводах

ки  $\Delta n = n_1 - n_2$ , угла падения излучения  $\theta$  (рис. 17.8). Волноводный эффект существует только при определенных толщинах волноводной пленки ( $d \sim 0,8 \dots 20$  мкм) и определенных значениях разности показателей преломления ( $\Delta n \sim 0,15 \dots 5\%$ ).

Важнейшей характеристикой распространяющейся моды является эффективный показатель преломления, который следует понимать как степень замедления излучения конкретной волноводной моды:

$$N_{эф} = \beta_m / k, \quad (17.14)$$

где  $\beta_m = \omega/v_m$  — фазовая постоянная распространения моды излучения в волноводе;  $\vec{k} = \omega/c = 2\pi/\lambda_0$  — волновой вектор (постоянная распространения моды излучения в вакууме);  $\omega = 2\pi\nu_0$  — круговая частота излучения;  $v_m, c$  — соответственно фазовая скорость излучения в волноводе и скорость излучения в вакууме.

В представлениях геометрической оптики распространяющийся луч в результате полного внутреннего отражения под различными углами падения  $\theta_m$  на границе волноводной структуры имеет зигзагообразную траекторию. При этом (см. рис. 17.8, а) соблюдается условие  $90^\circ > \theta_m$ .

Эквивалентной физической моделью планарного волновода является последовательность линз, непрерывно фокусирующая излучение в пределах пленки, а следовательно, канализирующая свет в среде с большим показателем преломления, где фазовая скорость волны уменьшена. При полном внутреннем отражении пучка лучей (суперпозиции однородных плоских волн) имеется некоторый фиктивный отражатель, отстоящий на расстоянии [27]

$$h = z \operatorname{ctg} \theta$$

от границы раздела двух сред в соответствии с явлением Гооса — Генхена, связанным с распространением *оптических поверхностных волн*.

Излучение ТМ-моды смещается в направлении распространения (см. рис. 17.8, б) на

$$z_E = \frac{2n_2 \operatorname{ctg} \theta}{n_1^2 \cos^2 \theta - n_2^2 \sin^2 \theta} \frac{1}{\alpha_x}.$$

Здесь  $\alpha_x$  — постоянная затухания моды по координате  $x$  с внешней стороны границы волновода.

Таким образом, помимо канализированных волноводных мод, по поверхности пленочного волновода в окружающих его средах в том же направлении, но с некоторым сдвигом распространяются оптические поверхностные волны и вследствие проникновения излучения за пределы пленки волновод будет обладать эффективной толщиной  $d_{\text{эф}} = d + h_0 + h_2$ .

Волноводы, расположенные рядом (см. рис. 17.8, в), взаимодействуют посредством *волноводной связи*. Это взаимодействие эффективно, когда спадающее внешнее поверхностное поле моды одного из волноводов простирается наиболее далеко в область расположения другого волновода (см. рис. 17.8, в).

Взаимодействие мод в обоих волноводах определяется дифференциальными уравнениями для амплитуд  $A_{01}, A_{02}$  [27]:

$$\begin{cases} dA_{01}/dz = -j\beta_1 A_{01} - jk_{\text{св}} A_{02}; \\ dA_{02}/dz = -j\beta_2 A_{02} - jk_{\text{св}} A_{01}, \end{cases} \quad (17.15)$$

где  $\beta_1, \beta_2$  — фазовые постоянные распространения мод;  $k_{\text{св}}$  — коэффициент связи, характеризующий степень эффективности, с которой одна мода определяет скорость изменения другой.

Такие связанные волноводы можно применять в схемах интегральной оптики в виде модуляторов, коммутаторов энергии и направленных ответвителей.

## 17.6. Интегрально-оптический волновод и элементы интегральной оптики

Направляющие свойства интегрально-оптических волноводов основаны на явлении полного внутреннего отражения. Волноводные пленки состоят из оптически прозрачного материала, окруженного оптически менее плотным материалом. Излучение, падающее на пленку в пределах угла полного внутреннего отражения от границ направляющей структуры, «захватывается», канализируется и распространяется в волноводе. Конструктивно волноводы выполняются в различных модификациях: планарные (по всей площади подложки); полосковые утопленные или приподнятые (канальные и гребенчатые), которые занимают ограниченную часть подложки (см. рис. 17.9, в).

При изучении волновых свойств излучения можно обнаружить, что из множества световых лучей в пределах угла полного внутреннего отражения только ограниченное число их с дискретными углами падения  $\theta_m$  может образовывать волноводные моды. Число мод  $m$  в волноводе для лазерного излучения с длиной волны  $\lambda_0$  определяется по формуле [9, 27]

$$m = \frac{2d}{\lambda_0} \sqrt{\Delta n (n_1 + n_2)}. \quad (17.16)$$

Кроме условия полного внутреннего отражения, эти лучи должны удовлетворять фазовому условию:

$$-2\vec{k}_1 d \sin \theta_1 + \Phi_{10} + \Phi_{12} = -2m\pi,$$

где  $\Phi_{10}, \Phi_{12}$  — фазовые сдвиги в последовательных переотражениях волны.

Это фазовое условие представляет собой уравнение собственных значений мод пленки, так как однородная плоская волна, распространяющаяся в пленке под углом  $\theta_1$  по зигзагообразному пути, формирует моду пленки.

После двух последовательных переотражений от границ направляющей структуры волны должны быть в фазе и при наложении интерферировать между собой. Только при выполнении фазового условия формируется самосогласованное распределение распространяющихся волноводных мод. Очевидно, при невыполнении фазового условия волны, интерферируя, гасят сами себя и исчезают. Такая физическая картина квантования электромагнитного поля в дискретный ряд волноводных мод была обнаружена при решении феноменологических уравнений Максвелла [4], когда для однородных областей внутри и вне волноводных направляющих структур излучение было представлено в виде суперпозиции однородных плоских волн. При этом Е- и Н-моды принято определять следующим образом. Если за исходное взять вектор напряженности электрического поля  $\vec{E}$ , то он и вектор напряженности магнитного поля  $\vec{H}$  для однородной плоской волны будут ортогональны к вектору Умова — Пойтинга  $\vec{k}_n$  (см. рис. 17.8, в).

Моды пленки различаются по поляризации плоской волны, из которой они образованы. Если составляющая магнитного поля параллельна плоскости падения, то моды пленки называются Н- или ТЕ-модами, так как поле волны в направлении распространения имеет лишь

составляющую магнитного поля; мода пленки содержит при этом только поперечную составляющую электрического (ТЕ) поля. В том случае, когда вектор напряженности электрического поля  $\vec{E}$  параллелен плоскости падения и имеет составляющую в направлении распространения, а поперечная составляющая магнитного поля направлена вдоль оси  $y$ , такие моды поляризованной плоской волны в пленке называются  $E$ - или ТМ-модами. Поперечное распределение составляющих электрического поля  $E$  (для  $H$ -мод) и магнитного поля  $H$  (для  $E$ -мод) можно наблюдать на рис. 17.8, а.

Волноводные структуры по профилю показателя преломления разделяются на два типа: *однородные пленки* — со ступенчатым изменением показателя преломления на границе раздела волновода и подложки, например канальные волноводы; *неоднородные* (градиентные) пленки — с распределением показателя преломления по толщине волновода, описываемым функциональной зависимостью

$$n(y) = n_2 + \Delta n f(y/d).$$

Например, для полоскового гребенчатого волновода  $f(y/d) = \exp(-y/d)$  (см. кривую 3 на рис. 17.9, в).

Диаграмма  $\omega - \beta$  (рис. 17.9, а) поясняет дисперсионные свойства планарного волновода. С увеличением частоты (толщины  $d$ ) распространяется все большее число волноводных и излучательных мод. Каждой волноводной моде соответствует свой единственный канал информации и, следовательно, в планарном волноводе принципиально осуществима многоканальная связь.

Основными элементами интегральной оптики, помимо волноводов, являются ответвители, элементы ввода — вывода излучения, резонаторы, модуляторы, дефлекторы, пленочные лазеры с распределенной обратной связью и приемники излучения. Кратко рассмотрим принцип действия и поясним особенности конструкции и технологии производства этих элементов (см. п. 5.2).

**Направленные оптические ответвители.** Эти устройства имеют два или больше волноводов, расположенных так, что энергия излучения передается из одного волновода в другой. Доля энергии, ответвленной на единицу длины, определяется перекрытием поверхностных волн, распространяющихся в каждом из волноводов.

Решение системы дифференциальных уравнений (17.15) относительно нормированных значений мощности  $P_1 = A_{01}A_{01}$ ,  $P_2 = A_{02}A_{02}$  записывают так:

$$P_1 = \cos^2[(k_{св}^2 + \Delta\beta^2)^{1/2}z] + [\Delta\beta^2/(k_{св}^2 + \Delta\beta^2)] \sin^2[(k_{св}^2 + \Delta\beta^2)^{1/2}z];$$

$$P_2 = [k_{св}^2/(k_{св}^2 + \Delta\beta^2)] \sin^2[(k_{св}^2 + \Delta\beta^2)^{1/2}z],$$

где  $\Delta\beta = (\beta_1 - \beta_2)/2$  — половина разности фазовых постоянных.

Если это решение представить графически (рис. 17.9, б), то можно получить степень передачи мощности из волновода 1 в волновод 2 в зависимости от эффективной длины связи  $k_{св}z$ . Анализируя графики, можно выявить три характерных случая:

а) условие слабой связи ( $k_{св} \ll \Delta\beta$ ). Волноводная мода в волноводе 1 имеет минимальную мощность  $P_{1\min} \sim 1 - (k_{св}/\Delta\beta)^2$ . Максимальная мощность излучения, переданная в волновод 2,  $P_{2\max} \sim (k_{св}/\Delta\beta)^2$ .

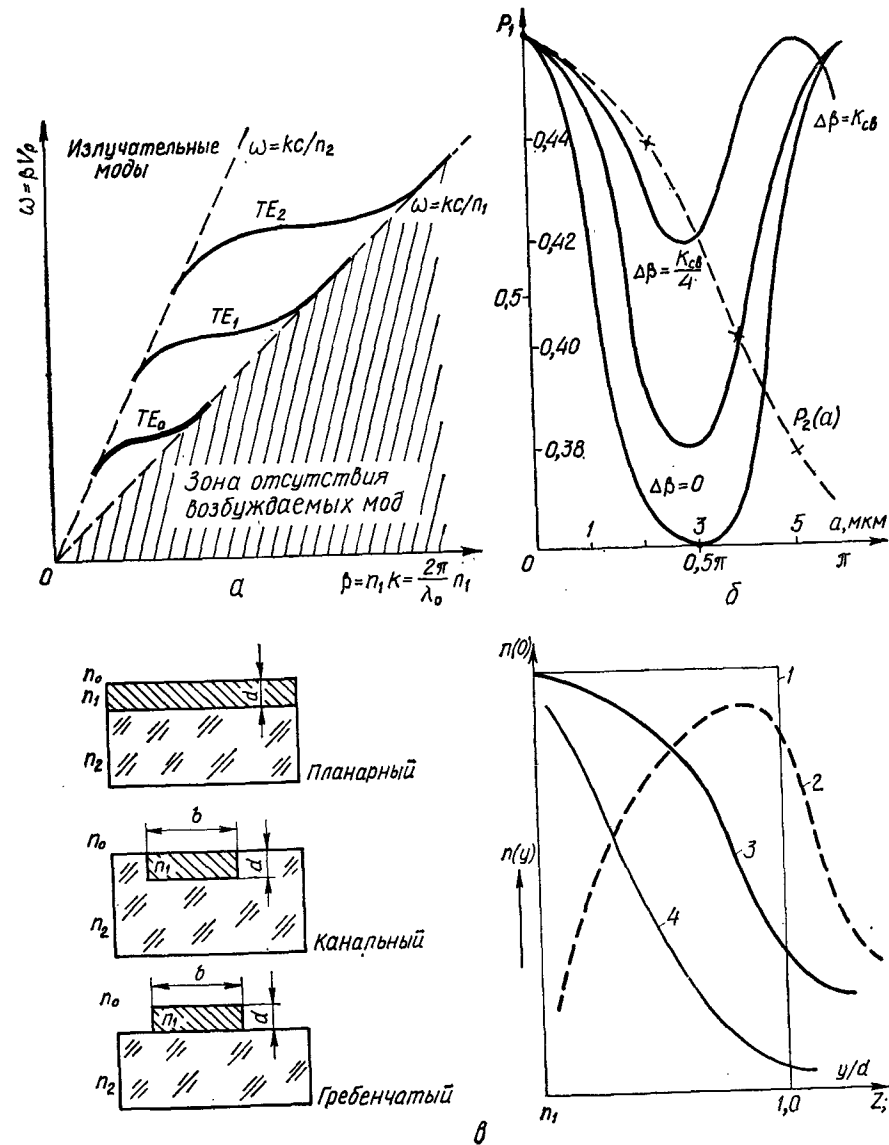


Рис. 17.9. Типичная диаграмма  $\omega - \beta$  для диэлектрического волновода (а), эффективность волноводной связи в зависимости от зазора и перекачка мощности из волновода 1 в волновод 2 в зависимости от разных фазовых постоянных (б), типы волноводных структур и профиль показателя преломления канального волновода (в): 1 — однородный волновод; 2...4 — неоднородные волноводы

Это случай паразитной перекрестной связи между волноводами, приводящий к случайным потерям мощности;

б) условие сильной связи ( $k_{св} \gg \Delta\beta$ ); максимальная мощность излучения передается от волновода 1 к волноводу 2:  $P_{2\max} \sim 1 - (k_{св}/\Delta\beta)^2$  на расстоянии  $z = (p + 0.5) \pi/k_{св}$ , где  $p = 1, 2, \dots$ . На длине



$L_{кр} = \pi/k_{св}$  мощность  $P_1$  полностью передается в волновод 2;  $L_{кр}$  — это значение критической длины связи. Например, если необходимо передать 90 % мощности в волновод 2, то нужно выполнить условие  $2\Delta\beta z < \pi/3$  для разности фаз между модами в волноводах 1 и 2 [27]; в) условие фазового синхронизма  $\Delta\beta = 0$  приводит к уравнениям волноводной связи

$$P_1 = \cos^2 k_{св} z; \quad P_2 = \sin^2 k_{св} z. \quad (17.17)$$

При этом мощность излучения передается в волновод 2 полностью.

Для полной передачи мощности ответвитель должен иметь длину больше критической [ $L_{кр} = \pi/(2k_{св})$ ] и точный фазовый синхронизм ( $\Delta\beta = 0$ ), причем ответвленная мощность не должна изменяться; тогда такой ответвитель будет хорошо работать в широком диапазоне частот.

Коэффициент связи в зависимости от конструктивных параметров (ширины  $b$  и зазора  $a$  между волноводами) определяется следующим образом:

$$k_{св} = \frac{2\alpha_x \beta_x^2 \exp(\alpha_x a)}{\beta b (\alpha_x^2 + \beta_x^2) (1 + 2\alpha_x b)}, \quad (17.18)$$

где  $\alpha_x = [k^2 (n_1^2 - n_2^2 - \beta_x^2)]^{1/2}$  — постоянная затухания моды пленки по координате  $x$ ;  $\beta_x$  — поперечная фазовая постоянная распространения моды пленки по координате  $x$ .

Коэффициент связи  $k_{св}$  экспоненциально уменьшается с увеличением зазора  $a$  и постоянной затухания  $\alpha_x$ ;  $k_{св}$  также зависит от толщины волноводной пленки  $d$ . Например, для значений параметров:  $n_1 = 1,5$ ;  $n_1/n_2 = 1,01$ ;  $b = 2d = 3,5\lambda_0$ ;  $\lambda_0 = 0,63$  мкм;  $d = 1,77\lambda_0$ ;  $k_{св} (n_1^2 - n_2^2)^{1/2} = 3\pi/4$  коэффициент связи  $k_{св} = 0,002/\lambda_0$ . Для полной передачи мощности в волновод 2 необходимо иметь критическую длину ответвителя  $L_{кр} = 770\lambda_0$ . По этим данным на рис. 17.9, б построена зависимость мощности от зазора  $P_2(a)$ , передаваемой в волновод 2.

Материал волновода определяет рабочую область спектра излучения, пассивную или активную функцию интегрально-оптического элемента и модовую структуру поля несущей волны. При выборе материала волновода и подложки необходимо решать одновременно два аспекта этой проблемы: найти оптимальную монокристаллическую или аморфную структуру волновода и соответственно диэлектрик или полупроводник — материал пары «пленка — подложка».

К материалам предъявляются следующие требования: прозрачность, оптическая однородность, химическая устойчивость и механическая прочность для получения поверхностей с высокой чистотой обработки. Однако немаловажным требованием является обеспечение малых оптических потерь в волноводе (менее 1 дБ/см). Перечислим некоторые материалы, пригодные для устройств интегральной оптики [9, 27].

Арсенид галлия (GaAs) — перспективный материал, так как он служит основой для полупроводниковых лазеров и дает возможность получать собственно интеграцию источника, канала связи и фотоприемного устройства на единой подложке. Тем не менее технология полу-

чения монокристаллических GaAs-пленок значительной площади (более 1 см<sup>2</sup>) весьма сложная [20, 24, 27].

Для планарных волноводов и элементов, работающих в инфракрасном диапазоне длин волн, перспективным материалом является халькогенидное стекло на основе бинарной системы As + S. Аморфные пленки образуют методом высокочастотного распыления стекла в вакууме. Стекло как материал со сравнительно малыми потерями (~ 1 дБ/см) имеет такие преимущества: бесконечное разнообразие сочетаний волноводных параметров, достигаемое только изменением химического состава компонентов стекла; относительная простота технологии получения волноводных структур и элементов различных конфигураций. Волноводные структуры с малыми потерями получают на основе органических материалов: полиметилметакрилата на подложке из плавленного кварца.

Технологически проще образовать аморфные пленки, чем монокристаллические, тем более, что оптические потери в них меньше 1 дБ/см. Широко применяются для подложек кристаллы LiNbO<sub>3</sub>, пригодные как для создания волноводов, так и для реализации электро- и акусто-оптических элементов интегральной оптики. Диффузией Ti в LiNbO<sub>3</sub> получены волноводы с потерями ~ 0,2 дБ/см [27]. Действенным методом снижения потерь в стеклянных волноводных структурах является лазерный отжиг. При облучении волновода лазером на CO<sub>2</sub> со средней плотностью мощности ~ 10<sup>4</sup> Вт/см<sup>2</sup> потери снижаются до значений 0,01...0,2 дБ/см.

Технология получения планарных однородных волноводов основывается на тонкопленочной технологии микроэлектроники: термическом и электронно-лучевом испарении в вакууме, высокочастотном распылении [9, 27] и т. д.

Волноводные градиентные структуры создаются методами ионного облучения, твердотельной диффузии, ионообменной диффузии из расплавов солей.

**Линзы и призмы.** Для формирования и концентрации оптического сигнала в интегрально-оптических устройствах изготавливают специальные тонкопленочные двумерные аналоги типовых объемных линз и призм [9]. Если пользоваться понятием «эффективный волноводный показатель преломления»  $N_{эф}$  (17.14), то при габаритных расчетах и проектировании интегрально-оптических элементов можно применять классические формулы геометрической оптики [4].

Тонкопленочные линзы должны иметь плавное изменение параметров таким образом, чтобы при прохождении через них излучения различные части пучка проходили бы различные оптические пути. На практике в основном используются два метода получения интегрально-оптических линз и призм: ступенчатое изменение толщины пленки (рис. 17.10, а) либо осаждение через маски на подложку гибридной волноводной структуры. Например, гибридная структура из Ta<sub>2</sub>O<sub>5</sub>, нанесенная на локальный островок стеклянной подложки с диффузным планарным волноводом, дает возможность сформировать двумерную линзу.

Аналогичные методы применяются и для получения пространственных селекторов мод и делителей мощности излучения [9].



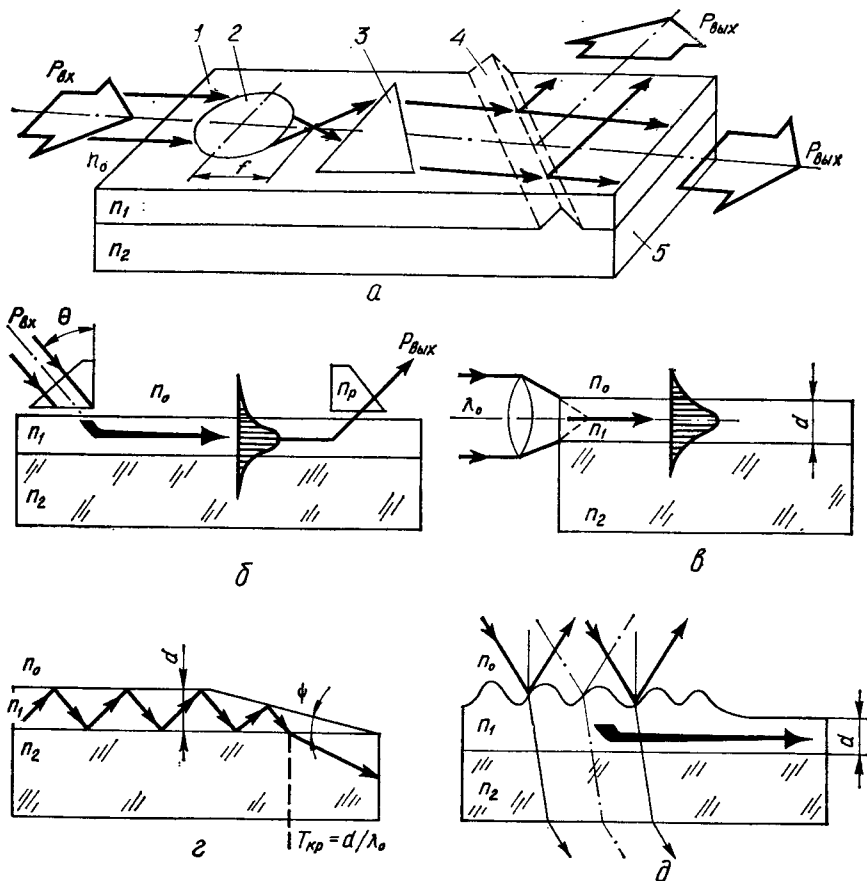


Рис. 17.10. Интегрально-оптические элементы (а) и различные типы элементов связи (б...д):

1 — планарный волновод; 2 — линза; 3 — призма; 4 — светоделитель (селектор мод); 5 — подложка;  $f$  — фокусное расстояние линзы

**Элементы ввода — вывода.** Для возбуждения оптических волноводов и канализации в них лазерного излучения служат специальные устройства — элементы связи (элементы ввода — вывода). В интегральной оптике в основном используются призматические (рис. 17.10, б), торцевые (поперечные) (рис. 17.10, в) элементы связи, направленные ответвители, тонкопленочный волновод с суживающимся краем (рис. 17.10, г) и решетчатые (рис. 17.10, д) элементы связи [9, 27].

В настоящее время наиболее удовлетворительными устройствами ввода — вывода являются решетчатые элементы связи (см. рис. 17.10) — периодические структуры на диэлектриках синусоидальной либо прямоугольной формы. Решетка элемента ввода — вывода изготавливается в виде дифракционной решетки либо в виде голограммы на пленке фоторезиста, на которой экспонируется простейшая интерференционная картина от двух противоположно бегущих волн, полученных светоделиением и последующим совмещением опорного и объектного лазерных пучков. Применяются решетки, полученные травлением.

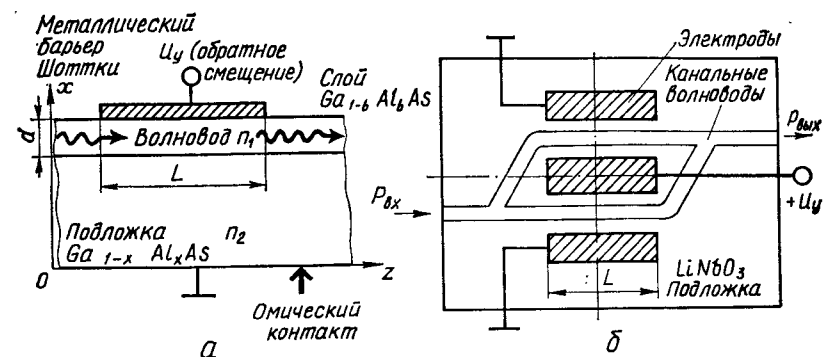


Рис. 17.11. Схемы интегрально-оптических одноволноводного (а) и двухканального интерференционного (б) модуляторов излучения

Существенный недостаток решетчатого элемента связи — большие потери энергии. Для увеличения эффективности связи до 70 % с обратной стороны подложки с решеточным элементом ввода — вывода конструктивно устанавливают небольшую призму. Однако при этом нарушается главное преимущество устройства — планарная геометрия.

В эффективных решетчатых элементах связи интенсивности отраженных и преломленных пучков малы; большая часть мощности излучения вводится в волновод и преобразуется в волноводные и поверхностные моды.

В поверхностной волне из-за периодической структуры решетки появляются пространственные гармоники, причем рассеянные поля такой решетки интерферируют с самоусилением только в заданном направлении  $\theta$  пространства над пленкой и под ней. Излучение в других направлениях практически отсутствует, так как оно гасится при интерференции волн в соответствии с условием [9]

$$\beta_v - n_1 k_1 \sin \theta = 2\pi/\Lambda.$$

Условие согласования фаз поверхностной и волноводной мод записывается так:

$$\vec{k}_1 \sin \theta = \beta_v; \quad \vec{k}_1 = 2\pi/\lambda_0.$$

Это условие выполняется при соответствующем конструктивном подборе  $\Lambda$ ,  $\theta$ ,  $\lambda_0$ .

Решив совместно эти уравнения, получим период решетки (условие Брэгга, см. п. 16.3)

$$\Lambda = \lambda_0 / [\sin \theta_1 (1 - n_1)].$$

**Электрооптические модуляторы.** Их делят на одноволноводные и двухканальные. В обоих случаях управляющими электродами являются или тонкая металлическая шайба, или металлические полоски, напыленные на кристалл, обладающий линейным электрооптическим эффектом Поккельса (см. п. 11.2). Приложенное к электродам управляющее напряжение смещения  $u_y$  (рис. 17.11, а) изменяет показатель преломления кристалла на

$$\Delta n = n_2^3 r_{ij} u_y / (2d).$$

При длине электрода  $L$  изменение фазы проходящего через электро-оптический кристалл излучения  $\Delta\varphi = 2\pi n_2^2 r_{ij} u_y / (2d)$ . Таким образом происходит фазовая модуляция оптического сигнала. При пороговых условиях пропускания мод низшего порядка фазовую модуляцию сравнительно просто преобразуют в амплитудную.

Вариантом двухканального амплитудного модулятора, основанным на интерференции пространственно когерентных волн излучения (см. п. 3.2), проходящих различные оптические пути (рис. 17.11, б), является планарный волноводный аналог интерферометра Маха — Цандера [27]. Такой модулятор устойчив к внешним воздействиям, так как они в одинаковой степени влияют на оба плеча волноводного интерферометра.

Типичные характеристики модулятора на подложке кристалла  $\text{LiNbO}_3$  с  $\text{TiO}_2$ -канальными диффузными волноводами толщиной  $d = 2$  мкм для излучения с длиной волны  $\lambda_0 = 0,63$  мкм: управляющее напряжение  $u_y = 20$  В; глубина модуляции  $m = 60$  %; ослабление излучения  $\tau_{\text{оп}} = 30$  %; длина алюминиевого электрода  $L = 4$  мм [27].

Пленочный интегрально-оптический модулятор на эффекте Брэгга рассмотрен в п. 11.5.

### 17.7. Пленочный лазер с распределенной обратной связью и планарные фотодиоды

**Пленочный лазер с распределенной обратной связью** — это полупроводниковый лазер с периодическими пространственными неоднородностями (локальные резонаторы) в пленочном активном микроволноводе, в котором достигается генерации волноводных и связанных с ними поверхностных волн излучения, распространяющихся в противоположных направлениях.

Такой лазер может быть жидкостным на красителях, на волоконных активированных стеклах или в другой структуре активной среды. Лазер с распределенной обратной связью может быть создан в полупроводниковом микроволноводе с периодическими неоднородностями, либо наложенная на подложку дифракционная решетка. Это система локальных резонаторов, в которой возбуждаются поверхностные волны излучения. Каждый локальный резонатор представляет собой миниатюрный, почти соизмеримый по размерам с длиной волны  $\lambda_0$  генерируемого излучения элемент активной среды  $l_a$ , который одновременно выполняет следующие функции: возбуждает собственные резонансные колебания, осуществляет положительную обратную связь и формирует выходное вынужденное излучение (рис. 17.12).

Принцип действия пленочного лазера с распределенной обратной связью заключается в следующем. Возбуждение накачки в случае метода инжекции носителей поступает в периодическую пространственную структуру, которой может служить либо пленочный полупроводниковый микроволновод с периодическими неоднородностями, либо наложенная на подложку дифракционная решетка. Это система локальных резонаторов, в которой возбуждаются поверхностные волны излучения. Каждый локальный резонатор представляет собой миниатюрный, почти соизмеримый по размерам с длиной волны  $\lambda_0$  генерируемого излучения элемент активной среды  $l_a$ , который одновременно выполняет следующие функции: возбуждает собственные резонансные колебания, осуществляет положительную обратную связь и формирует выходное вынужденное излучение (рис. 17.12).

В локальном резонаторе с распределенной обратной связью пороговый уровень усиления определяется обратным рассеянием для излучения, распространяющегося по нормали к периодическим возмущениям активной среды. Для резонаторов этого типа резонансы отра-

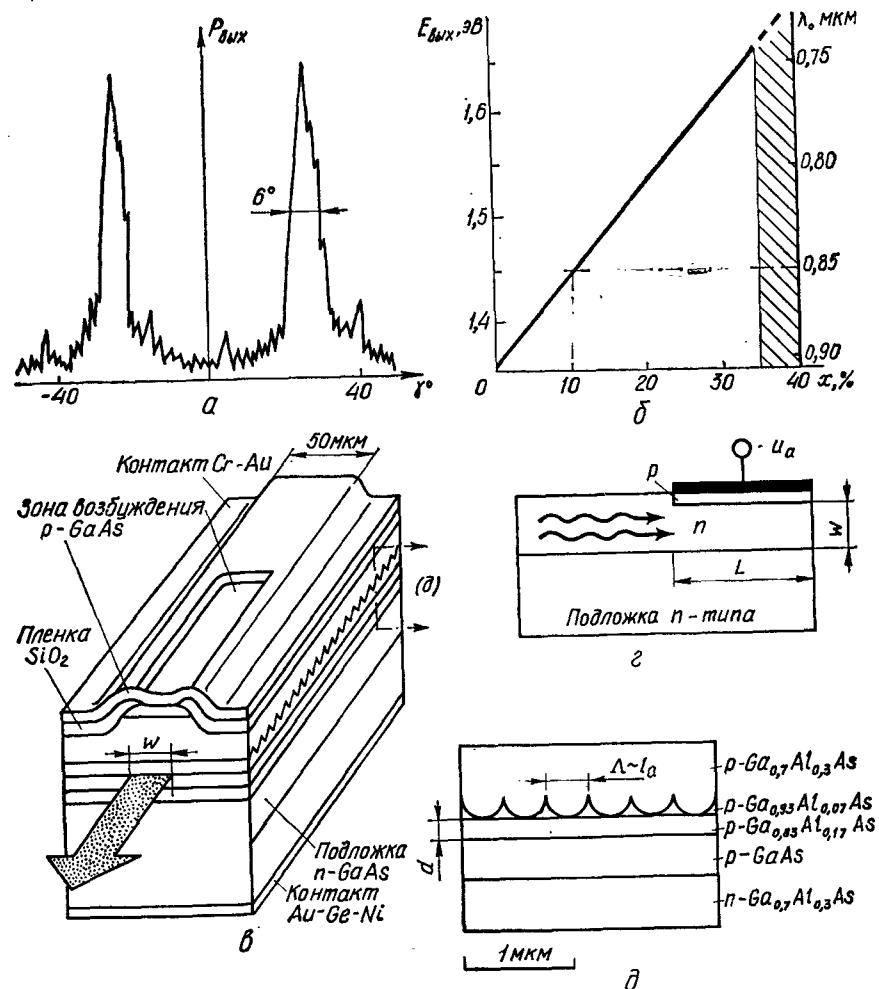


Рис. 17.12. График угловой расходимости  $P_{\text{вых}}(\gamma)$  (а), зависимость  $\lambda_0$  и  $E_{\text{вых}}$  от концентрации атомов Al в активной области (б), схема волноводного фотодиода (в) и эпитаксиальные слои гетероструктуры  $\text{Ga}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$  (д)

жения имеют место на длинах волн

$$\lambda_q = 2n\Lambda/q, \quad (17.19)$$

где  $n$  — показатель преломления среды;  $q$  — целое число, а  $\Lambda$  — период модуляции распределенной обратной связи или период интерференционной картины, определяемый по условию Брэгга (17.19):

$$\Lambda = \lambda_0 / (2n \sin \theta),$$

где  $2\theta$  — угол между интерферирующими лучами.

Распределенная обратная связь необходима для самовозбуждения поверхностных световых волн в активном микроволноводе. Условие самовозбуждения достигается периодической модуляцией оптической

толщины микроволновода. Зеркала распределенного резонатора обычно конструктивно выполнены в активном слое, т. е. в самом микроволноводе. Длина такого отражателя  $l_a$  и коэффициент обратной связи  $\tau_m$  должны обеспечить собственные резонансные частоты  $\nu_q = qc/(2n\Lambda)$  с высокой избирательностью:

$$\left. \begin{aligned} n &= N'_{\text{эф}} + N''_{\text{эф}}; \quad m = \lambda_0/\Lambda \text{ при } \sin \theta = 1; \\ \tau_m k l_a &\sim 1, \end{aligned} \right\} \quad (17.20)$$

где  $N'_{\text{эф}}$ ,  $N''_{\text{эф}}$  — эффективные показатели преломления поверхностных волн излучения, которые возбуждаются в активном микроволноводе благодаря резонансному отражению на периодической и тонкопленочной структуре;  $m = \lambda_0/\Lambda$  — порядок интерференции (целое число: 0;  $\pm 1$ ;  $\pm 2$ ;  $\pm 3$ ; ...;  $\pm m$ , определяющее очередной максимум интерференционной картины);  $k = 2\pi/\lambda_0$  — волновое число.

Условие генерации поверхностных волн имеет вид [24]:

$$(k_{\text{св}} - j\Delta) e^{klk_{\text{св}}/(k_{\text{св}} + j\Delta)} = 1,$$

где  $k_{\text{св}} = \sqrt{\tau_m^2 + \Delta^2}$  — коэффициент волноводной связи;  $\Delta = \Delta n^*$  —  $(j/k)(G_m^* + G_m'^*)$ . Здесь  $\Delta n^* \sim \sqrt{3\tau_m}$  — параметр фазовой расстройки;  $G_m^*$ ,  $G_m'^*$  — эффективные коэффициенты усиления возбужденных поверхностных волн. Например, при малом легировании полупроводника примесями коэффициент усиления для пика спектральной усиления в GaAs-диоде при температуре  $\sim 300$  K

$$G_m^* = \eta_0 \lambda_0^2 j_0 / (8\pi e n^2 \Delta n d), \quad (17.21)$$

где  $\eta_0 = 0,7$  — внутренний квантовый выход;  $j_0 = 400 \dots 800$  А/см<sup>2</sup> — пороговая плотность инжекции;  $n = 3,34$ ;  $\Delta n = 1,5 \cdot 10^{13}$  с<sup>-1</sup> — ширина полосы спонтанного излучения;  $d = 10^{-4}$  см — толщина активного слоя.

Наиболее перспективными для микроминиатюризации и применения в устройствах интегральной оптики являются полупроводниковые инжекционные лазеры на гетероструктурах, так как они имеют плоско-волноводное строение. Используются эпитаксиально выращенные гетероструктуры GaAs — Ga<sub>1-x</sub>Al<sub>x</sub>As. Возбуждение таких пленочных лазеров осуществляется электрическим напряжением, что обеспечивает возможность модуляции выходного излучения на частотах от 20 Гц до 0,1 ГГц и высокий к.п.д. (около 40 %) [27].

В пленочных лазерах с оптической накачкой применяются пленки из полиметилметакрилата и полиуретана, активированного роданином 6G, а также стеклянные пленки и пленки из YAG, активированные гольмием или неодимом.

Технологические методы получения периодической структуры пленочного микроволновода следующие: катодное распыление, вакуумное напыление, ионная имплантация, диффузия, травление, наложение на подложку специальной дифракционной решетки. В таких лазерах полупроводниковая гетероструктура возбуждается интенсивным источником света, энергия фотонов которого чуть больше ширины запрещен-

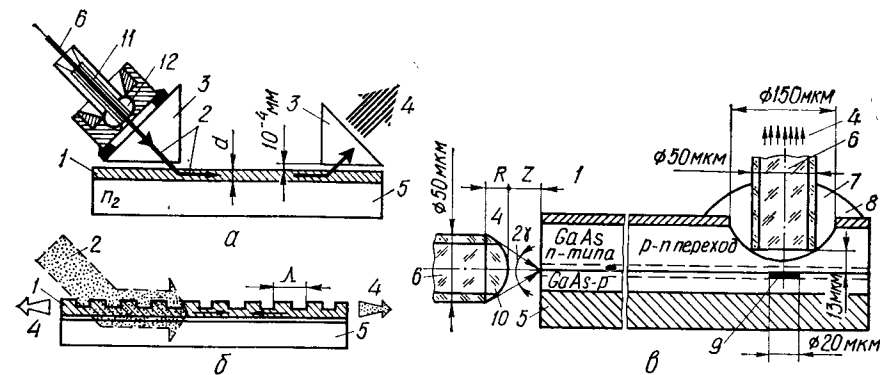


Рис. 17.13. Устройство ввода оптической накачки и вывода вынужденного излучения в пленочных лазерах:

1 — пленочная полупроводниковая активная среда; 2 — излучение накачки в волоконном световоде; 3 — призмы; 4 — выходное излучение; 5 — подложка; 6 — волоконный световод; 7 — эпоксидная смола; 8 — лунка; 9 — золотой контакт; 10 — иммерсионная линза радиуса кривизны  $R$ ; 11 — селфок; 12 — юстируемое устройство;  $\Lambda$  — период интерференционной картины

ной зоны. При накачке полупроводника лазером глубина возбуждения — около 1 мкм и мощность накачивающего лазера невелика, но зато к. п. д. высок (около 50 %). Поэтому лазеры с таким возбуждением являются высокоэффективными преобразователями когерентного излучения одной длины волны в когерентное излучение другой длины волны. Типичные значения концентрации примесей в пленочных структурах:  $N_A = 2 \cdot 10^{19}$  см<sup>-3</sup> для  $p^+$ -слоя;  $N_D = 1 \cdot 10^{17}$  см<sup>-3</sup> в  $n$  — GaAlAs;  $N_D = 2 \cdot 10^{18}$  см<sup>-3</sup> для подложки и  $N_A \approx 10^{16}$  см<sup>-3</sup> для активного слоя  $p$  —  $n$  перехода. Эти структуры обеспечивают (см. п. 9.3) оптическое ограничение фотонов волноводных мод и инжектируемых носителей в области инверсной населенности, в результате чего минимальная пороговая плотность тока составляет 400...800 А/см<sup>2</sup>. Например, оптическое ограничение с концентрацией Al  $\sim 60$  % будет  $d \sim 0,7\lambda_0/\sqrt{0,6}$ .

Вывод вынужденного излучения в пленочных лазерах с распределенной обратной связью осуществляется через торец активного микроволновода либо, в случае оптической накачки, специальными призмными (рис. 17.13, а), решетчатыми (рис. 17.13, б) или волоконно-оптическими (рис. 17.13, в) устройствами. Например, для изготовления призмного устройства ввода берется прямоугольная призма с показателем преломления большим, чем показатель преломления пленки ( $n_{\text{пр}} > n_{\text{пл}}$ ). Призма устанавливается на расстоянии 0,1 мкм от поверхности пленки (щель связи). Необходимо выполнить также условие экспоненциального спада  $\exp(-z/L)$  поля  $E_z$  и фазовое согласование падающего и выходного лучей. Эффективность такой системы достигает примерно 80 % [9, 27].

Выходную мощность излучения пленочного лазера для случая возбуждения его методом инжекции можно оценить зависимостью (9.11). Изменением концентрации атомов Al в структуре длину волны лазерного излучения можно изменять в пределах  $(7 \dots 9) \cdot 10^{-2}$  мкм (см. рис. 17.12, б). Оптимальным для практики сегодняшнего дня являются гетероструктуры Ga<sub>1-x</sub>Al<sub>x</sub>As, излучающие на волне  $\lambda_0 = 0,85$  мкм.

Более короткие длины волн достижимы при резком снижении квантового выхода лазерного диода.

Ограничение оптических мод и инжектируемых носителей позволяет создать пленочный лазер, имеющий следующие характеристики: выходную мощность  $P_{\text{вых}} \leq 100$  мВт; квантовый выход  $\eta_v = 0,55$ ; расходимость в непрерывном режиме излучения  $\gamma_{\parallel} \sim 10^\circ$  (в плоскости  $p-n$  перехода); порог плотности тока инжекции  $j_0 = 400 \dots 800$  А/см<sup>2</sup>.

Один из принципиальных вопросов, важность которого несомненно повышается с увеличением уровня интеграции, заключается во вредном влиянии температуры на характеристики пленочного лазера. Нестабильность длины волны при изменении температуры приводит к дрейфу спектральной характеристики излучения на  $d\lambda/dT \sim 4 \cdot 10^{-4}/^\circ\text{C}$ , причем лазерные диоды с распределенной обратной связью обладают большей стабильностью ( $0,8 \cdot 10^{-4}/^\circ\text{C}$ ) [27]. Изготавливаются гетероструктурные лазеры с модуляцией добротности распределенной обратной связью ( $Q$ -модуляция). Длительность генерируемого импульса излучения в этом пленочном лазере достигает 30...50 пс при пиковой мощности  $P_{\text{вых}} < 1$  Вт.

Технология изготовления лазера с модуляцией добротности аналогична получению пленочного полупроводникового лазера с двойной гетероструктурой.

Перестройка частоты в пленочных лазерах с распределенной обратной связью согласно уравнению  $\lambda_0 = 2\Lambda n_{\text{эф}}/m$  (при  $\theta_v = 90^\circ$ ,  $d \sim \Lambda$ ) возможна если изменять период  $\Lambda$ , толщину пленки  $d$  или коэффициент потерь для каждой моды излучения. В гетеролазерах с полостковой геометрией и заглубленной на ширине  $W_s = 3 \dots 5$  мкм канавки гетероструктурой, к счастью, модовая нестабильность отсутствует [27]. Такие лазерные диоды обычно эффективно работают на одной поперечной и на одной продольной модах, если ширина канавки в два раза меньше длины диффузии носителей ( $\sim 3$  мкм для GaAlAs).

Помимо микроминиатюризации квантовых приборов и систем, в которых используются пленочные лазеры с распределенной обратной связью, к достоинствам их следует отнести важное свойство — возможность плавной перестройки частоты излучения в достаточно широком диапазоне. Основные направления применения таких лазеров — метрология, спектроскопия, голография, связь и, особенно, интегральная оптика и оптические вычислительные устройства.

Фото ди о ды, используемые в интегральной оптике, должны работать в видимом и ближнем инфракрасном диапазонах длин волн. Это требование накладывает ограничения на выбор материалов и технологию их изготовления. Фотодиоды классифицируются в основном по двум признакам: по принципу действия ( $pin$ -фотодиоды, лавинные фотодиоды на  $p-n$  переходах, фотодиоды с барьером Шоттки) и по технологии изготовления (эпитаксиальные; фотодиоды, изготовленные ионной имплантацией и т. д.).

Рассмотрим полупроводниковые фотодиоды для монолитных интегрально-оптических схем, реализующих явление фотопроводимости межзонных электронных переходов, которые имеют место, если энергия кванта падающего излучения равна или больше ширины запрещенной зоны  $h\nu_0 \geq \Delta E$ .

Ширина запрещенной зоны  $\Delta E$  полупроводника, чувствительного к спектральной области  $\Delta\lambda \sim 0,4 \dots 1,5$  мкм, должна быть порядка  $\Delta E \sim 1$  эВ. В полупроводниках, широко используемых для изготовления современных фотодиодов, эти характеристики таковы:  $\lambda_{\text{max}} = 1,2$  мкм,  $\Delta E = 1,1$  эВ (кремний);  $\lambda_{\text{max}} = 1,9$  мкм,  $\Delta E = 0,65$  эВ (германий);  $\lambda_{\text{max}} = 0,85$  мкм,  $\Delta E = 1,4$  эВ (GaAs). Итак, первым основным критерием при выборе материала фотоприемника будет длина волны излучения, которую он должен регистрировать.

Через  $p-n$  переход, смещенный приложенным к полупроводнику напряжением  $u_c$ , в обратном направлении протекает малый ток утечки, обусловленный поверхностными дефектами и тепловым возбуждением электронов из валентной зоны в зону проводимости. При поглощении падающего излучения на глубину  $L_\alpha = 1/\alpha$  ( $\alpha$  — коэффициент поглощения, см<sup>-1</sup>) возникает ток электронно-дырочных пар, генерируемых в область пространственного заряда полупроводника, где этот ток носителей ускоряется электрическим полем и наблюдается мгновенный отклик фототока (быстродействие  $\leq 1$  нс). Квантовая эффективность, т. е. число свободных носителей, генерируемых одним, падающим на фотодиод фотоном,

$$\eta_{\text{эф}} = 1 - [e^{-\alpha w}/(1 + \alpha L_p)],$$

где  $w = 0,1 \dots 1$  мкм — ширина обедненного слоя ( $p-n$  перехода);  $L_p$  — длина диффузии дырок.

Для волноводного пленочного  $pin$ -фотодиода длиной  $L$  (см. рис. 17.12, з), когда излучение попадает на  $p-n$  переход по волноводному каналу, плотность фототока

$$j = e\Phi_0(1 - e^{-\alpha L}),$$

где  $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$  Кл — заряд электрона;  $\Phi_0$  — поток излучения фотонов.

В  $pin$ -фотодиодах отношение мощности сигнала к мощности шума, зависящее от тепловых, дробовых и фоновых шумов [27],

$$(P_c/P_{\text{ш}})_{\text{опт}} = [\eta_{\text{эф}}/(4\Delta f)] m^2 \Phi_0 A \{1 + (2kT/e) [(f_m RC)^2/(Ri_t)]\}^{-1}, \quad (17.22)$$

где  $\Delta f$  — ширина полосы пропускания, Гц;  $m$  — глубина амплитудной модуляции;  $f_m$  — частота модуляции, Гц;  $A$  — площадь чувствительного слоя, мм<sup>2</sup>;  $R$  — сопротивление фотодиода, Ом;  $C$  — емкость, Ф;  $i_t$  — темновой ток, А.

В волноводных фотодиодах фоновым шумом можно пренебречь, поскольку волновод, конструктивно связанный с фотодиодом, фильтрует фоновые шумы.

Лавинные фотодиоды работают с высоким напряжением смещения ( $u_0 = 50 \dots 200$  В), почти пробойным напряжением  $u_n$ . Лавинный процесс умножения носителей порождает усиление фототока с полосой пропускания  $\sim 10$  ГГц. Время жизни носителей в подложке очень мало и они рекомбинируют прежде, чем достигают  $p-n$  перехода. В этом причина быстродействия и малой квантовой эффективности этого типа фотодиодов. Типовые характеристики: подложка из GaAs,  $d_{\text{св}} = 125 \dots$

200 мкм; напряжение пробоя  $u_n = 50 \dots 200$  В;  $M = 100$ ;  $\eta = 0,3$ ; чувствительность  $\epsilon_\lambda = 0,15$  А/Вт;  $\tau = 0,1$  нс; дисперсия шумов  $\sigma_{\text{ш}}^2 \sim M^2$ ; темновой ток  $i_t \sim 0,5$  мкА при нагрузке 50 Ом и  $\lambda_0 = 0,63$  мкм. Среднее время наработки на отказ при температуре 20 °С достигает  $10^9$  ч. В лавинных фотодиодах  $M = 1/[1 - (u_c/u_n)^k]$ , где  $k$  — коэффициент умножения свободных носителей, определяемый экспериментально.

Благодаря конструктивной приемлемости для монокристаллических интегрально-оптических схем перспективными фотодиодами являются фотодиоды с барьером Шоттки [27]. Принцип работы приемников с барьером Шоттки аналогичен рассмотренному, только  $p$ — $n$  переходы заменены переходом металл — полупроводник, в результате чего повышается чувствительность прибора, так как время жизни носителей уменьшается из-за рассеяния их на дефектах и примесях поверхностной области полупроводника. Типичные характеристики этих фотодиодов следующие: подложка из GaAs;  $\lambda_0 = 0,8 \dots 0,9$  мкм;  $d_{\text{св}} = 125$  мкм;  $u_n = 40 \dots 50$  В;  $M = 100 \dots 250$ ;  $\eta_{\text{эф}} = 0,3 \dots 0,5$ ;  $\epsilon_\lambda = 0,25 \dots 0,4$  А/Вт;  $\tau = 0,2$  нс для  $\lambda_0 = 1,06$  мкм;  $\sigma_{\text{ш}}^2 \sim M^2$ ; ширина полосы  $\Delta f = 2$  ГГц.

Имеется несколько принципиальных и технологических способов улучшения характеристик фотодиодов до 30 %. Перечислим основные из них: просветление поверхности полупроводника нанесением тонкой ( $\lambda/4$ ) пленки и введение 20% примеси InSb увеличивает чувствительность фотодиода до 30 %; уменьшение ширины запрещенной зоны, а также длины поглощения повышает чувствительность и быстродействие фотодиодов. Все это практически достигается созданием фотодиода с электропоглощением, когда запрещенная зона  $\Delta E$  полупроводника значительно сдвигается в область больших длин волн.

Ионная имплантация — второй способ уменьшения запрещенной зоны и соответственно улучшения характеристик фотодиода. Преимуществом фотодиодов, полученных ионной имплантацией, является сравнительная легкость технологического процесса. Этот способ весьма прогрессивен, так как он почти не создает принципиальных трудностей при проектировании монокристаллических интегрально-оптических схем. Однако такое объединение на одной подложке нескольких элементов практически не всегда возможно, поскольку требования к подложкам фотодиодов и других интегрально-оптических элементов, как правило, различны.

### 17.8. Перспективы развития интегральной оптики и когерентных оптических вычислительных устройств

В недалеком прошлом в интегральной оптике период бурного развития плодотворных идей и замечательных экспериментальных результатов сменился периодом некоторого затишья. Подобная ситуация наблюдалась и в развитии лазерной техники 1963—1970 гг., когда наступило заметное охлаждение к проблеме, которое испытали инженеры-разработчики лазерных систем. Конструктивные и технологические трудности стали осязаемо ощутимыми и неудержимый энтузиазм разработчиков несколько истощился [27].

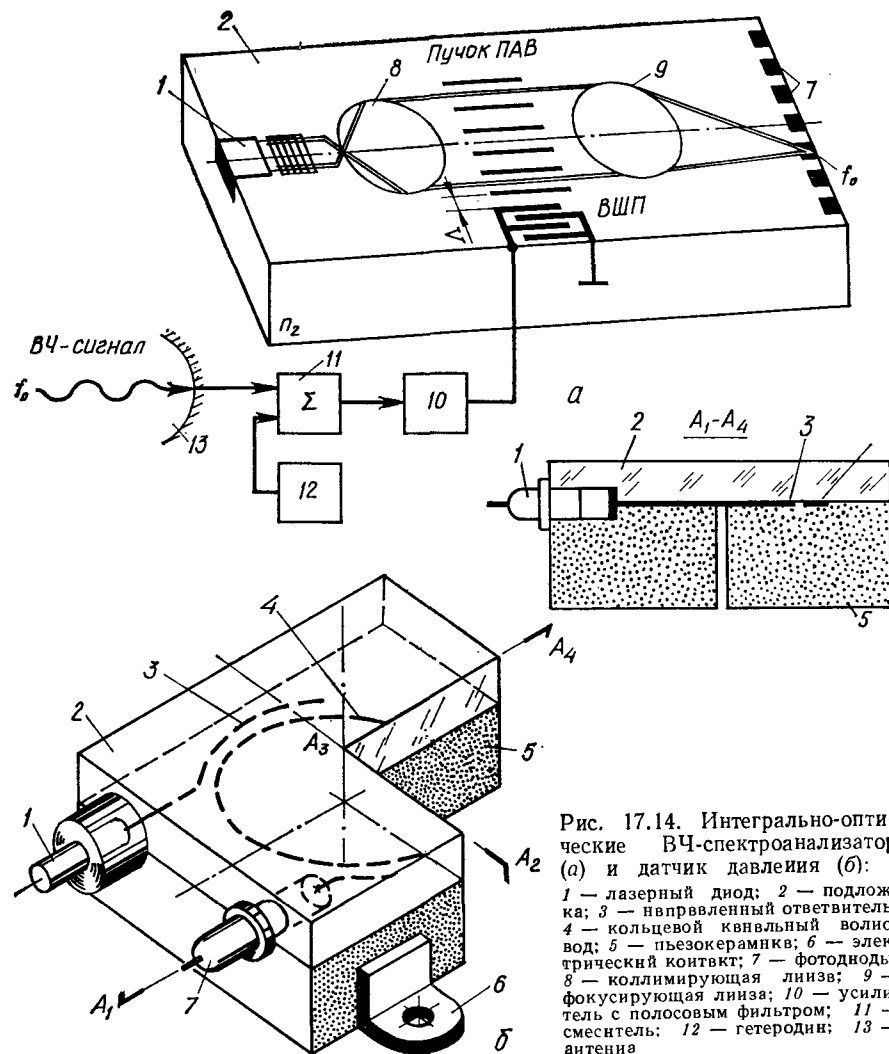


Рис. 17.14. Интегрально-оптические ВЧ-спектроанализатор (а) и датчик давления (б): 1 — лазерный диод; 2 — подложка; 3 — направленный ответвитель; 4 — кольцевой канальный волновод; 5 — пьезокерамика; 6 — электрический контакт; 7 — фотодиод; 8 — коллимирующая линза; 9 — фокусирующая линза; 10 — усилитель с полосовым фильтром; 11 — смеситель; 12 — гетеродин; 13 — антенна

Тем не менее в 1975—1980 гг. появились принципиально важные исследования и разработки, которые вновь возбудили широкий интерес инженеров к проблемам интегральной и когерентной оптики. К этим разработкам можно отнести следующие:

- создание управляемых интегрально-оптических элементов;
- создание планарных и канальных оптических волноводов с потерями, меньшими 1 дБ/см;
- изготовление планарных гетероструктурных полупроводниковых лазеров с распределенной обратной связью.

Сейчас многие исследователи считают, что кристаллы GaAs являются основным материалом для собственно интегральной оптики, т. е. интеграции функциональной совокупности элементов: когерент-

ного излучателя, канала связи, управляемых устройств и приемников излучения на общей подложке из кристалла GaAs (рис. 17.14).

По-видимому, широкое применение интегральная оптика найдет после того, как разработчики воспользуются успехами, достигнутыми в технологии электронно-ионно-лучевой микрообработки деталей, где управляемый ЭВМ луч перемещается по заданной программе и создает рисунок на специальном электронном резисторе. Затем этот рисунок обрабатывается химическим методом либо ионной имплантацией.

При изготовлении волноводных структур к электронно-ионно-лучевой микрообработке предъявляются уникальные требования: например, направленный ответвитель шириной 1...2 мкм должен изготавливаться со средней квадратической шероховатостью края волновода до нескольких тысячных микрометра с контролем распределения показателя преломления по сечению волновода с погрешностью  $\Delta n \sim 0,003$ .

Ионно-лучевое распыление позволяет напылять различные пленки в просветах, сделанных в масках после экспонирования электронным пучком на резист и проявления.

Итак, методы электронно-ионной микрообработки и эпитаксия из жидкой фазы являются перспективными технологиями для изготовления монолитного блока с интеграцией различных элементов управления и разработки самих элементов с размерами  $(0,2...1) \pm 2 \cdot 10^{-2}$  мкм. Необходимы только весьма прецизионные методы контроля поверхностей раздела выращенных пленок.

Темп исследований и количество публикаций в последние годы неизменно возрастают, хотя следует заметить, что до сих пор пока еще относительно мало практических применений интегрально-оптических систем. Это зависит от множества проблем прецизионного технологического характера. Приведем пример, который надо рассматривать не как окончательное техническое решение, а как иллюстрацию практических возможностей интегральной и когерентной оптики. Речь идет о когерентном интегрально-оптическом вычислителе, каким является ВЧ-спектроанализатор [27].

На подложке кристалла  $\text{LiNbO}_3$   $x$ -срезы размерами  $3 \times 25 \times 70$  мм<sup>3</sup> диффузией  $\text{TiO}_2$  созданы планарный волновод и две линзы геодезического типа с апертурой  $D_{\text{ax}} = 8$  мм и фокусным расстоянием 24,5 мм и 27,2 мм соответственно. Лазерный пучок диаметром 0,06 мм от гетероструктурного лазера 1 (GaAlAs) вводится в планарный волновод (см. рис. 17.14, а), коллимируется линзой 8 и модулируется акустической волной встречно-штыревого преобразователя ВШП, на который поступает ВЧ-сигнал радиолокатора бокового обзора. Угол отклонения лазерного пучка на линзе 9 зависит от периода акустической волны, несущей полезную информацию. Линза 9 фокусирует пучок на матрицу фотодиодов 7 на кремниевой подложке. Каждый фотодиод представляет собой конкретный частотный канал.

Если электромагнитное поле ВЧ-радиосигнала имеет спектр частот, то пучок света акустической волной и в дальнейшем линзой фокусируется на определенном фотодиоде, положение которого в пространстве зависит от частоты радиосигнала. Так производится спектральный анализ сложного радиосигнала.

Достоинством интегрально-оптического спектроанализатора по сравнению со специальным электронным процессором являются простота конструкции и улучшенные массогабаритные характеристики. Типовые микропроцессорные ЭВМ при решении данной задачи потребовали бы разработки специальной программы и множества микросхем. Рассмотренный ВЧ-спектроанализатор разработан для пилотов, которым необходима текущая информация о наземной обстановке для идентификации ее с эталонными частотами, хранящимися в бортовой ЭВМ самолета \*.

Этот спектроанализатор изготовлен на основе гибридных технологий на подложках из различных материалов. Чтобы создать его, необходимо тщательно собрать и состыковать подложки, с микрометровой точностью съюстировать и закрепить их в едином функциональном устройстве. Это чрезвычайно сложная проблема современной интегральной оптики.

\* См.: Mergerian D., Malarkey E. // Microwave J.—1980.— № 23.— Р. 37.

Квантовая электроника как особая область физики, исследующая взаимодействие электромагнитного излучения с электронами, входящими в состав атомов и молекул различных веществ, сложилась к началу 60-х годов нашего столетия. Успех ее можно объяснить плодотворным объединением усилий советских и иностранных ученых, занимающихся проблемами радиофизики, оптики, атомной физики и радиоспектроскопии.

В настоящее время происходят большие технические преобразования и значительное место в этом процессе занимают квантовая электроника и лазерная техника. Эти преобразования совершаются отчасти с помощью абстрактных теоретических исследований, на первый взгляд, казалось бы, ничего общего не имеющих с практикой. Хотя лазеры разработаны сравнительно недавно, началом этих исследований необходимо считать теоретические работы А. Эйнштейна, выполненные им задолго до изобретения лазеров. Этот пример показывает, что отвлеченные теоретические исследования приводят к важнейшим практическим результатам, что выгодно развивать и поддерживать фундаментальные исследования.

Научные методы квантовой электроники и практические результаты лазерной техники все шире используют почти во всех сферах народного хозяйства. Основные тенденции и перспективы исследований в области лазерной техники следующие: создание новых методов когерентной обработки оптических сигналов; освоение ультрафиолетового диапазона волн и создание лазеров в этой области спектра для исследования процессов фотохимии, разделения изотопов и получения сверхчистых веществ; исследования в нелинейной магнитооптике; изучение свойств ослабления сверхмощных наносекундных импульсов вынужденного излучения в атмосфере; микроминиатюризация кольцевых лазеров; разработка моделей квантовых приборов и устройств и проектирование их с использованием средств вычислительной техники; разработка элементной базы и устройств оптических вычислительных и интегрально-оптических систем; создание неохлаждаемых лазеров импульсного действия с частотой следования импульсов лазерного излучения около 100 Гц; повышение к. п. д. твердотельных лазеров импульсного режима работы; создание параметрических генераторов с использованием эффекта вынужденного рассеяния на поляритонах.

В последнее время научный и технический поиск побудил исследо-

вателей к созданию принципиально новых миниатюрных интегрально-оптических приборов, реализация которых осуществляется в тонкопленочных волноводных структурах. Огромное количество проблем привело также к разработке множества новых прецизионных технологических процессов. Совершенство технологических процессов является необходимым условием научно-технического прогресса. Нужно знать не только что изготовить, важнее — понимать, с помощью **какого оборудования и как** изготовить проектируемое изделие. Все это характеризует стремительно развивающуюся область человеческих знаний — когерентные вычислители и интегрально-оптические системы.

Изучаются применения интегрально-оптических схем в телеметрии, междугородной связи, системах многоканальной внутренней связи и операционного контроля на борту земных и космических кораблей.

Наиболее перспективными являются приложения волоконной и интегральной оптики в системах обработки и спектрального анализа оптических и радиосигналов, а также в оптических линиях связи [9, 27].



Фундаментальные физические константы  
 $c = 2,9979 \cdot 10^{10}$  см · с<sup>-1</sup> — скорость света в вакууме  
 $h = 6,626 \cdot 10^{-34}$  Дж · с — постоянная Планка  
 $k = 1,38 \cdot 10^{-28}$  Дж · К<sup>-1</sup> — постоянная Больцмана  
 $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$  Кл — заряд электрона  
 $m^* = 9,11 \cdot 10^{-28}$  г — масса свободного электрона  
 $n = \sqrt{\epsilon} = 1$  — показатель преломления вакуума  
 $\epsilon_0 = 1,00059$  — диэлектрическая проницаемость вакуума

Показатели преломления основных применяемых материалов  
 $n = 1,543$  при 18 °С — кварц плавленый  
 $n_o = 2,2756$  при 25 °С,  $\lambda_0 = 0,7$  мкм;  
 $n_e = 2,1874$  — кристалл LiNbO<sub>3</sub>  
 $n_o = 3,34$  при  $\lambda_0 = 0,8$  мкм,  
 $n_e = 3,6$  — кристалл GaAs  
 $n_o = 1,505$  при  $\lambda_0 = 0,69$  мкм,  
 $n_e = 1,465$  — кристалл KDP  
 $n_o = 1,763$  при  $\lambda_0 = 0,7$  мкм,  
 $n_e = 1,757$  — рубин  
 $n_o = 0,49$  — полиметилметакрилат

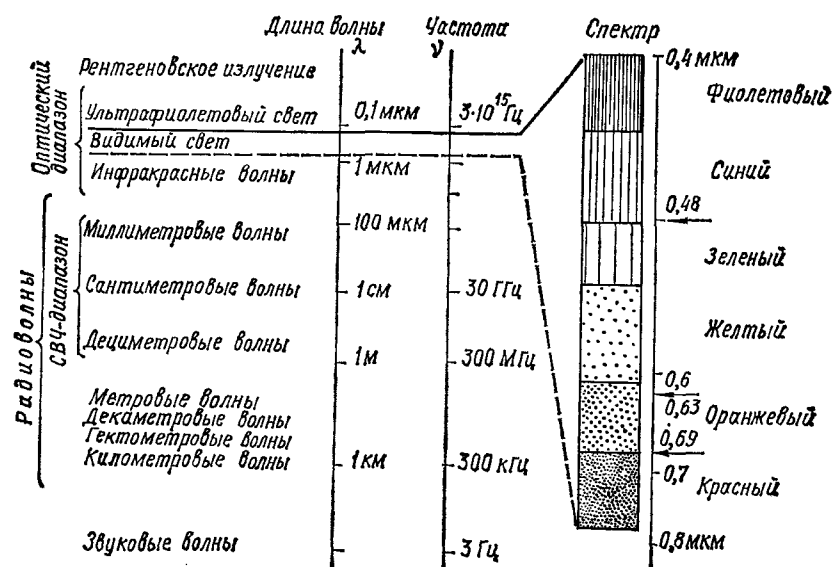


Рис. П.1. Спектр электромагнитных волн

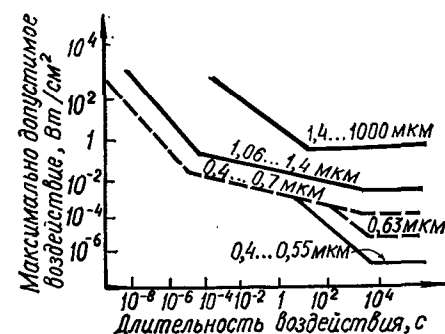


Рис. П.2. Лазерная безопасность (по ГОСТ 12.1.040—83)

### Характеристики промышленных лазеров

Активная среда	Тип лазера	Излучение	Длина волны, мкм	Мощность, Вт
Рубин	ГОР-100М	Импульсное	0,6943	~ 10 <sup>6</sup>
Стекло: Na <sup>3+</sup>	ГОС-1000	То же	1,064	~ 5 · 10 <sup>4</sup>
YAG: Nd <sup>3+</sup>	ЛТН-401	Непрерывно-импульсное	0,53	1...2
He — Ne	ЛГ-56	Непрерывное	0,6328	2 · 10 <sup>-3</sup>
Ar-II	ЛГ-109	То же	0,48	1
CO <sub>2</sub>	ЛГ-25	»	10,62	25
Родамин-6G	ЛЖИ-406	Импульсное	0,43...0,65	0,1 *
Ga <sub>x</sub> Al <sub>1-x</sub> As	ИЛПН-207А	Непрерывно-импульсное	0,76...0,8	5 · 10 <sup>-3</sup>

\* В джоулях.

### Основные государственные стандарты по лазерной технике

- ГОСТ 15093—75. Изделия квантовой электроники. Лазеры и устройства управления лазерным излучением. Термины и определения
- ГОСТ 24428—80. Лазеры газовые. Общие технические условия
- ГОСТ 24453—80. Измерения параметров и характеристик лазерного излучения. Термины, определения и буквенные обозначения величин
- ГОСТ 12.1.031—81. Лазеры. Методы дозиметрического контроля лазерного излучения
- ГОСТ 25.212—82, ГОСТ 25213—82. Лазеры. Методы измерения энергии импульса излучения
- ГОСТ 25918—83. Лазеры непрерывного режима работы. Методы измерения нестабильности частоты излучения

Акцепторы 172  
Арсенид галлия 167, 176, 178, 369  
  
Вектор волновой 54  
Вероятность перехода 20, 115  
Волна объектная 317  
Волновод 352, 355  
Вращение плоскости поляризации 62, 198  
Время жизни 25  
Выход квантовый 175

Генерация второй гармоники 247  
Гетеродинирование 271  
Гироскоп волоконно-оптический 301  
— лазерный 281  
Глубина модуляции 202  
Голограмма 318, 327  
Голография 317

Двулучепреломление 204  
Детектирование 248  
Дефлектор 230, 233  
Дисперсия 269, 278  
Дифракция Брэгга 218  
Длина волны 54  
— когерентности 61, 248  
Добротность 10, 89  
Доноры 172

Закон Брюстера 64

Излучение вынужденное 21  
— спонтанное 20  
Импульс гигантский 221  
Инверсия населенностей 23  
Интенсивность излучения 55  
Интерференция 58  
Интерферометр Фабри—Перо 84

Квант 20  
Когерентность временная 56  
— пространственная 55  
Коэффициент волноводной связи 93  
— ослабления 258  
— полезного действия модуляции 203  
— Эйнштейна 21, 354

Лазер аргоновый 145  
— газовый 142  
— гелий-неоновый 142  
— жидкостный 238  
— импульсного действия 113  
— инжекционный 171  
— ионный 145  
— кольцевой 187  
— на  $\text{CO}_2$  147  
— полупроводниковый 167  
— твердотельный 113  
— химический 165  
— четырехуровневый 119  
Линза 339  
Линия спектральная 25  
Луч необыкновенный 204  
Люминесценция 75

Мазер 8, 9  
Матрица рассеяния 311  
Мода 85, 352  
Модуляция 201  
— добротности 220  
Модулятор излучения 202, 209  
Момент перехода дипольный 22  
Монохроматичность 53

Накачка 46, 78  
Населенность энергетического уровня 20  
Насыщение усиления 24

Оптика интегральная 352  
— нелинейная 246, 247  
Ответитель направленный 356  
Отношение мощностей сигнал — шум 257, 275, 313  
— передаточное 68, 98, 278

Перестройка частоты 237  
Переход безызлучательный 23  
Переходы вынужденные 21  
— квантовые 20  
Плоскость поляризации 62  
Плотность излучения спектральная 15  
Показатель преломления 93, 355

Полоса пропускания 103  
Поляризация 62  
Поляриод 64  
Постоянная Больцмана 16  
— Плака 16, 27  
Постулат Бора 20  
Потери дифракционные 88  
Правило ABCD 98  
Принцип неопределенности 40  
Проводимость электронно-дырочная 167  
Пучок гауссов 86

Распределение Пуассона 265  
Расходимость пучка 86, 237  
Резонатор 83  
— кофокальный 90, 157  
— неустойчивый 90  
— открытый 83  
Релаксация 24, 77  
Решетка дифракционная 340

Самофокусировка 248  
Связь обратная 83  
Селекция мод 240  
Синхронизм фазовый 248  
Система квантовая трехуровневая 115  
Состояние вырожденное 169  
Спектр энергетический 15, 19  
Спин 38  
Среда активная 10, 23, 70  
— анизотропная 204, 247  
Стабилизация излучения 153  
Статистика фотонов 273

Температура отрицательная 24  
Тензор электрооптических коэффициентов 208  
Ток темновой 272

Угол Брэгга 219

Уравнение Больцмана 23  
Уровень возбужденный 19, 74, 76  
— метастабильный 22  
— основной 19  
— Ферми 169  
Уровни энергии 19  
Усилитель бегущей волны 107  
— квантовый оптический 102

Форма линий лоренцовая 26  
Фотодиоды лавинные 366  
Фотон 16  
Фотоумножитель 272  
Фронт волновой 85, 137  
Фурье-образ 234

Характеристики спектральные 27

Частота генерации 124  
— пространственная 335  
— резонансная 85, 86  
Число волновое 54

Ширина спектральной линии 25  
Шум дробовой 270  
— тепловой 270  
Шумы 110, 270

Элемент активный 70  
Эпитаксия 178  
Эффект акустооптический 215, 217  
— Доплера 304  
— Зеемана 28  
— Керра 204  
— Поккельса 204  
— туннельный 45  
— Фарадея 213  
— Штарка 28  
Эффективность квантовая 133, 136

# СПИСОК РЕКОМЕНДУЕМОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

- 1.\* *Акаев А. А., Майоров С. А.* Когерентные оптические вычислительные машины.— Л. : Машиностроение, 1977.— 440 с.
- 2.\* *Аблеков А. А., Зубков П. И., Фролов А. В.* Оптическая и оптоэлектронная обработка информации.— М. : Машиностроение, 1976.— 256 с.
- 3.\* *Ахманов С. А., Хохлов Р. В.* Проблемы нелинейной оптики.— М. : Наука, 1964.— 295 с.
4. *Борн М., Вольф Э.* Основы оптики.— М. : Наука, 1973.— 720 с.
5. *Блохинцев Д. И.* Основы квантовой механики.— М. : Наука, 1976.— 664 с.
- 6.\* *Байбородин Ю. В.* Введение в лазерную технику.— К. : Техніка, 1977.— 240 с.
7. *Байбородин Ю. В.* Основы лазерной техники.— К. : Вища шк. Головное изд-во, 1981.— 408 с.
8. *Богданкевич О. В., Дарзек С. А., Елисеев П. Г.* Полупроводниковые лазеры.— М. : Наука, 1976.— 416 с.
9. *Голубков В. С., Евтихеев Н. Н., Популовский В. Ф.* Интегральная оптика в информационно-технической.— М. : Энергоиздат, 1985.— 152 с.
- 10.\* *Джеррард А., Берч Дж.* Введение в матричную оптику.— М. : Мир, 1978.— 324 с.
- 11.\* *Зуев В. Е.* Распространение видимых и инфракрасных волн в атмосфере.— М. : Сов. радио, 1970.— 496 с.
- 12.\* *Ищенко Е. Ф., Климов Ю. М.* Оптические квантовые генераторы.— М. : Сов. радио, 1968.— 470 с.
- 13.\* *Квантовая электроника* / Под ред. М. Е. Жаботинского.— М. : Сов. энцикл., 1969.— 432 с.
14. *Коротков В. П., Тайц Б. А.* Основы метрологии и теории точности измерительных устройств.— М. : Изд-во стандартов, 1978.— 352 с.
15. *Крикунов Л. З.* Справочник по основам инфракрасной техники.— М. : Сов. радио, 1978.— 400 с.
16. *Кольер Р., Беркхарт К., Лин Л.* Оптическая голография.— М. : Мир, 1973.— 688 с.
- 17.\* *Мессиа А.* Квантовая механика.— М. : Наука, 1978.— Т. 1.— 480 с.
- 18.\* *Пахомов И. И., Рожков О. Б., Рождествен В. Н.* Оптико-электронные квантовые приборы.— М. : Радио и связь, 1982.— 456 с.
- 19.\* *Применение лазеров.*— М. : Мир, 1974.— 448 с.
20. *Рябцев Н. Г.* Материалы квантовой электроники.— М. : Сов. радио, 1972.— 382 с.
- 21.\* *Справочник: Авиационные системы информации оптического диапазона.*— М. : Машиностроение, 1985.— 264 с.
22. *Сороко Л. М.* Основы голографии и когерентной оптики.— М. : Наука, 1971.— 616 с.
23. *Справочник по лазерной технике* / Под ред. Ю. В. Байбородина и др.— К. : Техніка, 1978.— 288 с.
24. *Справочник по лазерам* / Под ред. А. М. Прохорова.— М. : Сов. радио, 1978.— Т. 1.— 504 с.; Т. 2.— 400 с.
25. *Федоров Б. Ф., Шереметьев А. Г., Умников В. Н.* Оптический квантовый гироскоп.— М. : Машиностроение, 1973.— 224 с.
- 26.\* *Ферми Э.* Квантовая механика (Конспект лекций).— М. : Мир, 1965.— 368 с.
- 27.\* *Хансперджер Р.* Интегральная оптика.— М. : Мир, 1985.— 380 с.
- 28.\* *Якушенков Ю. Г.* Основы теории и расчета оптико-электронных приборов.— М. : Сов. радио, 1971.— 336 с.
29. *Ярис А.* Квантовая электроника и нелинейная оптика.— М. : Сов. радио, 1973.— 456 с.
- 30.\* *Bennett W. R.* The physics of gas lasers.— N. J. : Gordon and Breach, 1977.— 9.— 215 p.
- 31.\* *Ready J. F.* Industrial application of lasers.— N. J. : Acad. press., 1978.— 608 p.
- 32.\* *Young M.* Optics and lasers and engineering physics approach.— Berlin, 1977.— 12.— 207 p.

\* Отмеченная звездочкой литература рекомендована для дополнительного, углубленного изучения предмета.

<i>Предисловие</i> . . . . .	3
<i>Основные обозначения</i> . . . . .	5
<i>Введение</i> . . . . .	7
В.1. Предмет, цели и роль лазерной техники в развитии народного хозяйства	7
В.2. Краткая историческая справка . . . . .	8
В.3. Классификация квантовых приборов . . . . .	12
 <b>Раздел 1. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ЛАЗЕРНЫХ ПРИБОРОВ И СИСТЕМ</b>	14
 <b>Глава 1. Основные понятия и законы излучения</b> . . . . .	14
1.1. Законы классической теории излучения . . . . .	14
1.2. Квантовые процессы излучения и поглощения электромагнитных волн	19
1.3. Форма и ширина спектральной линии . . . . .	25
 <b>Глава 2. Постулаты и принципы квантовой теории</b> . . . . .	28
2.1. Математические методы описания квантовых систем . . . . .	28
2.2. Принципы неопределенности, соответствия, суперпозиции . . . . .	39
2.3. Простейшие случаи решения уравнения Шредингера . . . . .	42
2.4. Кинетические уравнения квантовой системы . . . . .	46
2.5. Смешанные состояния. Матрица плотности . . . . .	50
 <b>Глава 3. Когерентность, интерференция и поляризация лазерного излучения</b>	52
3.1. Математическая запись квазимонохроматического излучения . . . . .	52
3.2. Матрица когерентности . . . . .	55
3.3. Интерференция и когерентность . . . . .	58
3.4. Поляризация излучения . . . . .	62
 <b>Раздел 2. ПРИНЦИП ДЕЙСТВИЯ, УСТРОЙСТВО И ХАРАКТЕРИСТИКИ ЛАЗЕРОВ</b>	70
 <b>Глава 4. Лазерные вещества и методы инверсии населенностей</b> . . . . .	70
4.1. Активные лазерные среды . . . . .	70
4.2. Кристалл рубина — активная среда лазера . . . . .	73
4.3. Методы инверсии населенностей активных лазерных сред . . . . .	75
4.4. Система оптической накачки . . . . .	78

 <b>Глава 5. Оптические резонаторы</b> . . . . .	83
5.1. Открытые оптические резонаторы . . . . .	83
5.2. Кольцевые резонаторы . . . . .	91
5.3. Оптические элементы резонаторов . . . . .	94
5.4. Матричный метод расчета резонатора . . . . .	96
 <b>Глава 6. Оптические квантовые усилители</b> . . . . .	102
6.1. Классификация, принцип действия и основные характеристики . . . . .	102
6.2. Схемы оптических квантовых усилителей . . . . .	104
6.3. Оптические квантовые усилители бегущей волны . . . . .	107
6.4. Шумы в оптических квантовых усилителях . . . . .	110
 <b>Глава 7. Твердотельные лазеры импульсного действия</b> . . . . .	113
7.1. Трехуровневый лазер . . . . .	113
7.2. Анализ импульсного режима генерирования лазерного излучения . . . . .	116
7.3. Четырехуровневый лазер . . . . .	119
7.4. Нестационарное тепловое поле и теплопроводность активной среды . . . . .	120
7.5. Частота генерации твердотельного лазера импульсного действия . . . . .	124
7.6. Конструкции системы охлаждения и термостабилизации лазерных излучателей . . . . .	126
7.7. Графоаналитический метод расчета конструктивных параметров твердотельного лазера импульсного действия . . . . .	131
7.8. Расчет энергетических характеристик . . . . .	133
7.9. Номограмма для расчета спектральных характеристик . . . . .	137
 <b>Глава 8. Газовые лазеры</b> . . . . .	142
8.1. Принцип действия лазера на нейтральных атомах гелий-неоновой смеси . . . . .	142
8.2. Принцип действия ионного лазера . . . . .	145
8.3. Принцип действия молекулярного лазера . . . . .	147
8.4. Коэффициент усиления активной среды и стабилизация частоты излучения	149
8.5. Расчет газового лазера . . . . .	154
8.6. Газодинамические лазеры . . . . .	164
8.7. Химические лазеры . . . . .	165
 <b>Глава 9. Полупроводниковые лазеры</b> . . . . .	167
9.1. Основные физические процессы в полупроводниковой активной среде	167
9.2. Принцип действия и конструкция инжекционных лазеров . . . . .	171
9.3. Гетероструктуры, гетеропереходы и гетеролазеры . . . . .	178
9.4. Методика расчета основных параметров и характеристик инжекционного полупроводникового лазера . . . . .	184
 <b>Глава 10. Кольцевые лазеры</b> . . . . .	187
10.1. Эффект Саньяка и кольцевой интерферометр-резонатор . . . . .	187
10.2. Кольцевой лазер и его основные характеристики . . . . .	189
10.3. Основные уравнения кольцевого лазера и явление захвата разностной частоты . . . . .	193
10.4. Методы разнеса частот. Ячейка Фарадея . . . . .	195
10.5. Методика расчета основных характеристик кольцевого лазера . . . . .	199
 <b>Глава 11. Модуляция лазерного излучения</b> . . . . .	201
11.1. Физические принципы, классификация и основные характеристики модуляторов лазерного излучения . . . . .	201
11.2. Электрооптический эффект в кристаллах . . . . .	203

11.3. Внерезонаторная электрооптическая модуляция непрерывного излучения	209
11.4. Магнитооптический эффект и модуляция лазерного излучения	213
11.5. Фотоупругость и акустооптические модуляторы излучения	215
11.6. Внутривнерезонаторная модуляция. Метод модуляции добротности резонатора	220
11.7. Лазер с призмным или пассивным затвором	222
11.8. Электрооптические затворы	228

## Глава 12. Устройства управления лазерным излучением . . . . . 230

12.1. Непрерывный оптический дефлектор	230
12.2. Дискретный оптический дефлектор	233
12.3. Характеристика временного и пространственного распределения излучения	234
12.4. Перестройка частоты лазерного излучения	237
12.5. Методы и схемы селекции мод	240
12.6. Пространственное формирование лазерного излучения	243
12.7. Нелинейные оптические эффекты в формировании и преобразовании лазерного излучения	246

## Раздел 3. ПРИМЕНЕНИЕ УСТРОЙСТВ ЛАЗЕРНОЙ ТЕХНИКИ . . . . . 251

### Глава 13. Лазерные дальномеры . . . . . 251

13.1. Принципы проектирования лазерных дальномеров	251
13.2. Особенности канала связи	258
13.3. Импульсные лазерные высотомеры и дальномеры	261
13.4. Фазовые дальномеры	262
13.5. Характеристики оптоэлектронного канала	266
13.6. Анализ точности лазерных устройств	276

### Глава 14. Лазерные гироскопы . . . . . 281

14.1. Принцип действия, состав и характеристики лазерного гироскопа	281
14.2. Нестабильность разностной частоты	285
14.3. Оптические схемы интерференционных смесителей излучения	288
14.4. Конструкция лазерного гироскопа	292
14.5. Методика оценки реальной и потенциальной точностей лазерного гироскопа	296
14.6. Применение и перспективы развития лазерных гироскопов	299

### Глава 15. Лазерные доплеровские измерители скорости . . . . . 303

15.1. Область применения	303
15.2. Схема ЛДИС с опорным лучом	304
15.3. Дифференциальная схема ЛДИС	307
15.4. Краткий анализ рассеянного излучения	309
15.5. Отношение мощностей сигнала и шума в ЛДИС и структура доплеровского сигнала	313
15.6. Оценка энергетических характеристик излучателя	315

### Глава 16. Оптическая голография . . . . . 317

16.1. Принцип голографии и уравнение голограммы	317
16.2. Схемы записи и восстановления голограмм	321
16.3. Типы голограмм	327
16.4. Некоторые примеры практического применения голографии	331

## Глава 17. Оптические процессоры и интегральная оптика . . . . . 333

17.1. Принципы проектирования оптических вычислительных устройств	333
17.2. Элементы оптических процессоров	339
17.3. Оптические процессоры	344
17.4. Пример расчета голографического запоминающего устройства	348
17.5. Физические принципы интегральной оптики	352
17.6. Интегрально-оптический волновод и элементы интегральной оптики	355
17.7. Пленочный лазер с распределенной обратной связью и планарные фотодиоды	362
17.8. Перспективы развития интегральной оптики и когерентных оптических вычислительных устройств	368

### Заключение . . . . . 372

### Приложение . . . . . 374

### Предметный указатель . . . . . 376

### Список рекомендуемой литературы . . . . . 378