ФЕДЕРАЛЬНОЕ АГЕНТСТВО ПО ОБРАЗОВАНИЮ

ГОСУДАРСТВЕННОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ
ВЫСШЕГО ПРОФЕССИОНАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ
"САМАРСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ АЭРОКОСМИЧЕСКИЙ
УНИВЕРСИТЕТ имени академика С.П.КОРОЛЕВА"

В.П.Захаров
Е.В.Шахматов

ЛАЗЕРНАЯ ТЕХНИКА

Утверждено Редакционно-издательским советом университета
в качестве учебного пособия

С А М А Р А
Издательство СГАУ
2006

УДК 621.373.826(075)
ББК 32.86-5
З-382



Инновационная образовательная программа "Развитие центра компетенции и подготовка специалистов мирового уровня в области аэрокосмических и геоинформационных технологий"

Рецензенты: д-р физ.-мат. наук В.Г. Волостников
д-р физ.-мат. наук, проф. И.П. Завершинский

Захаров В.П.
Лазерная техника: учеб. пособие / В.П. Захаров,
З-382 Е.В. Шахматов - Самара: Изд-во Самар. гос. аэрокосм. ун-та, 2006. - 312 с.: ил.

ISBN 5-7883-0468-7

Содержит изложение основных физических и технических принципов построения и работы лазеров. Детально проанализированы ключевые характеристики, параметры и конструкции основных типов газовых, твердотельных и жидкостных лазеров, режимы их работы и способы управления выходными характеристиками излучения. Рассмотрены основные механизмы и способы применения лазеров.

Учебное пособие предназначено для студентов и аспирантов специализации "Лазерная техника", физических специальностей университетов, а также для научно-технических работников в области лазерной техники.

УДК 621.373.826(075)
ББК 32.86-5

ISBN 5-7883-0468-7

© Захаров В.П, Шахматов Е.В., 2006
© Самарский государственный аэрокосмический университет, 2006

Оглавление

Предисловие 7

1 Формула Планка 10

2 Вынужденные и спонтанные переходы 14

3 Когерентность 19

4 Ширина линии 22

5 Усиление 29

6 Условия генерации 39

7 Моды свободного пространства 48

8 Оптические резонаторы 56

9 Устойчивые резонаторы 60

10 Неустойчивые резонаторы 66

11 Принципы частотной селекции 69

12 Режимы работы 74

13 Модуляция добротности 81

14 Синхронизация продольных мод 88

15 Классификация лазеров 93

16 Газовые лазеры 95

16.1 Атомарные лазеры 102

16.2 Ионные лазеры 109
16.3 Лазеры на парах металлов 124
16.3.1 Гелий-кадмиевый лазер 124
16.3.2 Медный лазер 128
16.4 Рекомбинационные плазменные лазеры 131
16.5 Молекулярные лазеры 138
16.5.1 CO_2-лазер 147
16.5.2 CO-лазер 165
16.5.3 Азотный лазер 169
16.5.4 Эксимерные лазеры 182

17 Химические лазеры **189**
17.1 Экзотермические реакции 189
17.2 Химический КПД 193
17.3 HF/DF-лазер 197
17.3.1 HF/DF-лазер с тепловым инициированием реакции 199
17.3.2 HF/DF-лазер на нецепной реакции 201
17.3.3 Спектральные характеристики HF/DF-лазера . 206
17.4 Химический DF-CO_2-лазер 209
17.5 Химический кислород-йодный лазер 211

18 Твердотельные лазеры **216**
18.1 Схемы накачки 216
18.2 Рубиновый лазер 223
18.3 Неодимовый лазер 227
18.4 Ламповая накачка 234
18.5 Лазеры с диодной накачкой 240
18.6 Волоконные лазеры 244

19 Жидкостные лазеры **252**
19.1 Лазеры на красителях 253
19.1.1 Свойства органических красителей 253
19.1.2 Условия генерации 264
19.1.3 Наиболее известные красители 270
19.1.4 Схемы накачки и характеристики лазеров на красителях 276
19.1.5 Лазерные микрочипы на органических красителях 281
19.1.6 Лазеры на твердых растворах красителей 283
19.2 Лазеры на неорганических жидкостях 286

20 Лазер на свободных электронах **292**

Литература **307**

Предисловие

По определению техника и физика лазеров - это область естествознания, изучающая свойства, методы создания и работы кватновых устройств, основанных на усилении и генерации электромагнитного излучения путем использования эффекта индуцированного испускания излучения в термодинамически неравновесных квантовых системах. А сам термин "лазер" образован из начальных букв английского выражения light amplification by stimulated emission of radiation, что означает "усиление света с помощью эффекта индуцированного испускания излучения". Следует отметить, что на аналогичном эффекте основана работа и таких устройств, как мазеры - квантовые усилители и генераторы когерентного электромагнитного излучения радиочастотного (СВЧ) диапазона. В литературе также часто встречается такие термины, как разер (квантовый генератор рентгеновского диапазона спектра), газер (квантовый генератор гамма-диапозона) и некоторые другие. В дальнейшем для всех этих устройств будем использовать один наиболее устоявшийся термин - лазер, поскольку принцип работы всех этих устройств имеет одну природу. Саму же дисциплину в узком смысле слова можно понимать как науку о лазерах, имея при этом в виду, что мазеры, лазеры, разеры, газеры относятся к разным диапазоном спектра излучения. Следует также отметить, что некоторые авторы относят к генераторам когерентного излучения и генераторы оптических гармоник, параметрические генераторы света и другие. По нашему мнению, все подобные приборы скорее следует отнески к разделу конверторов лазерного излучения или лазерным системам, в связи с чем мы ограничились в данном пособии изложением принципов работы непосредственно лазеров как генераторов излучения.

Высокая степень концентрации световой энергии в очень узком телесном угле и малом спектральном интервале, т. е. высокая направленность и монохроматичность излучения, является основной характерной чертой лазеров и существенно отличает их от обычных источников света. К этому примыкает способность лазеров концентрировать большую энергию в чрезвычайно малых отрезках времени. Все это обусловлено

тем, что для усиления излучения в квантовой электронике используется эффект индуцированного испускания излучения, что нашло свое точное отражение в твердо установившейся терминологии. Отсюда видно, что принципиальной разницы между перечисленными устройствами нет, а практическое различие между ними исчезает при переходе от волн одного диапазона к другому. Наибольший интерес, однако, привлекают к себе лазеры (генераторы излучения инфракрасного (ИК), видимого и ультрафиолетового (УФ) диапазонов) в силу своей способности предельно концентрировать световую энергию в пространстве, во времени и в спектральном интервале. Эта способность лазеров является их определяющим свойством и может служить как наиболее полное их функциональное определение.

Следует отметить, что изучение техники лазеров как науки о лазерах требует знания не только квантовой электроники, но и других разделов физики - термодинамики, физики плазмы, физики газового разряда, физической оптики, теории колебаний и других. Данная особенность связана с многообразием состояний активного вещества лазера и способов его возбуждения, которые не могут быть описаны без привлечения знаний из указанных областей физики. Эта одна из особенностей техники лазеров, по сути, являющейся областью, где "сходятся" многие разделы физики и техники. Именно поэтому в настоящее время выделились практически в отдельные направления такие разделы, как оптические резонаторы, технология создания активных сред, нелинейные лазерные устройства и системы и другие. В связи с этим, данное учебное пособие будет в основном посвящено изучению основных принципов работы лазеров, которые применительны к лазерам в целом и без знания которых невозможно описание явлений ни в одном из разделов техники лазеров.

Согласно замыслу авторов учебное пособие должно решать две задачи: во-первых, систематизировать и расширить представление читателя об основных принципах работы лазеров, физики процессов и явлений, а во-вторых, дать детальное описание основных технических решений в их взаимосвязи с физическими принципами работы лазера, помогая тем самым читателю в дальнейшем более свободно пользоваться специальной литературой. В книге рассмотрены четыре группы вопросов: физические принципы, лежащие в основе работы лазеров, основы оптических резонаторов, режимы работы лазеров, анализ различных типов лазеров.

В первой части (главы 1-6) кратко излагаются основы квантовой электроники. Основное внимание уделено рассмотрению термодинамически

неравновесных сред, условиям развития генерации, спектральным свойствам лазерного излучения.

Во второй части (главы 7-10) анализируется роль резонатора в формировании поля лазерного излучения, излагаются основы теории открытых резонаторов. Рассматриваются устойчивые и неустойчивые резонаторы различной геометрии. Рассмотрены вопросы управления модовым составом лазерного излучения, селекции продольных и поперечных мод.

В третей части (главы 11-14) сжато изложены режимы работы лазеров, проанализированы особенности работы в импульсном и непрерывных режимах генерации. Изложены основные принципы работы в режиме модуляции добротности и технические устройства, применяемые для его осуществления.

Наиболее объемная четвертая часть (главы 15-20) содержит детальное изложение основных технических решений и принципов работы основных типов газовых, жидкостных и твердотельных лазеров. Основное внимание уделено описанию технических нюансов каждого типа лазера, принципиальным схемам их построения, режимам работы, управлению спектральным составом излучения. Рассмотрены методы и устройства накачки лазеров, особенности зажигания газового разряда как одного из основных источников накачки газовых лазеров. Проанализированы химические методы возбуждения сред, основные конструктивные особенности химических лазеров на цепной и нецепной реакции. Рассмотрены вопросы перестройки частоты генерации.

Содержание книги соответствует учебным дисциплинам "Основы квантовой электроники и лазерной техники" по специализации "Лазерные системы в ракетной технике и космонавтике" и "Физика лазеров", читаемой для студентов специальности "Прикладная математика и физика", а также может использоваться при подготовке специалистов физических факультетов университетов.

Глава 1

Формула Планка

М.Планк (Max Karl Ernst Ludwig Plank) открыл в 1900 г. фундаментальный закон природы, которому подчиняется равновесное излучение, испускаемое и поглощаемое веществом, нагретым до некоторой равновесной температуры [1]. Формула Планка показывает, как зависит от частоты ν и температуры T спектрально-объемная плотность излучения $\rho_{V\nu}$, т.е. энергия в единице объема и в единичном спектральном интервале.

Согласно Планку, взаимодействующее с излучением вещество представляет собой совокупность атомных осцилляторов. Каждый осциллятор характеризуется частотой колебаний ν и энергией, которая пропорциональна квадрату амплитуды колебаний. Поглощение и испускание излучения осциллятором происходит квантами с энергией $h\nu$. При этом энергия осциллятора либо увеличивается на $h\nu$ (поглощение), либо уменьшается на $h\nu$ (испускание). Энергии этих осцилляторов образуют систему эквидистантных энергетических уровней, каждый из которых отличается от соседнего на $h\nu$. Поглощение кванта $h\nu$ означает переход осциллятора на соседний, более высокий уровень, а испускание - переход также на соседний, но ниже расположенный уровень. Чтобы найти среднюю энергию одного осциллятора, необходимо вычислить полную энергию всех их и поделить эту энергию на полное число осцилляторов. Предполагается, что число осцилляторов на каждом из энергетических уровней определяется распределением Больцмана:

$$N_m = N_0 \exp\left(-m\frac{h\nu}{kT}\right) \tag{1.1}$$

Полное число частиц-осцилляторов есть:

$$N_e = N_0 + N_1 + ... + N_n = N_0\frac{1}{1+e^{-x}},\ x = \frac{h\nu}{kT} \tag{1.2}$$

Полная энергия всех осцилляторов на всех энергетических уровнях будет:

$$W_e = N_0 h\nu \sum_{m=0}^{\infty} m e^{-mx} = N_0 h\nu \frac{d}{dx} \frac{1}{e^{-x} - 1} \tag{1.3}$$

Средняя энергия осциллятора Планка $\overline{W}$ есть отношение полной энергии всех осцилляторов (1.3) к суммарному числу всех осцилляторов (1.2)

$$\overline{W} = \frac{W_e}{N_e} = h\nu \frac{d}{dx} \ln(1 - e^{-x}) = \frac{h\nu}{\exp(\frac{h\nu}{kT}) - 1} \tag{1.4}$$

Атомные осцилляторы находятся в равновесии с излучением, т.е. с фотонами, поэтому $\overline{W} = \overline{W}_{TM}$, где $\overline{W}_{TM}$ - средняя энергия фотонов, находящихся в любом возможном состоянии (моде).

Среднюю энергию фотонов W_{TM} в моде можно записать в следующем виде:

$$\overline{W}_{TM} = h\nu\overline{n} \tag{1.5}$$

где

$$\overline{n} = \frac{1}{\exp(\frac{h\nu}{kT}) - 1} \tag{1.6}$$

представляет собой среднее число фотонов в моде.

Фотоны являются бозонами, и в одном состоянии (моде) их количество неограниченно. В данном случае в каждой моде их среднее число равно $\overline{n}$.

Вычислим величину спектрально-объемной плотности мод $\mu_{V,\nu} = \frac{dM_V}{d\nu}$, т.е. ячеек, в каждой из которых находится $\overline{n}$ равновесных фотонов, причем их средняя энергия есть $\overline{W}_{TM}$. Тогда, умножив среднюю энергию фотонов в каждой моде на спектрально-объемную плотность этих мод $\mu_{V,\nu}$, мы получим спектрально-объемную плотность излучения

$$\rho_{V,\nu} = \mu_{V,\nu}\overline{W}_{TM} \tag{1.7}$$

Наряду с термином "мода" или "состояние фотона" употребляется также термин "осциллятор поля", который в данном случае не используется, чтобы не путать его с планковским осциллятором-атомом.

Пусть имеется некоторый объем V (зеркальный ящик), в котором имеется N_S частиц и M_S возможных состояний для них. Если частицы - электроны, то в каждом таком состоянии может находится не более одной частицы

$$N_S/M_S = 1,$$

если же частицы - фотоны то в каждом из состояний может быть любое их число. На каждое состояние приходится объем неопределенности ΔV_{xyz}, в котором в среднем локализована каждая частица. Этот объем равен произведению неопределенностей координат частицы:

$$\Delta V_{xyz} = \Delta x \Delta y \Delta z \tag{1.8}$$

Тогда объемная плотность (концентрация) состояний ΔM_V, приходящаяся на объем неопределенности $[x + \Delta x, y + \Delta y, z + \Delta z]$, с учетом двух возможных взаимно ортогональных поляризации фотона

$$\Delta M_V = 2(\Delta V_{xyz})^{-1} = 2(\Delta x \Delta y \Delta z)^{-1} \tag{1.9}$$

Каждая из величин Δx, Δy, Δz связана с соответствующей компонентой импульса частицы соотношением неопределенностей координата-импульс:

$$\Delta x \Delta p_x > h, \quad \Delta y \Delta p_y > h, \quad \Delta z \Delta p_z > h \tag{1.10}$$

Воспользовавшись (1.10) и предполагая максимальную плотность упаковки состояний, перепишем (1.9) в следующем виде:

$$\Delta M_V = \Delta p_x \Delta p_y \Delta p_z h^{-3} \tag{1.11}$$

Перейдем к сферическим координатам в импульсном пространстве $r = (x^2 + y^2 + z^2)^{1/2}$, $p = (p_x^2 + p_y^2 + p_z^2)^{1/2}$, тогда элемент объема в пространстве импульсов:

$$\Delta p_x \Delta p_y \Delta p_z = p^2 \sin\theta dp d\theta d\varphi$$

Учитывая изотропность импульса в пространстве, можно проинтегрировать (1.11) по φ в интервале $[0, 2\pi]$ и по θ в интервале $[0, \pi]$:

$$\Delta M_V([p, p + \Delta p]) = \frac{8\pi p^2 dp}{h^3} \tag{1.12}$$

Здесь $\Delta M_V([p, p + \Delta p])$ - объемная плотность состояний, которая зависит лишь от абсолютной величины импульса p (но не зависит от его направления, определяемого углами θ и φ) и которая приходится на интервал значений импульса $[p, p + \Delta p]$.

Импульс фотона, согласно формуле де-Бройля [2]:

$$p = hk = \frac{h}{\lambda} = \frac{h\nu}{c} \tag{1.13}$$

и формула (1.12) приобретает следующий вид:

$$M_V = \frac{8\pi\nu^2}{c^3}d\nu = \mu_{V,\nu}d\nu$$

Отсюда объемно-спектральная плотность состояний (мод)

$$\mu_V = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} \tag{1.14}$$

Умножив теперь спектрально-объемную плотность мод (1.14) на среднюю энергию фотонов в моде (1.4), получим формулу Планка в виде распределения по частотам спектрально-объемной плотности энергии излучения

$$\rho_{V,\nu} = \frac{8\pi\nu^2}{c^3}\frac{h\nu}{\exp(\frac{h\nu}{kT}) - 1} \tag{1.15}$$

Формула Планка - фундаментальный закон природы. Следствия из нее - это ряд законов, управляющих излучением и его взаимодействием с веществом в микро-, макро- и мега-мире. Некоторые из таких законов-следствий имеют самостоятельные названия, как, например, закон смещения Вина, закон Стефана-Больцмана. Исторически они были установлены еще до открытия Планка.

Глава 2

Вынужденные и спонтанные переходы

Основой лазеров служит явление индуцированного излучения, существование которого было постулировано А. Эйнштейном в 1916 г. В квантовых системах, обладающих дискретными уровнями энергии, существуют три типа переходов между энергетическими состояниями: индуцированные переходы, спонтанные переходы и безызлучательные релаксационные переходы. Свойства индуцированного излучения определяют когерентность излучения и усиления в квантовой электронике. Спонтанное излучение обусловливает наличие шумов, служит затравочным толчком в процессе усиления и возбуждения колебаний и вместе с безызлучательными релаксационными переходами играет важную роль при получении и удержании термодинамически неравновесного излучающего состояния.

При индуцированных переходах квантовая система может переводиться из одного энергетического состояния в другое (рис.2.1) как с поглощением энергии электромагнитного поля (переход с нижнего энергетического уровня на верхний), так и с излучением электромагнитной энергии (переход с верхнего уровня на нижний).

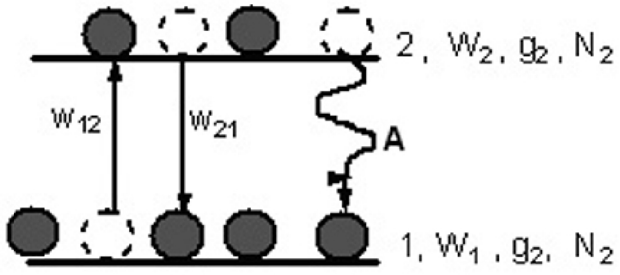


Рис. 2.1: Схема уровней

Свойства индуцированных переходов:

- вероятность индуцированных переходов отлична от нуля только для внешнего поля резонансной частоты, когда энергия кванта $h\nu$ совпадает с разностью энергии двух изолированных состояний (постулат Бора):
$$h\nu = E_2 - E_1 \tag{2.1}$$

- кванты электромагнитного поля, излученные при индуцированных переходах, полностью тождественны квантам поля, вызвавшего эти переходы. Это означает, что внешнее электромагнитное поле и поле, созданное при индуцированных переходах, имеют одинаковые частоту, фазу, поляризацию и направление распространения, т.е. они неразличимы (тождественны).

- вероятность индуцированных переходов в единицу времени пропорциональна плотности энергии внешнего поля в единичном спектральном интервале (спектральной объемной плотности энергии) ρ_ν:
$$W_{12} = B_{12}\rho_\nu, \quad W_{21} = B_{21}\rho_\nu \tag{2.2}$$
где B_{21} и B_{12} - коэффициенты Эйнштейна для индуцированного поглощения и излучения соответственно, а порядок индексов 1 и 2 указывает направление перехода.

Индуцированное излучение - это вынужденное излучение, стимулированное внешним полем. Полная тождественность стимулированного и "первичного" излучений приводит к когерентности усиления и излучения в лазере.

Спонтанное излучение является самопроизвольным испусканием излучения. Квантовые частицы (атомы, молекулы, ионы), находящиеся в возбужденном энергетическом состоянии, могут совершать спонтанные переходы в нижнее состояние. Эти переходы самопроизвольны, они никак не связаны с внешним полем и их вероятность не зависит от внешнего электромагнитного поля. Поэтому спонтанное излучение некогерентно по отношению к внешнему полю и играет роль собственных шумов. Кроме того, спонтанное излучение опустошает верхний энергетический уровень, способствуя возвращению атома в нижнее энергетическое состояние.

Спонтанное излучение является эффектом принципиально квантовым, не допускающим классической трактовки. В классической механике метастабильное состояние, обладающее большей энергией по отно-

шению к некоторому основному устойчивому состоянию, в отсутствие внешних возмущений может жить бесконечно долго. В квантовом мире такое метастабильное состояние спонтанно распадается с некоторой отличной от нуля средней скоростью.

Соотношение между вероятностями спонтанного и индуцированного переходов можно определить из анализа термодинамического равновесия. Рассмотрим ансамбль квантовых частиц, находящихся в термостате при температуре T. Найдем условия равновесия этого ансамбля в поле его собственного излучения, испускаемого и поглощаемого при переходах между уровнями энергии составляющих ансамбль частиц.

Пусть рассматриваемая квантовая система обладает двумя уровнями энергии $E_2 > E_1$, при переходах между которыми поглощается или излучается квант энергии $h\nu$. При термодинамическом равновесии ансамбль не теряет и не приобретает энергии. Следовательно, в единицу времени во всем ансамбле общее число переходов из верхнего энергетического состояния в нижнее должно быть равным общему числу переходов из нижнего состояния в верхнее. Общее число переходов определяется числом частиц на уровнях энергии или, как принято говорить в квантовой электронике, населенностью уровней.

При тепловом равновесии распределение частиц по уровням подчиняется формуле Больцмана

$$\frac{N_2}{g_2} = \frac{N_1}{g_1} \exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right), \tag{2.3}$$

где g_2, g_1- кратности вырождения (статистические веса) уровней 2 и 1, k - постоянная Больцмана. Полное число переходов $2 \longrightarrow 1$ равно произведению числа частиц N_2 в состоянии 2 на вероятность перехода $2 \longrightarrow 1$ в единицу времени для одной частицы. Свободная частица, находящаяся в возбужденном состоянии, в конце концов отдает свою избыточную энергию в виде кванта излучения вне зависимости от какого-либо внешнего воздействия. Вероятность самопроизвольного перехода частицы из верхнего состояния в нижнее пропорциональна времени, или, иначе, скорость спонтанного распада постоянна и равна по определению коэффициенту Эйнштейна для спонтанного излучения:

$$W_{21}^s = A_{21} = const \tag{2.4}$$

Спонтанное излучение описывает процесс самопроизвольного перехода частицы из верхнего состояния в нижнее. Самопроизвольных переходов снизу вверх не бывает. Заселение верхнего уровня происходит в

рассматриваемой ситуации путем индуцированных переходов при поглощении квантов. Частицы рассматриваемого ансамбля находятся в поле их собственного излучения, плотность энергии которого в единичном спектральном интервале составляет ρ_ν. Это поле индуцирует переходы из верхнего состояния в нижнее и обратно. Вероятности этих переходов по предположениям (2.2) пропорциональны ρ_ν. Тогда с учетом выведенных соотношений и из условия равновесия (количество переходов "вверх" = количеству переходов "вниз") получаем:

$$g_1 B_{12} \rho_\nu \exp\left(-\frac{E_1}{kT}\right) = g_2(B_{21}\rho_\nu + A_{21}) \exp\left(-\frac{E_2}{kT}\right) \tag{2.5}$$

Это уравнение позволяет легко найти плотность энергии поля излучения рассматриваемой равновесной квантовой системы:

$$\rho_\nu = \frac{A_{21}}{B_{21}} \frac{g_1 B_{12}}{g_2 B_{21}} \frac{1}{\exp\left(\frac{E_2 - E_1}{kT}\right) - 1}, \tag{2.6}$$

сопоставляя которое с формулой Планка для равновесного излучения (1.15) с учетом условия Бора (2.1), получаем

$$\begin{aligned} h\nu &= E_2 - E_1 \\ \frac{B_{12}}{g_2} &= \frac{B_{21}}{g_1} \end{aligned} \tag{2.7}$$

Или акты индуцированного излучения и поглощения равновероятны в пересчете на одно невырожденное состояние, а вероятность спонтанного излучения пропорциональна коэффициенту Эйнштейна для индуцированного излучения:

$$A_{21} = B_{21} \frac{8\pi\nu^2}{c^3} h\nu \tag{2.8}$$

Фактически коэффициент Эйнштейна для спонтанных переходов ограничивает время жизни частицы на уровне и может быть определен как $A = \tau_s^{-1}$, где τ_s - естественное время жизни верхнего (возбужденного) уровня. Формула (2.8) позволяет определить времена жизни частиц на уровне, зная значение коэффициента Эйнштейна для вынужденных переходов. Последние могут быть определены путем прямых экспериментальных измерений.

Таким образом, для описания термодинамического равновесия между системой квантовых (т. е. обладающих дискретными уровнями энергии) частиц и полем ее излучения Эйнштейн ввел индуцированные полем равновероятные (с учетом кратности вырождения) переходы из верхнего

состояния в нижнее и из нижнего в верхнее. Требование равновесия приводит к такому соотношению между спонтанным и индуцированным излучениями, при котором для одной частицы вероятность переходов в единицу времени с испусканием квантов излучения равна

$$W^{rad} = \left(\frac{8\pi\nu^2}{c^3} h\nu + \rho_\nu \right) B_{21} \tag{2.9}$$

Существенно, что W^{rad} пропорциональна B_{21}, и, следовательно, там, где запрещены индуцированные переходы, не может быть спонтанного излучения? и наоборот, где нет спонтанного излучения, не может быть индуцированного излучения.

Равновесное излучение всего ансамбля частиц по отношению к каждой из частиц выступает как внешнее электромагнитное поле, стимулирующее поглощение или излучение частицей в зависимости от ее состояния. Поэтому приведенные выше выражения (2.7)-(2.9), полученные при рассмотрении условий равновесия, справедливы и для случая квантовой системы, находящейся в поле внешнего излучения.

В соотношение между вероятностями спонтанного и индуцированного излучений входит величина $8\pi\nu^2/c^3$? равная числу осцилляторов (мод) в единичном спектральном интервале для свободного пространства (1.14). Вероятность спонтанного излучения пропорциональна ν^3 и поэтому его роль мала на радиочастотах и велика в оптике, однако для лазеров определяющим является пропорциональность вероятности индуцированного излучения плотности энергии индуцирующего поля. При достаточно большой плотности этого поля происходит главным образом индуцированное излучение, которое когерентно.

Глава 3

Когерентность

Рассмотрим более подробно понятие когерентности излучения. Когерентность вводится для характеристики скоррелированности световых колебаний в различных точках пространства и в различные моменты времени. Поэтому наиболее логично степень когерентности определять посредством корреляционной функции светового поля. Рассмотрим для простоты поляризованное поле, вектор напряженности электрического поля $\overrightarrow{E}$ в котором колеблется в определенном направлении. Если вектор напряженности содержит компоненту, случайным образом изменяющуюся по пространственным координатам $\overrightarrow{r}$ и по времени t, то можно построить следующую корреляционную функцию

$$B(\overrightarrow{r}_1, t_1, \overrightarrow{r}_2, t_2) = < \overrightarrow{E}(\overrightarrow{r}_1, t_1)\overrightarrow{E}^*(\overrightarrow{r}_2, t_2) > \qquad (3.1)$$

где угловые скобки означают усреднение по всему пространству и по всему интервалу времени наблюдения, а "звездочка" при втором множителе обозначает комплексно сопряженную величину. Для полей, статистические характеристики которых во времени не меняются (такие поля называются стационарными),

$$B(\overrightarrow{r}_1, t_1, \overrightarrow{r}_2, t_2) = B(\overrightarrow{r}_1, \overrightarrow{r}_2, t_2 - t_1) \qquad (3.2)$$

Принято выделять также статистически однородные поля, для которых корреляционная функция зависит лишь от разности $\overrightarrow{r_2} - \overrightarrow{r_1}$:

$$B(\overrightarrow{r}_1, t_1, \overrightarrow{r}_2, t_2) = B(\overrightarrow{r}_2 - \overrightarrow{r}_1, t_1, t_2) \qquad (3.3)$$

Однородное случайное поле называется изотропным, если корреляционная функция зависит лишь от абсолютного значения расстояния между двумя точками $r = \mid \overrightarrow{r}_2 - \overrightarrow{r}_1 \mid$. Таким образом, для стационарных, однородных и изотропных полей с изменяющимся по случайному закону вектора $\overrightarrow{E}$

$$B(\overrightarrow{r}_1, t_1, \overrightarrow{r}_2, t_2) = B(\mid \overrightarrow{r}_2 - \overrightarrow{r}_1 \mid, t_2 - t_1) = B(r, \tau) \qquad (3.4)$$

где $\tau = t_2 - t_1$, а $B(r, \tau)$ максимально при $r = 0, \tau = 0$.

Введем теперь применительно к световому пучку нормированную корреляционную функцию

$$\gamma(\overrightarrow{r}_1, t_1, \overrightarrow{r}_2, t_2) = \frac{B(\overrightarrow{r}_1, t_1, \overrightarrow{r}_2, t_2)}{\sqrt{I(\overrightarrow{r}_1, t_1) I(\overrightarrow{r}_2, t_2)}} \tag{3.5}$$

где $I(\overrightarrow{r}_1, t_1), I(\overrightarrow{r}_1, t_1)$ - интенсивности пучка в указанных пространственных точках и в указанные моменты времени. В случае стационарности поле светового пучка

$$\gamma = \gamma(\overrightarrow{r}_1, \overrightarrow{r}_2, \tau) \tag{3.6}$$

Построенную таким образом величину γ называют комплексной степенью когерентности, так как корреляционные функции в общем случае комплексны. Абсолютную величину γ называют модулем степени когерентности или просто степенью когерентности. Степень когерентности всегда удовлетворяет неравенству

$$|\gamma(\overrightarrow{r}_1, \overrightarrow{r}_2, \tau)| \leq 1,$$

где $\mid \gamma \mid$ при $\tau = 0$ дает значение степени пространственной когерентности, а при $\overrightarrow{r}_1 = \overrightarrow{r}_2$ - значение степени временной когерентности.

Значения r_k и τ_k, при которых степени пространственной и временной когерентности уменьшаются в два раза, называются соответственно размером зоны когерентности и временем когерентности.

Следует отметить, что "спусковым" механизмом начала генерации является эффект спонтанного испускания квантов, которые по определению некогерентны. Вместе с тем по мере нарастания интенсивности поля в соответствии с (2.9) преобладающим становится эффект вынужденных переходов, т.е. эффект, приводящий к рождению когерентных квантов. По мере дальнейшего роста интенсивности вклад спонтанных переходов в общую интенсивность излучения становится пренебрежимо мал. Именно этим фактором определяется когерентность лазерного излучения при наличии некогерентных квантовых шумов (спонтанного излучения).

В квантовой физике критерием когерентности тех или иных колебаний является наличие постоянного фазового соотношения между ними. В силу соотношения неопределенностей

$$\Delta n \cdot \Delta \phi \geq \frac{1}{2}$$

и фаза электромагнитной волны определена только в случае, когда число квантов n неопределенно. Поэтому бессмысленно говорить о фазе

одного кванта. Однако если для двух волн известна разность фаз, а не значения индивидуальных фаз, то соотношение неопределенностей разрешает определение полного числа квантов, оставляя неопределенным, к какой именно из волн какие кванты относятся. Поэтому при сложении в одну волну когерентных электромагнитных излучений, соответствующих нескольким квантам, говорят о сложении тождественных, неразличимых квантов.

Кванты, соответствующие излучениям с одинаковыми частотами, направлениями распространения, фазами и поляризациями, нельзя отличить друг от друга. При этом кванты электромагнитного излучения - фотоны - подчиняются статистике Бозе-Эйнштейна и число квантов, которые могут приходиться на одну моду и, соответственно, обладать одним и тем же значением частоты, поляризации и фазы, неограниченно. Состояние всего поля излучения определяется числом фотонов в моде. Именно это при большом числе неразличимых квантов позволяет переходить к классическому рассмотрению электромагнитного излучения, для которого характерен принцип суперпозиции колебаний, в том числе и когерентных. В силу характерных свойств бозонов с ростом числа актов индуцированного испускания излучения в единицу времени интенсивность индуцирующей волны нарастает, а ее фаза и частота остаются неизменными.

Глава 4

Ширина линии

Любые процессы, сокращающие время жизни частиц на уровнях, приводят к уширению линий соответствующих переходов, т.е уровни энергии имеют конечную ширину в энергетическом пространстве. Действительно, в соответствии с соотношением неопределенностей энергия - время

$$\Delta E \Delta t \geq \hbar \tag{4.1}$$

неточность определения энергии состояния не должна превышать время жизни в этом состоянии τ. Неопределенность энергии состояния приводит к неопределенности частоты перехода, равной

$$\Delta \nu = \frac{1}{2\pi\tau}$$

Постоянная времени τ является мерой времени, необходимого для того, чтобы возбужденная система отдала свою энергию. Ее значение определяется скоростями процессов, приводящих к расселению уровней: спонтанного излучения и безызлучательных релаксационных переходов. В отсутствие внешних воздействий единственным эффектом, приводящим к опустошению уровней, является спонтанное излучение. Следовательно, наименьшая возможная $\Delta\nu_0$, определяется вероятностью спонтанного перехода A_{21}:

$$\Delta\nu_0 = \frac{A_{21}}{2\pi} \tag{4.2}$$

и называется естественной шириной линии. Ввиду кубичной зависимости вероятности от частоты (2.9) естественная ширина существенна только на очень высоких частотах и для хорошо разрешенных переходов. Обычно влиянием спонтанного излучения на ширину линии можно пренебречь, так как в реальных условиях релаксационные переходы более эффективно сокращают время жизни.

В системах с дискретными уровнями энергии, кроме индуцированных и спонтанных переходов, существенную роль играют релаксационные безызлучательные переходы. Эти переходы возникают в результате взаимодействий квантовой частицы с ее окружением. Механизм процессов этих взаимодействий сильно зависит от вида конкретной системы. Но в конечном счете результатом действия релаксационных процессов является обмен энергией между подсистемой рассматриваемых частиц и тепловыми движениями во всей системе в целом, приводящий к термодинамическому равновесию между ними.

Конечность времени жизни частицы в возбужденном энергетическом состоянии ведет к уширению уровней энергии. Излучение с уширенных уровней приобретает спектральную ширину. Фундаментальным механизмом, ограничивающим сверху время жизни частицы на возбужденном уровне, является спонтанное излучение, которое должно, таким образом, иметь спектральную ширину, соответствующую скорости актов спонтанного распада.

Квантовая электродинамика позволяет вычислить спектральное распределение квантов спонтанного излучения, исходящих с уровня шириной

$$\Delta E = \frac{\hbar}{\tau_0}$$

Контур линии спонтанного излучения оказывается имеющим так называемую лоренцеву форму с шириной

$$\Delta\nu_l = \frac{\Delta E}{\hbar} = \frac{1}{2\pi\tau_0}$$

Лоренцева форма линии определяется форм-фактором

$$q(\nu) = \frac{1}{2\pi}\frac{\Delta\nu_l}{(\nu-\nu_0)^2 + \Delta\nu_l/4} \tag{4.3}$$

и имеет вид резонансной кривой с максимумом на частоте $\nu = \nu_0/2$, спадающей до уровня половины пиковой величины при частотах $\nu = \nu_0 \pm \Delta\nu_l$, а полная ширина кривой на половине максимальной величины составляет $\Delta\nu_l$.

Если принимать во внимание возможность спонтанного распада не только верхнего из двух рассматриваемых уровней энергии, но и нижнего, когда нижний уровень не является основным, то под величиной $\Delta\nu_l$, входящей в формулу (4.3), следует понимать величину, определя-

емую суммой скоростей распада этих уровней

$$\Delta\nu_l = \frac{1}{2\pi}\left(\frac{1}{\tau_{01}} + \frac{1}{\tau_{02}}\right)$$

Следовательно, интенсивность спонтанного излучения частотно зависима. Тогда его вероятность зависит от частоты и имеет некоторую спектральную плотность:

$$W^s_\nu = q(\nu)W^s = A_{21}q(\nu) \tag{4.4}$$

При этом необходимо, чтобы

$$\int_v W^s_\nu d\nu = W^s \tag{4.5}$$

Отсюда вытекает требование нормировки форм-фактора $q(\nu)$

$$\int_0^\infty q(\nu)d\nu = 1 \tag{4.6}$$

Поскольку вероятности спонтанного и индуцированного излучений связаны друг с другом, то вероятность индуцированного испускания также частотно зависима и имеет спектральную плотность

$$W^{in}_\nu = q(\nu)W^{in} = q(\nu)B_{21}\rho_\nu \tag{4.7}$$

А полная вероятность индуцированных переходов

$$W^{in} = \int_\nu q(\nu)\rho_\nu B_{21}d\nu \tag{4.8}$$

Если индуцированное излучение монохроматично, то

$$\rho_\nu = \rho\delta(\nu - \nu_0), \tag{4.9}$$

где ρ - объемная плотность этого излучения, а $\delta(x)$ дельта-функция Дирака. Тогда интеграл (4.8) легко берется, и

$$W^{in} = q(\nu_0)B_{21}\rho = \frac{2B_{21}\rho}{\pi\Delta\nu_l} \tag{4.10}$$

Сокращение времени жизни, приводящее к появлению конечной ширины линии $\Delta\nu_l$, уменьшает вероятность индуцированных переходов, вызываемых монохроматическим полем излучения, и обратно пропорционально ширине линии.

Уширение линии, обусловленное конечностью времени жизни состояний, связанных рассматриваемым переходом, называется однородным, поскольку каждая квантовая частица, находящаяся в возбужденном состоянии, излучает при переходе сверху вниз линию с полной шириной $\Delta\nu_l$ и спектральной формой $q(\nu)$. Аналогично каждая невозбужденная частица поглощает при переходе снизу вверх излучение в спектре с полной шириной $\Delta\nu_l$ и в соответствии со спектральной зависимостью $q(\nu)$. Невозможно приписать какую-либо определенную спектральную компоненту в спектре $q(\nu)$ какой-либо определенной частице. При однородном уширении вне зависимости от его природы спектральная зависимость $q(\nu)$ есть единая спектральная характеристика как одной квантовой частицы, так и для всего ансамбля частиц. Изменение этой характеристики, в принципе возможное при том или ином воздействии, происходит одновременно и одинаковым образом для всех частиц ансамбля. Примерами однородного уширения являются естественная ширина линии и столкновительное уширение в газах.

Наряду с однородным уширением существует неоднородное уширение. Экспериментально наблюдаемые спектральные линии могут явиться бесструктурной суперпозицией нескольких спектрально неразрешимых однородно уширенных линий. В этих случаях каждая частица излучает или поглощает не в пределах всей экспериментально наблюдаемой линии. Такая спектральная линия называется неоднородно уширенной. Причиной неоднородного уширения может быть любой процесс, приводящий к различию в условиях излучения (поглощения) для части одинаковых атомов исследуемого ансамбля частиц, или наличие в ансамбле частиц с близкими, но различными спектральными свойствами (сверхтонкая структура того или иного вида), однородно уширенные спектральные линии которых перекрываются лишь частично.

Классическим примером неоднородного уширения является доплеровское уширение, характерное для газов при малых давлениях. Атомы (молекулы, ионы) газа находятся в тепловом движении. Доплер-эффект первого порядка приводит к смещению частоты излучения частиц, летящих на наблюдателя со скоростью u, на величину $\nu_0 u/c$, где ν_0 частота излучения покоящейся частицы, а c - скорость света. Естественное уширение превращает излучение на частоте ν_0 в спектральную линию, но это уширение однородно, и частотный сдвиг $\nu_0 u/c$ испытывает вся линия. Так как частицы газа движутся с различными скоростями, то частотные сдвиги их излучения различны, а суммарная форма линии газа в целом определяется распределением частиц по скоростям. Последнее

верно, строго говоря, если естественная ширина линии много меньше доплеровских сдвигов частоты, что, как правило, имеет место. Тогда, если обозначить через $p(u)$ функцию распределения частиц по скоростям, форм-фактор доплеровской линии $q(\nu)$ оказывается связанным с $p(u)$ простым соотношением:

$$q(\nu)d\nu = p(u)du \tag{4.11}$$

Наблюдаемая частота

$$\nu = \nu_0(1 + \frac{u}{c}) \tag{4.12}$$

Тогда $du = (c/\nu_0)d\nu$ и из (4.11) имеем

$$q(\nu) = \frac{c}{\nu_0} p\left(c\frac{\nu - \nu_0}{\nu_0}\right) \tag{4.13}$$

При максвелловском распределении частиц по скоростям

$$p(u) = \frac{1}{u_0\sqrt{\pi}} \exp\left(-\left(\frac{u}{u_0}\right)^2\right), \tag{4.14}$$

где средняя тепловая скорость

$$u_0 = \sqrt{\frac{2kT}{m}} \tag{4.15}$$

Здесь k - постоянная Больцмана, T - температура газа, m - масса атома (молекулы) газа. Строго говоря, максвелловское распределение справедливо только при тепловом равновесии. Однако отклонение от него обычно незначительно даже для возбужденных (излучающих) частиц. Во всяком случае количественные оценки с помощью максвелловского распределения получаются достаточно надежными. Тогда выражение для форм-фактора доплеровского уширения

$$q(\nu) = \frac{c}{u_0\nu_0\sqrt{\pi}} \exp\left[-\frac{c^2}{u^2}\left(\frac{\nu - \nu_0}{\nu_0}\right)^2\right] = \frac{1}{\Delta\nu_T\sqrt{\pi}} \exp\left[-\left(\frac{\nu - \nu_0}{\Delta\nu_T}\right)\right] \tag{4.16}$$

где введено обозначение

$$\Delta\nu_T = \nu_0 u_0/c$$

для характерной спектральной ширины, равной доплеровскому сдвигу частоты при средней тепловой скорости движения излучающей частицы.

Линия, форма которой определяется форм-фактором (4.16), называется доплеровски уширенной линией. Ее форма, как видно из (4.16), описывается функцией Гаусса и симметрична относительно центральной частоты ν_0. Спад кривой $q(\nu)$ при сильной отстройке от ν_0 происходит гораздо более круто, чем в случае лоренцева контура линии (4.3). Около центральной частоты гауссова кривая более полога. Очевидно, что ее ширина определяется параметром $\Delta\nu(T)$, определяемым по спаду интенсивности в e^2 раз по отношению к интенсивности в центре кривой. Если определить, как обычно, ширину линии как расстояние между такими точками отстройки от центральной частоты, в которых интенсивность составляет половину максимальной (так называемая полная ширина на половине высоты), то в случае доплеровского уширения из (4.16) легко получить, что эта ширина равна

$$\Delta\nu_D = 2\sqrt{2}\Delta\nu_T = 2\nu_0\sqrt{\frac{2\sqrt{2}kT}{mc^2}} \tag{4.17}$$

С увеличением частоты роль доплеровского уширения возрастает. В видимом диапазоне при не слишком высоких температурах ($300 - 600K$) значение составляет величину порядка 0,8-1,5 ГГц. Например, для CO_2-лазера (излучение молекул CO_2 при температуре около 400 K на длине волне около 10 мкм) $\Delta\nu_D$ составляет 60 МГц, для гелий-неонового лазера (излучение атомов неона при температуре около 400 K на длине волне 0,63 мкм) доплеровская ширина линии достигает 1,35-1,40 ГГц [3].

Для газовых лазеров, за исключением лазеров низкого давления, преобладающим является однородное уширение, которое определяется столкновительными процессами. Среди множества столкновительных процессов можно выделить соударения, которые приводят к изменению фазы колебаний возбужденной частицы. Если в результате столкновений (одного или нескольких) исходное фазовое соотношение нарушается, то можно считать, что с полем взаимодействует новый осциллятор, а старый исчез. Поэтому среднее время свободного пролета осциллятора между фазосбивающими столкновениями τ_{col} является средним временем жизни частиц газа по отношению к столкновениям этого рода и, соответственно, определяет столкновительную ширину линии $\Delta\nu_{col}$:

$$\Delta\nu_{col} = \frac{1}{2\pi\tau_{col}} \tag{4.18}$$

Так как газокинетические соударения являются случайным процессом, воздействующим в среднем одинаково на все молекулы (атомы) газа од-

ного сорта, то столкновительное уширение является однородным уширением. Величина τ_{col} определяется газокинетическим сечением процесса сбоя фазы при ударе σ_{col}, скоростью теплового движения частиц газа u и плотностью газа n:

$$\tau_{col} = \frac{1}{n < u\sigma_{col} >}, \tag{4.19}$$

где угловые скобки означают усреднение по скоростям. При простых оценках можно считать, что в (4.19) входит средняя тепловая скорость u_0. Вопрос о величине σ_{col} требует в каждом конкретном случае отдельного экспериментального исследования. Чрезвычайно большое значение имеет обратная пропорциональность τ_{col} плотности газа. В результате этого столкновительная ширина $\Delta\nu_{col}$ прямо пропорциональна давлению газа и может достигать заметных величин. Так, для CO_2-лазера крутизна роста ширины линии из-за учащения столкновений с увеличением давления составляет (в зависимости от столкновительного партнера) 4-8 МГц/Торр. При суммарном давлении в 10-15 Торр для CO_2-лазера однородная столкновительная ширина превышает неоднородную (доплеровскую) [4].

Глава 5

Усиление

Изменение энергии внешнего поля излучения в единичном объеме квантовой системы определяется разностью энергий излучаемых и поглощаемых квантов при индивидуальных переходах вниз и вверх:

$$\frac{d\rho}{dt} = n_2 W_{21} h\nu - n_1 W_{12} h\nu$$

Подставляя выражения для вероятностей переходов (2.2), (4.10) и используя связь между коэффициентами Эйнштейна (2.7), получаем

$$\frac{d\rho}{dt} = \left(\frac{n_2}{g_2} - \frac{n_1}{g_1}\right) \frac{g_1 2 B_{12} h\nu}{\pi \Delta\nu_l} \tag{5.1}$$

При термодинамическом равновесии, в соответствии с распределением Больцмана, выражение в скобках отрицательно и

$$\frac{d\rho}{dt} \leq 0,$$

т.е. равновесная система поглощает энергию внешнего поля. При сколько-нибудь заметном поглощении энергии внешнего поля населенности n_2 и n_1 изменяются, меняя тем самым скорость поглощения энергии. Однако при относительно небольшой интенсивности внешнего поля релаксационные процессы быстро возвращают частицы вниз, что и обеспечивает непрерывность процесса поглощения энергии внешнего электромагнитного излучения и перевод этой энергии в тепло.

Для усиления излучения необходимо, чтобы выполнялось условие

$$\frac{n_2}{g_2} - \frac{n_1}{g_1} > 0 \tag{5.2}$$

В отсутствие вырождения это означает, что населенность верхнего уровня должна превышать населенность нижнего. При наличии вырождения

число частиц, приходящихся на одно невырожденное состояние верхнего уровня, должно превышать населенность каждого невырожденного состояния нижнего уровня.

Таким образом, увеличение плотности энергии поля внешнего излучения происходит в квантовой системе тогда, когда равновесное распределение населенностей нарушено, причем верхние состояния населены сильнее, чем нижние, т. е. когда распределение населенностей инвертировано. Такие системы называются системами с инверсией населенностей.

Для излучения, распространяющегося в виде бегущей волны в направлении z со скоростью c, коэффициент поглощения α может быть определен как

$$\alpha = -\frac{1}{I}\frac{dI}{dz} = -\frac{1}{c\rho}\frac{d\rho}{dt}, \tag{5.3}$$

где I - интенсивность (плотность мощности) излучения и учтено, что $I = c\rho$, $dz = cdt$. Подставляя (5.1) в (5.3), получим

$$\alpha = \left(\frac{n_2}{g_2} - \frac{n_2}{g_2}\right)\frac{g_1 2B_{12}h\nu}{c\pi\Delta\nu_l} \tag{5.4}$$

При выполнении условия (5.2) коэффициент $\alpha < 0$, и, следовательно, усилению соответствует отрицательное поглощение. При распространении в среде с отрицательным поглощением амплитуда поля нарастает экспоненциально с инкрементом усиления $\alpha/2$.

В силу свойств индуцированного излучения усиление при инверсии когерентно. Для создания инверсии населенностей необходимо дополнительное внешнее воздействие. Вне зависимости от конкретного механизма инверсии внешнее воздействие должно преодолевать процессы, направленные на восстановление равновесной разности населенностей. Препятствовать процессам восстановления равновесной разности населенностей можно только затрачивая энергию, поступающую от внешнего источника накачки. Совокупность квантовых частиц с инверсией населенностей называется активной средой.

Коэффициент поглощения для равновесной двухуровневой системы, находящейся при температуре T, с учетом распределения Больцмана (2.3), принимает вид

$$\alpha = n\frac{g_1(1 - \exp(-h\nu/kT))2B_{12}h\nu}{g_1 + g_2\exp(-h\nu/kT)c\pi\Delta\nu_l}, \tag{5.5}$$

где $n = n_1 + n_2$ - плотность общего числа частиц на обоих уровнях. Учитывая, что в оптическом диапазоне $h\nu \gg kT$, можно пренебречь

экспоненциальными слагаемыми в выражении (5.5). Тогда

$$\alpha = nh\nu\frac{2B_{12}}{c\pi\Delta\nu_l} \tag{5.6}$$

Воспользовавшись соотношениями для коэффициентов Эйнштейна, выражение (5.6) можно переписать в виде

$$\alpha = n\frac{g_2}{g_1}\frac{c^2}{4\pi\nu^2}\frac{A_{21}}{\pi\Delta\nu_l} = n\frac{g_2}{g_1}\frac{\lambda^2}{4\pi}\frac{1}{\pi\Delta\nu_l\tau_0} \tag{5.7}$$

Произведение $\Delta\nu_l\tau_0$ безразмерно, следовательно, можно характеризовать поглощающие свойства частицы некоторым эффективным сечением ее взаимодействия с резонансным электромагнитным полем. Это сечение называется сечением поглощения σ:

$$\sigma = n\frac{g_2}{g_1}\frac{\lambda^2}{4\pi}\frac{1}{\pi\Delta\nu_l\tau_0} = h\nu\frac{2B_{12}}{c\pi\Delta\nu_l} \tag{5.8}$$

Учитывая, что естественное уширение является минимально возможным значением, $2\pi\Delta\nu_l$ всегда превышает τ_0^{-1}, а сечение поглощения всегда меньше $\lambda^2/(2\pi)$ (в оптическом диапазоне, как правило, значительно меньше). Характерные значения в зависимости от спектрального диапазона и конкретной квантовой частицы лежат в широком интервале значений ($10^{-12} - 10^{-24}$ см^2).

Выражение (5.7) получено в предположении, что поглощаемое излучение не нарушает распределение числа частиц по уровням энергии от термодинамически равновесного (малая интенсивность поля или быстрые релаксационные процессы), т.е описывает коэффициент поглощения малого сигнала, когда значение α не зависит от интенсивности сигнала. Однако в случае, когда вероятность переходов под влиянием внешнего поля становится сравнимой с вероятностью релаксационных переходов, равновесное распределение населенностей заметно искажается. При этом относительная доля энергии, поглощаемой системой, уменьшается, коэффициент поглощения падает, наступает эффект насыщения. Очевидно, что в пределе, когда интенсивность поля настолько велика, что вероятность индуцированных переходов значительно превышает вероятность релаксационных переходов, наступает полное насыщение, при котором

$$\frac{n_1}{g_1} - \frac{n_2}{g_2} = 0 \tag{5.9}$$

и система просветляется: нет ни поглощения, ни усиления, $\alpha = 0$.

Рассмотрим изменение населенностей в системе двух уровней энергии, происходящее под действием резонансного электромагнитного поля с учетом релаксационных переходов. Результатом действия любых релаксационных механизмов является обмен энергией между системой рассматриваемых частиц и тепловыми колебаниями, приводящий к тепловому равновесию во всей системе в целом. Как уже отмечалось, именно релаксационные взаимодействия (совместно со спонтанным излучением, когда оно существенно) устанавливают равновесное распределение населенностей и создают условия для продолжения поглощения энергии излучения.

Кинетическое уравнение для населенности верхнего уровня n_2 имеет следующий вид:

$$\frac{dn_2}{dt} = -\left(\varpi_{21} + \frac{1}{\tau_0}\right) n_2 + \varpi_{12} n_1 - W_{21} n_2 + W_{12} n_1, \qquad (5.10)$$

где первый член соответствует уходу частиц со второго уровня за счет спонтанного распада (вероятность τ_0^{-1}) и релаксации (вероятность ϖ_{21}), второй член соответствует релаксационному заселению второго уровня за счет ухода частиц с первого уровня (вероятность ϖ_{12}), третий и четвертый члены описывают индуцированные переходы $1 \longrightarrow 2$. Воспользовавшись законом сохранения числа частиц

$$n = n_1 + n_2 \qquad (5.11)$$

и формулами (2.2)), (4.10) можно легко получить

$$\frac{dn_2}{dt} = -\left(\frac{1}{\tau} + \frac{g_2}{g_1} 2B_{12} \frac{\rho}{\pi \Delta\nu_l}\right) n_2 + \left(\varpi_{21} + 2B_{12} \frac{\rho}{\pi \Delta\nu_l}\right) n, \qquad (5.12)$$

где эффективное время релаксации

$$\frac{1}{\tau} = \varpi_{12} + \varpi_{21} + \frac{1}{\tau_0} \qquad (5.13)$$

В отсутствие внешнего поля ($\rho \longrightarrow 0$) из (5.13):

$$n_2(t) \sim n_2(0) \exp(-\frac{t}{\tau}),$$

т.е. система релаксирует со временем τ.

В стационарных условиях ($\dot{n}_2 = 0$):

$$n_2 = \frac{\varpi_{12}\tau + \dfrac{2B_{12}\rho\tau}{\pi\Delta\nu_l}}{1 + \dfrac{g_1 + g_2}{g_2} \dfrac{2B_{12}\rho\tau}{\pi\Delta\nu_l}} \cdot n \qquad (5.14)$$

Отсюда при $\rho \to \infty$:

$$n_2 = \frac{g_2}{g_1 + g_2} n, \quad n_1 = \frac{g_1}{g_1 + g_2} n, \tag{5.15}$$

т. е. с точностью до кратности вырождения населенности верхнего и нижнего уровней уравниваются. Происходит полное насыщение.

В отсутствие поля ($\rho \to 0$) стационарное решение дает

$$\begin{aligned} n_2^0 &= \varpi_{12} \tau n = \frac{\varpi_{12}}{\varpi_{12} + \varpi_{21} + \tau_0^{-1}} n \\ n_1^0 &= \frac{\varpi_{21} + \tau_0^{-1}}{\varpi_{12} + \varpi_{21} + \tau_0^{-1}} n \end{aligned} \tag{5.16}$$

Поскольку равновесные разности населенностей подчиняются распределению Больцмана, то для вероятностей релаксационных процессов сверху вниз и снизу вверх должно выполняться условие

$$\frac{\varpi_{12}}{\varpi_{21} + \tau_0^{-1}} = \frac{g_2}{g_1} \exp\left(-\frac{E_2 - E_1}{kT}\right), \tag{5.17}$$

т.е. $\varpi_{12} \to 0$ - при одинаковом вырождении уровней энергии релаксационные переходы сверху вниз всегда более вероятны, чем снизу вверх.

В случае насыщения населенность верхнего уровня (5.15) может быть представлена в виде

$$n_2 = \frac{\varpi_{12}\tau + \dfrac{I}{2I_s}}{1 + \dfrac{g_1 + g_2}{g_2} \dfrac{I}{2I_s}} n, \tag{5.18}$$

где $I = c\rho$ - интенсивность излучения, а

$$I_s = \frac{1}{4} \frac{c\pi\Delta\nu_l}{B_{21}\tau} \tag{5.19}$$

имеет смысл плотности потока энергии или интенсивности насыщения. Используя определение (5.8), можно связать I_s с сечением резонансного поглощения σ

$$I_s = \frac{h\nu}{2\sigma\tau} \tag{5.20}$$

Коэффициент поглощения (усиления) определяется разностью населенностей

$$z = \left(\frac{n_2}{g_2} - \frac{n_1}{g_1}\right),$$

или с учетом (5.18) и закона сохранения частиц:

$$z = \frac{z_0}{1 + \dfrac{g_1 + g_2}{2g_2}\dfrac{I}{I_s}}, \tag{5.21}$$

где z_0 - разность населенностей в отсутствие внешнего поля ($I = 0$). Видно, что с увеличением интенсивности облучения первоначальная разность населенностей падает, причем характерный масштаб изменения задается величиной I_s. Когда интенсивность облучения достигает I_s, первоначальная разность населенностей падает вдвое. При $I < I_s$ эффектом насыщения можно пренебречь. Величина I_s допускает простое физическое истолкование: произведение интенсивности излучения на сечение поглощения, измеренное в единицах $h\nu$, дает при непрерывном облучении значение средней скорости актов индуцированного поглощения. Когда эта скорость, увеличиваясь с ростом I, достигает скорости релаксационного распада населенности верхнего уровня τ^{-1}, насыщение становится заметным. Порядок величины интенсивности насыщения определяется параметрами рассматриваемого перехода конкретной квантовой частицы. В видимой области спектра при $\tau = 10^{-6}$ с и $\sigma = 10^{-18}$ см^3 значение I_s составляет величину порядка 1 кВт/см^2.

Наряду с рассмотренным непрерывным режимом работы большое значение в технике лазеров имеет импульсный режим, который реализуется когда длительность воздействия излучения на квантовую систему мала по сравнению с характерным временем релаксации системы. В этом случае $I = I(t)$ и уравнение (5.12) с учетом $\omega_{12} = 0$ можно представить в виде

$$\frac{dn_2}{dt} = \frac{1}{2}\frac{I}{I_s}\frac{n}{\tau} - \left(1 + \frac{g_1 + g_2}{2g_2}\frac{I}{I_s}\right)\frac{n_2}{\tau} \tag{5.22}$$

Вводя обозначения

$$\begin{aligned} Q(t) &= \left((1 + \frac{g_1 + g_2}{2g_2}\frac{I(t)}{I_s}\right)\frac{1}{\tau}, \\ R(t) &= \frac{nI(t)}{2I_s\tau}, \end{aligned} \tag{5.23}$$

общее решение уравнения (5.23) при начальном условии $n_2(0) = 0$ имеет вид

$$n_2 = \left\{\exp\left[-\int_0^t Q(t')dt'\right]\right\} \cdot \left\{\int_0^t R(t')\exp\left[\int_0^{t'} Q(t'')dt''\right]dt'\right\} \tag{5.24}$$

Интеграл

$$\int_0^t Q(t')dt' = \frac{t}{\tau} + \frac{g_1+g_2}{2g_2}\int_0^t \frac{I(t')}{I_s\tau}dt' \tag{5.25}$$

Тогда вводя удельную дозу энергии облучения за время t:

$$F(t) = \int_0^t I(t')dt' \tag{5.26}$$

и плотности энергии насыщения

$$F_s = I_s\tau, \tag{5.27}$$

окончательно получаем

$$n_2 = \frac{n}{2}\exp\left[-\frac{t}{\tau} - \frac{g_1+g_2}{2g_2}\frac{F(t)}{F_s}\right]\cdot\int_0^t \exp\left[\frac{t'}{\tau} + \frac{g_1+g_2}{2g_2}\frac{F(t')}{F_s}\right]\frac{I(t')}{F_s}dt' \tag{5.28}$$

Дальнейший анализ требует конкретизации вида $I(t)$.

В частном случае коротких импульсов ($\tau_p \ll \tau$) и П-образном импульсе ($I(t<\tau_p) = I_0 = const$, $F_p = F(\tau_p)$):

$$n_2(\tau_p) = nI_0\left\{1-\exp\left[-\frac{t}{\tau} - \frac{g_1+g_2}{2g_2}\frac{F_p}{F_s}\right]\right\}\cdot\left\{2I_s\left(1+\frac{g_1+g_2}{2g_2}\frac{I_0}{I_s}\right)\right\} \tag{5.29}$$

Здесь F_p имеет смысл плотности энергии импульса. От стационарного случая полученное выражение отличается сомножителем в скобках, характеризующим влияние отсутствия эффективной релаксации в течение времени действия импульса облучения. При увеличении энергии импульса наступает эффект насыщения в том смысле, что с ростом F_p дальнейшего роста n_2 не происходит просто потому, что все частицы переброшены с уровня 1 на уровень 2, а обратная релаксация за время τ_p не происходит.

При сравнительно сильных сигналах ($I \gg I_s$) формула (5.29) упрощается

$$n_2^p \equiv n_2(\tau_p) = n\left[1-\exp\left(-\frac{g_1+g_2}{2g_2}\frac{F_p}{F_s}\right)\right]\frac{g_2}{g_1+g_2}, \tag{5.30}$$

а выражение для инверсии принимает вид

$$z = \frac{n_2}{g_2} - \frac{n_1}{g_1} = z_0\exp\left[-\frac{g_1+g_2}{2g_2}\frac{F_p}{F_s}\right], \tag{5.31}$$

где по-прежнему z_0 означает соответствующую разность населенностей в отсутствие внешнего поля. Существенное отличие (5.31) от (5.21) объясняется характером насыщения.

Рассмотрим шумы квантового усилителя бегущей волны. Если верхний лазерный уровень находится достаточно высоко, что обычно имеет место, то можно пренебречь тепловыми шумами и шумы квантового усилителя будут обусловлены только спонтанными переходами. В этом случае для невырожденной двухуровневой системы уравнение для приращения энергии в единице объема активного вещества усилителя за единицу времени имеет вид

$$\frac{d\rho}{dt} = (n_2 - n_1)\frac{h\nu B_{21}\rho}{\pi\Delta\nu_l} + n_2\frac{h\nu 8\pi\nu^2 h\nu B_{21}}{c^3\pi\Delta\nu_l} \tag{5.32}$$

Следует отметить, что в силу изотропности спонтанного излучения второй член описывает излучение в 4π стерадиан. Если учесть, что спонтанное излучение усиливается только при распространении вдоль оптической оси в сторону выходного конца усилителя, т.е. в телесный угол $\Omega(z)$, то, переходя к потоку мощности в единичном спектральном интервале $P = I \cdot S$ (где S площадь апертуры усилителя), из (5.32) нетрудно получить

$$\frac{dP}{dz} = (n_2 - n_1)\frac{h\nu B_{21}P}{c\pi\Delta\nu_l} + n_2\frac{(h\nu)^2\Omega(z)B_{21}S}{\lambda^2 c\pi\Delta\nu_l} \tag{5.33}$$

Для длинного усилителя с хорошим усилением можно приближенно считать, что угол $\Omega(z)$ - это угол, под которым виден входной зрачок усилителя при наблюдении от выходного конца. Тогда

$$\Omega(z) \approx \Omega = \frac{S}{4\pi l^2}$$

и интегрирование (5.33) при $P_{in} = P(0) = 0$ дает

$$P_{out} = P(z = l) = 2h\nu\frac{n_2}{n_2 - n_1}\frac{S}{\lambda^2}\frac{S}{4\pi l^2}\left[\exp\left((n_2 - n_1)\frac{h\nu B_{21}}{c\pi\Delta\nu_l}\right) - 1\right] \tag{5.34}$$

Выражение под экспонентой есть не что иное, как $\alpha_0 l$, поэтому

$$P_{out} = 2h\nu\frac{n_2}{n_2 - n_1}\frac{S}{\lambda^2}\frac{S}{4\pi l^2}(G_0 - 1), \tag{5.35}$$

где $G_0 = G(\nu_0) = \exp(\alpha_0)\, l$ - коэффициент усиления в центре линии. Пересчет ко входу, т. е. определение эффективной шумовой мощности в единичном спектральном интервале на входе усилителя, дает

$$P_{out}^{eff} = 2h\nu\frac{n_2}{n_2 - n_1}\frac{S}{\lambda^2}\frac{S}{4\pi l^2}\frac{(G_0 - 1)}{G_0} \tag{5.36}$$

Коэффициент 2 обусловлен двумя поляризациями. Тогда в случае одномодового волноводного распространения ($\frac{n_2}{n_2 - n_1}\frac{S}{\lambda^2}\frac{S}{4\pi l^2} \approx 1$), одной поляризации и высоком коэффициенте усиления ($G_0 \gg 1$) получаем

$$P_{out}^{eff} = h\nu \tag{5.37}$$

Итак, минимальная эффективная мощность входных шумов квантового усилителя в единичном спектральном интервале составляет $h\nu$, т.е. любой когерентный усилитель в силу соотношения неопределенностей обладает принципиально неустранимыми входными шумами с мощностью в единичном спектральном интервале $h\nu$.

Рассмотрим энергетические характеристики лазеров-усилителей. При анализе вопроса о выходной мощности лазеров-усилителей необходимо принимать во внимание эффект насыщения. Для этого можно воспользоваться формулой (5.21) для разности населенностей. Тогда, вводя коэффициент нерезонансных потерь β и считая уровни невырожденными, уравнение (5.33) записывается в виде

$$\frac{dI}{dt} = -\beta I + \frac{\alpha_0 I}{1 + \frac{I}{I_s}} \tag{5.38}$$

При малых интенсивностях ($I \ll I_s$) вторым членом можно пренебречь и мы получаем известный закон Бугера-Ламберта - экспоненциальный рост интенсивности. В обратном случае больших интенсивностей ($I \gg I_s$) можно пренебречь единицей в знаменателе и тогда уравнение (5.38) сводится к виду:

$$\frac{dI}{dt} = -\beta I + \alpha_0 I_s \tag{5.39}$$

Уравнение (5.39) описывает режим насыщения, и, когда интенсивность достигает максимума

$$I_{max} = \frac{\alpha_0}{\beta} I_s, \tag{5.40}$$

дальнейшее усиление прекращается. Отсюда следует, что в лазере-усилителе бегущей волны интенсивность выходного излучения определяется в конечном счете интенсивностью насыщения, коэффициентом линейного усиления и коэффициентом потерь. Стационарное значение интенсивности излучения, распространяющегося по усилителю, устанавливается тогда, когда все, что может излучить единичный отрезок длины

активного вещества в режиме полного насыщения, поглощается за счет нерезонансных потерь на том же отрезке. Этот баланс поглощенной и излученной энергии приводит к исчезновению дальнейшего усиления по мере распространения излучения вдоль усилителя.

В случае, когда интенсивность еще не достигла I_{max}, необходимо решать уравнение (5.38) для нахождения интенсивности выходного сигнала. Для этого введем безразмерную интенсивность $J = I/I_s$ и, производя несложные преобразования, получим

$$dz = \frac{1+J}{J}\frac{dJ}{\alpha_0 - \beta - \beta J} \tag{5.41}$$

Данное уравнение легко интегрируется, и при длине усилителя l получаем

$$(\alpha_0 - \beta)l = \ln\frac{J_2}{J_1} - \frac{\alpha_0}{\beta}\frac{\alpha_0 - \beta(1+J_2)}{\alpha_0 - \beta(1+J_1)}, \tag{5.42}$$

где J_1 - входная относительная интенсивность, а J_2 - выходная. В рассмотренных выше частных случаях малой и большой интенсивности мы получаем тот же результат. Интересно отметить, что при малых нерезонансных потерях ($\beta \to 0$) и достаточно большой входной амплитуде ($J_1 \gg 1$) решение (5.42) можно записать в виде

$$J_2 = J_1 + \alpha_0 l\frac{J_1}{1+J_1} \approx J_1 + \alpha_0 l, \tag{5.43}$$

т.е. при увеличении интенсивности экспоненциальный рост интенсивности сменяется линейным, а при дальнейшем увеличении интенсивности наступает насыщение.

Глава 6

Условия генерации

В лазерной технике используются как лазерные усилители, так и лазеры, т.е генераторы когерентного оптического излучения. Однако следует подчеркнуть, что необходимым условием создания лазерного усилителя является наличие лазерного генератора. Лазерные генераторы должны быть источниками излучения, зарождающегося непосредственно в генераторе и выходящего из него во внешнее пространство. Лазер является автоколебательной системой, в котором генерация электромагнитных колебаний осуществляется в процессе когерентного усиления колебании при соответствующей обратной связи. Необходимая для генерации обратная связь осуществляется, когда активная среда помещается в объемный резонатор, в котором может быть возбуждена система стоячих электромагнитных волн. В какой-то точке резонатора при неизбежном спонтанном переходе с верхнего уровня на нижний самопроизвольно возникает излучение. Если резонатор настроен в резонанс с частотой этого перехода и если излучаемый квант попадает в одну из стоячих воли, то излучение в стоячей волне накапливается и воздействует на активное вещество, вызывая индуцированное излучение. Если мощность индуцированного излучения превышает мощность потерь (включая полезное излучение во внешнее пространство), то в резонаторе возникают незатухающие колебания. В силу свойств индуцированного излучения эти колебания будут монохроматичны - все частицы активного вещества работают синхронно.

В этом случае излучение многократно проходит через одну и ту же активную среду, помещенную в резонатор. В простейшем виде открытый резонатор состоит из двух параллельных плоских зеркал, находящихся на некотором расстоянии друг от друга. Длина резонатора и диаметр зеркал много больше длины волны ($l, d \gg \lambda$), возбуждаемой в резонаторе. Можно считать, что между зеркалами возбуждается плоская

стоячая волна, если между ними укладывается целое число полуволн. Если размеры зеркал достаточно велики, то дифракционными потерями энергии можно пренебречь. Если, кроме того, пространство между зеркалами заполнено средой без потерь энергии, то добротность резонатора определяется потерями энергии при отражении, т. е. при идеальных зеркалах потерями энергии на излучение во внешнее пространство через зеркала. По существу, открытый дисковый резонатор является хорошо известным в оптике интерферометром Фабри-Перо [5]. Добротность интерферометра, рассматриваемого как резонатор, равна разрешающей силе интерферометра, определяемой как отношение длины волны к ширине интерференционного лепестка $\delta\lambda$ на уровне интенсивности, равной половине максимальной:

$$Q = \frac{\lambda}{\delta\lambda} = \frac{2\pi}{\lambda}\frac{\sqrt{R\exp(-\alpha l)}}{1 - R\exp(-\alpha l)}, \tag{6.1}$$

где $\exp(-\alpha l)$ характеризует потери энергии при однократном прохождении резонатора. Если считать, что α обусловлено только резонансными процессами, то при достижении инверсии коэффициент потерь $\exp(-\alpha l)$ превращается в коэффициент усиления по мощности в активном веществе за один проход $K = \exp(\alpha_0 l)$. В результате резонатор регенерируется, т.е. его добротность возрастает, а полоса пропускания сужается:

$$Q = \frac{2\pi}{\lambda}\frac{\sqrt{RK}}{1 - RK} \tag{6.2}$$

Очевидно, что формула (6.2) справедлива, пока RK<1.

Для того чтобы лучше понять, что происходит при регенерации, рассмотрим проходной оптический усилитель с резонатором Фабри-Перо, представляющий собой усилитель бегущей волны, помещенный в резонатор Фабри-Перо. Пусть входной сигнал падает на левое полупрозрачное зеркало резонатора. Пространство между зеркалами заполнено активной средой. Рассмотрим усиленный сигнал, выходящий из резонатора через правое полупрозрачное зеркало, идентичное левому. Коэффициент усиления в этой ситуации можно вычислить, производя сложение амплитуд лучей, вышедших из интерферометра после многократных отражений. При единичной амплитуде входного сигнала поле на выходе

определяется суммой

$$E = (1-R)\sqrt{K}\exp\left(-i\omega(t-\frac{l}{c})\right)\times \\ \times\left\{1+KR\exp\left(-2i\frac{\omega l}{c}\right)+K^2R^2\exp\left(-4i\frac{\omega l}{c}\right)+...\right\} \tag{6.3}$$

Суммируя в предположении $RK<1$ полученную геометрическую прогрессию, находим комплексный коэффициент усиления напряженности поля

$$A=(1-R)\sqrt{K}\frac{\exp(-i\omega l/c)}{1-RK\exp(-2i\omega l/c)} \tag{6.4}$$

Следовательно, коэффициент усиления по мощности

$$G=|A|^2=\frac{(1-R)^2K}{1-RK\cos(4\pi l/\lambda)+R^2K^2} \tag{6.5}$$

В резонансе, т.е. при

$$\cos(4\pi l/\lambda)=1, \tag{6.6}$$

получаем

$$G_0=\frac{(1-R)^2K}{(1-RK)^2} \tag{6.7}$$

При $R=0$ осуществляется режим бегущей волны и $G_0=K$. При $R=1$ входное излучение не проходит в усилитель и $G_0=0$. При $K=1$ нет ни усиления, ни потерь, и G приобретает смысл коэффициента передачи эталона Фабри-Перо, в резонансе равного единице. При $K\to 1/R$ коэффициент усиления $G_0\to\infty$. Это означает, что возникает генерация.

Проведенное рассмотрение показывает, как положительная обратная связь приводит к возникновению генерации. Условие

$$RK=1 \tag{6.8}$$

является, по существу, энергетическим условием самовозбуждения: потери энергии за один проход должны быть скомпенсированы усилением за этот же проход.

Рассмотренный регенерационный усилитель, имеющий одинаковые частично прозрачные зеркала на входе и выходе, при выполнении условия самовозбуждения (6.8) становится генератором, одинаково связанным с внешним пространством с двух противоположных концов. Это не всегда удобно, поэтому лазер-генератор обычно имеет только одно

выходное полупрозрачное зеркало, а второе зеркало является глухим, т. е. не пропускающим наружу излучение. В этом случае при наличии инверсии населенностей регенерируется не проходной, а отражательный усилитель, т. е. устройство, коэффициент отражения от которого превышает единицу. Суммируя амплитуды полей на выходе аналогично тому, как это делалось для проходного усилителя, получим выражение

$$G = \frac{R - 2K\sqrt{R}\cos(4\pi l/\lambda) + K^2}{1 - K\sqrt{R}\cos(4\pi l/\lambda) + RK^2}, \tag{6.9}$$

которое в резонансе дает

$$G = \left(\frac{K - \sqrt{R}}{1 - K\sqrt{R}}\right)^2 \tag{6.10}$$

При $R = 1$ усиления нет, при $R = 0$ $G_0 = K^2$, т. е. осуществляется усиление бегущей волны, дважды проходящей через активное вещество. Генерация наступает при выполнении условия самовозбуждения

$$RK^2 = 1 \tag{6.11}$$

Можно придумать много различных схем сочетания системы зеркал с активным веществом и для каждой из них получить условие самовозбуждения. Общим для каждой из схем будет требование того, чтобы усиление в активном веществе за один эффективный проход излучения через систему зеркал резонатора и активное вещество превышало все потери энергии в резонаторе за тот же один проход. При этом в общий баланс должны быть включены как потери энергии на полезное излучение наружу, так и паразитные потери энергии на рассеяние света, его поглощение и т. п.

Условие резонанса (6.6) эквивалентно хорошо известному условию возникновения стоячей волны (целое число полуволн)

$$\frac{l}{\lambda} = \frac{m}{2}, \quad m = 1, 2, 3, ... \tag{6.12}$$

Значение m для открытых резонаторов составляет $10^5 - 10^6$. Это приводит к высокой плотности резонансов, так как расстояние между соседними резонансами составляет

$$\delta\lambda = \frac{\lambda}{2m} \tag{6.13}$$

Может случиться, а именно так обстоит дело в большинстве случаев, что ширина резонансной линии перехода больше расстояния между резонансами:

$$\frac{\Delta\nu_l}{\nu_0} > \frac{\delta\lambda}{\lambda} \tag{6.14}$$

Тогда лазер может генерировать несколько резонаторных мод одновременно.

Условие самовозбуждения $RK = 1$ (или эквивалентные этому условию) дает баланс амплитуд. Однако для возникновения автоколебательного режима необходим также баланс фаз. Резонансные условия типа (6.6) выполняются для излучения той частоты, для которой все фазовые набеги взаимно компенсируются. Следовательно, условие баланса фаз дает значение частоты генерации. Рассмотрим этот вопрос более подробно.

Дисперсионные свойства активной среды определяют фазовый набег в рабочем веществе. Как хорошо известно, для резонансно поглощающих (усиливающих) сред аномальное поглощение сопровождается аномальной дисперсией. Частотно зависимый фазовый набег обусловлен частотной зависимостью восприимчивости среды. Показатель преломления

$$n = \sqrt{\varepsilon} = \sqrt{1 + 4\pi\chi}, \tag{6.15}$$

где диэлектрическая восприимчивость χ записывается в виде

$$\chi = \chi' - i\chi'' \tag{6.16}$$

При малых χ' и χ''

$$n = 1 + 2\pi\chi' - i2\pi\chi'' \tag{6.17}$$

Это приближение эквивалентно приближению малых потерь (усиления) излучения на расстоянии в одну длину волны.

Записывая плоскую волну частоты ω (длина волны λ), распространяющуюся в направлении z, в виде

$$\begin{aligned} E &= E_0 \exp(i(\omega t - 2\pi n z/\lambda)) = \\ &= E_0 \exp(-4\pi^2\chi'' z/\lambda) \exp(i(\omega t - 2\pi(1 + 2\pi\chi')/\lambda)), \end{aligned} \tag{6.18}$$

получаем, что мнимая часть диэлектрической восприимчивости обусловливает потери (усиление) излучения в веществе, а ее действительная часть - фазовый набег:

$$\alpha = \frac{8\pi^2\chi''}{\lambda} \tag{6.19}$$

$$\varphi_l = -\frac{4\pi^2\chi' z}{\lambda} \tag{6.20}$$

Для определения χ существуют хорошо развитые квантовомеханические методы. Однако для качественного анализа достаточно воспользоваться классической аналогией, уподобляя двухуровневую квантовую систему с конечным временем жизни верхнего уровня классическому осциллятору с трением [3]. Уравнение

$$\ddot{x} + \gamma\dot{x} + \omega_l^2 x = A\exp(i\omega t) \tag{6.21}$$

имеет, как известно, решение, описывающее вынужденные колебания осциллятора:

$$x = \frac{A\exp(i\omega t)}{\omega_l^2 - \omega^2 + i\gamma\omega} \tag{6.22}$$

Из определения диэлектрической восприимчивости как коэффициента пропорциональности между дипольным моментом единицы объема и напряженностью поля следует пропорциональность χ вызванному полем смещению x. Тогда, записывая

$$\omega_l^2 - \omega^2 = (\omega_l + \omega)(\omega_l - \omega) \approx 2\omega_l\delta\omega_l, \tag{6.23}$$

где $\delta\omega_l = \omega_l - \omega$ отстройка частоты излучения от центральной частоты линии резонансного перехода ω_l, и приводя χ к виду (6.16), получаем

$$\chi' = \frac{2\delta\omega_l}{\Delta\omega_l^2 + 4\delta\omega_l^2}B, \tag{6.24}$$

$$\chi'' = \frac{\Delta\omega_l}{\Delta\omega_l^2 + 4\delta\omega_l^2}B, \tag{6.25}$$

где B - константа, а $\Delta\omega_l = \gamma$. Индивидуальные особенности активной среды удобно учесть, охарактеризовав среду величиной α с помощью соотношений (6.19). Это позволяет исключить константу B и представить фазовый набег в веществе в виде

$$\varphi_l = -\frac{\delta\omega_l}{\Delta\omega_l} lnG, \tag{6.26}$$

где $G = \exp(\alpha z)$. Итак, фазовый набег в веществе возникает при отстройке частоты излучения от центра линии.

Вещество помещено в резонатор, и на дисперсионной кривой резонатора также происходит фазовый сдвиг. Прохождение излучения через резонатор описывается частотной функцией передачи резонатора. В рамках одной колебательной моды сдвиг фазы между входным и выходным сигналами может быть представлен в виде

$$tg(\varphi_r) = Q\frac{\omega_r^2 - \omega^2}{\omega^2}, \tag{6.27}$$

где Q - добротность резонатора, а ω_r - его собственная частота. Вводя по определению $\delta\omega_r = \omega_r - \omega$ отстройку частоты излучения ω от ω_r и считая ее малой, получаем

$$\varphi_r = arctg\left(2Q\frac{\delta\omega_r}{\omega_r}\right) \approx 2Q\frac{\delta\omega_r}{\omega_r} \approx 2\frac{\delta\omega_r}{\Delta\omega_r}, \tag{6.28}$$

где $\Delta\omega_r$ - ширина полосы пропускания резонатора (в одной моде). Тогда, приравнивая фазовые сдвиги среды (6.26) и резонатора (6.28), получаем условие баланса фаз

$$\frac{\omega_r - \omega}{\Delta\omega_r} = \frac{\omega - \omega_l}{\Delta\omega_l}\ln K, \tag{6.29}$$

задающее частоту генерации лазера:

$$\omega = \frac{\omega_r\Delta\omega_l/\ln K + \omega_l\Delta\omega_r}{\Delta\omega_l/\ln K + \Delta\omega_r} \tag{6.30}$$

Здесь $\ln K = \frac{1}{2}\ln G$. Из (6.30) следует, что частота генерации отличается как от частоты резонатора, так и от частоты линии, если эти частоты не совпадают ($\omega_r \neq \omega_l$). Только в пределе очень узкой линии или очень высокого усиления ($\Delta\omega_l/\ln K \to 0$) $\omega \to \omega_l$. В пределе очень широкой линии ($\Delta\omega_l \gg \Delta\omega_r \ln K$) частота генерации определяется частотой резонатора. Эти соображения имеют прямое отношение к проблеме квантовых стандартов частоты на основе молекулярных генераторов, с одной стороны, и лазеров с перестраиваемой частотой излучения, с другой.

Важно отметить, что в случае широкой линии частота генерации определяется настройкой резонатора. Если линия неоднородно уширена и перекрывает несколько мод резонатора (см. формулу (6.14)), то генерация возникает на нескольких частотах, соответствующих этим модам.

Оценим теперь выходную мощность лазерных генераторов. Как и в случае усилителей, определяющую роль здесь играют эффект насыщения и наличие потерь излучения. Будем рассматривать лазер с одним полностью отражающим (глухим) зеркалом и другим зеркалом, обладающим прозрачностью $T = 1 - R$ (частично прозрачное выходное зеркало). В резонаторе лазера усиливаемое излучение распространяется в активной среде между зеркалами в виде последовательности нарастающих бегущих волн, предполагаемых плоскими. Напишем уравнения

переноса для волн, бегущих слева направо и справа налево:

$$\begin{aligned} \frac{dJ^+}{dt} &= -\beta J^+ + \frac{\alpha_0 J^+}{1 + J^+ + J^-} \\ \frac{dJ^-}{dt} &= \beta J^- - \frac{\alpha_0 J^-}{1 + J^+ + J^-} \end{aligned} \tag{6.31}$$

Здесь интенсивность измеряется в единицах интенсивности насыщения ($J = I/I_s$), а индексы $\pm$ отмечают волны, распространяющиеся в противоположных направлениях. Кроме того, принято, что в каждом произвольном сечении z эффект насыщения определяется суммарной усредненной интенсивностью потоков энергии слева направо и справа налево, т. е. влияние модовой структуры поля излучения в резонаторе на эффект насыщения не учитывается.

Для значений J на границе $z = 0$ введем обозначения $J^+(0) = J_1$, $J^-(0) = J_2$. Считаем, кроме того, что $R(0) = R$ и $R(l) = 1$. Тогда условие стационарности генерации приводит к граничным условиям

$$J_1 = RJ_2, \quad J_-(l) = J_+(l) = J_0 \tag{6.32}$$

Выходная интенсивность

$$J_{out} = J_2 - J_1 = (1 - R)J_2 = \frac{1 - R}{R} J_1 \tag{6.33}$$

Поделим уравнения (6.31) друг на друга:

$$\frac{dJ^+}{dJ^-} = -\frac{J^+}{J^-}, \tag{6.34}$$

что дает интеграл решения:

$$J^+ J^- = const \tag{6.35}$$

Поскольку при $z = l$, $J^+ = J^- = J_0$, то $const = J_0^2$, где J_0 - интенсивность, падающая на правое (глухое) зеркало. Эта интенсивность простым соотношением связана с выходной интенсивностью:

$$J_0 = \frac{\sqrt{R}}{1 - R} J_{out} \tag{6.36}$$

Далее, подставляя в (6.31) $J^- = J_0^2/J^+$, получаем уравнение вида

$$\frac{dJ^+}{dt} = -\left(\beta - \frac{\alpha_0 J^+}{J^+ + (J^+)^2 + J_0^2}\right) J^+, \tag{6.37}$$

которое интегрируется в элементарных функциях. В частном случае сильного насыщения и большого превышения усиления над потерями ($\alpha_0/\beta \gg 1, J \gg 1$)

$$J_{out} = \frac{\alpha_0}{\beta}(1-R)\frac{1+\exp(-\beta l)}{1-R\exp(-\beta l)} \tag{6.38}$$

При $l \to \infty$, отсюда получаем

$$I_{out} \to (1-R)\frac{\alpha_0}{\beta} I_s \tag{6.39}$$

Поскольку длина генератора предполагается бесконечной, это выражение не имеет оптимума по R. Предельная возможная интенсивность составляет

$$I_{out}^{max} = \frac{\alpha_0}{\beta} I_s, \tag{6.40}$$

что совпадает, как и следовало ожидать, со случаем усилителя.

В противоположном частном случае генератора относительно малой длины ($\beta l \ll 1$) можно считать, что интенсивности волн J^+ и J^- нарастают по z линейно. Тогда $J^+ + J^- = const = J_0$, и уравнения (6.31) легко интегрируются. В результате выходная интенсивность генератора достигает максимального значения

$$I_{out}^{max} = \alpha_0 l \left(1 - \sqrt{\frac{\beta}{\alpha_0}}\right)^2 I_s \tag{6.41}$$

при оптимальной прозрачности выходного зеркала

$$T_{opt} = 1 - R_{opt} = 2\alpha_0 l \left(\sqrt{\frac{\beta}{\alpha_0}} - \frac{\beta}{\alpha_0}\right) \tag{6.42}$$

Величина оптимальной связи сильнее зависит от коэффициента потерь β, чем максимальная выходная мощность, соответствующая этой связи. При $\alpha_0 = 10^{-3}$ см$^{-1}$, $\beta = 10^{-4}$ см$^{-1}$ и $l = 100$ см величина $T_{opt} = 0{,}042$ и $I_{out}^{max} = 0,07 I_s$. Из этого примера видно, сколь высокие требования предъявляются к лазерным зеркалам при небольших коэффициентах усиления, характерных, как правило, для газовых лазеров. При такой слабой связи из резонатора лазера выходит только малая доля сконцентрированной в нем интенсивности излучения.

Глава 7

Моды свободного пространства

В оптике часто рассматривают изменение электрического и магнитного полей независимо друг от друга, и тогда векторный характер поля не является существенным, а электромагнитное поле можно рассматривать и описывать как скалярное (подобно звуковому полю). Скалярная теория значительно проще векторной и вместе с тем дает возможность достаточно глубоко анализировать распространение и формирование световых пучков в оптической системе, в частности в резонаторе.

Скалярное волновое уравнение имеет вид:

$$\nabla^2 E = \frac{1}{v^2}\frac{\partial^2 E}{\partial t^2} \tag{7.1}$$

где E - компонента напряженности электрического поля, а $v = c/n$ - скорость волны в среде с показателем преломления n. Учитывая, что лазерное излучение характеризуется узкой спектральной шириной, можно ограничиться монохроматическим приближением

$$E(\overrightarrow{r}, t) = U(\overrightarrow{r})e^{i\omega t}, \tag{7.2}$$

тогда уравнение (7.1) принимает вид уравнения Гельмгольца для комплексной амплитуды U:

$$(\nabla^2 + k^2)U = 0. \tag{7.3}$$

где k - волновое число.

Волновой лазерный пучок в силу своей высокой направленности имеет много общего с плоской волной. Отличие же его от плоской волны состоит в том, что распределение интенсивности в нем неоднородно (мощность пучка, в основном, сконцентрирована вблизи оси), а фазовый фронт несколько отличается от плоского. Поэтому решение волнового уравнения, описывающее распространение такого пучка вдоль оси

z, будем искать в виде

$$U(x, y, z) = u(x, y, z)e^{-ikz}, \tag{7.4}$$

где $u(x, y, z)$ - медленно меняющаяся комплексная функция, которая и определяет свойства лазерного пучка, отличающие его от плоской волны. Быстрые осцилляции по z обусловлены присутствием в (7.4) экспоненциального множителя. Применяя оператор Δ к функции U, получим уравнение для функции u в виде:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} - 2ik\frac{\partial u}{\partial z} = 0 \tag{7.5}$$

Поскольку u является медленно меняющейся функцией z, то можно пренебречь второй производной по z в уравнении (7.5) и свести его к виду:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} - 2ik\frac{\partial u}{\partial z} = 0 \tag{7.6}$$

Уравнение (7.6) относится к уравнениям параболического типа, а само приближение, в рамках которого оно было получено, называется параболическим приближением. Нетрудно показать, что уравнению (7.6) будет удовлетворять так называемый гауссов пучок, амплитуда которого меняется по поперечной координате по гауссовому закону:

$$u = a\exp\left[i\left(p + \frac{k}{2q}r^2\right)\right], \tag{7.7}$$

где $r^2 = x^2 + y^2$. Параметр p - комплексный фазовый сдвиг при распространении света вдоль оси z, а q - комплексный параметр пучка, определяющий гауссово распределение поля по координате r, где r - расстояние от оси. Кроме того, q определяет кривизну волнового фронта, который вблизи оси является сферическим. Подставив выражение (7.7) в (7.6), получим

$$2k\left(\frac{dp}{dz} + \frac{i}{q}\right) + \frac{kr^2}{q}(1 - \frac{dq}{dz}) = 0 \tag{7.8}$$

Уравнение (7.8) эквивалентно двум уравнениям

$$\frac{dq}{dz} = 1 \tag{7.9}$$

$$\frac{dp}{dz} = -\frac{i}{q} \tag{7.10}$$

Интегрируя (7.9), получаем

$$q_2 = q_1 + z \tag{7.11}$$

Это уравнение устанавливает весьма простое соотношение между параметром пучка в разных сечениях, отстоящих друг от друга на расстоянии z.

Когерентный световой пучок с гауссовым распределением поля имеет фундаментальное значение в теории волновых пучков и резонаторов. Этот пучок называют основной модой в отличие от других мод более высокого порядка, которые будут рассматриваться ниже. Вследствие особой важности рассмотрим свойства гауссова пучка с длиной волны λ более подробно. Для этого выразим комплексный параметр q через два действительных параметра пучка R и w:

$$\frac{1}{q} = \frac{1}{R} + i\frac{\lambda}{\pi w^2} \tag{7.12}$$

Физический смысл этих параметров становится ясным при подстановке соотношения (7.12) в определение гауссового пучка (7.7). Видно, что R есть радиус кривизны волнового фронта, а w характеризует изменение поля E в поперечной плоскости. Распределение поля в этой плоскости (рис.7.1) подчиняется закону Гаусса, и w равно расстоянию, на котором амплитуда поля убывает в e раз по сравнению с полем на оси.

Важно отметить, что гауссов характер распределение поля будет иметь в любой плоскости, будет меняться лишь ширина этого распределения. Параметр w принято называть радиусом пучка, а $2w$ - диаметром пучка. В некоторой плоскости, называемой перетяжкой пучка, гауссов пучок стягивается к минимальному диаметру $2w_0$. В этой плоскости, от которой целесообразно отсчитывать расстояние z, фазовый фронт является плоским и комплексный параметр пучка q становится чисто мнимым:

$$q_0 = \frac{\pi w_0^2}{i\lambda} \tag{7.13}$$

На расстоянии z от перетяжки

$$q = q_0 + z = \frac{\pi w_0^2}{i\lambda} + z \tag{7.14}$$

Из сопоставления соотношений (7.12) и (7.14) легко получить следующие

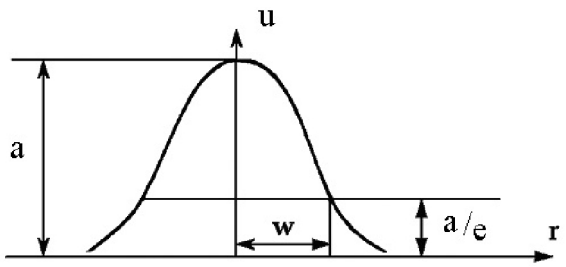


Рис. 7.1: Поперечное распределение амплитуды поля гауссового пучка

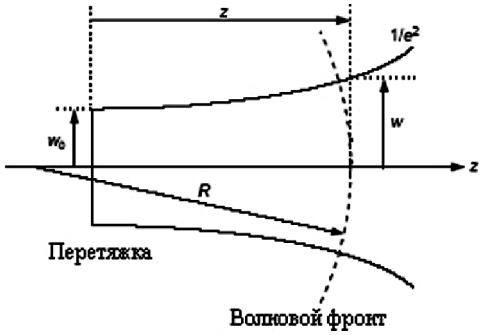


Рис. 7.2: Продольная структура гауссового пучка

важные в практическом отношении выражения:

$$w^2(z) = w_0^2 \left[1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi w_0^2}\right)^2\right], \tag{7.15}$$

$$R(z) = z \left[1 + \left(\frac{\pi w_0^2}{\lambda z}\right)^2\right] \tag{7.16}$$

Изменение радиуса, задаваемое выражением (7.16), представлено на рис.7.2.

Образующая пучка $w(z)$ представляет собой гиперболу, асимптота которой наклонена к оси под углом

$$\theta = \frac{\lambda}{\pi w_0}, \tag{7.17}$$

который равен углу дифракции основной моды в дальней зоне.

Для расчета комплексного фазового сдвига на расстоянии z от перетяжки пучка воспользуемся соотношениями (7.10) и (7.13), в результате получим

$$\frac{dp}{dz} = -\frac{i}{q} = -\frac{i}{z + i\pi w^2/\lambda} \tag{7.18}$$

Интегрирование уравнения (7.18) дает

$$ip(z) = ln\left(1 - i\frac{\lambda z}{\pi w^2}\right) = \ln\sqrt{1 + (\lambda z/\pi w^2)^2} - i \cdot arctg\left(\lambda z/\pi w^2\right) \tag{7.19}$$

Действительная часть p представляет собой разность фаз Ф между гауссовым пучком и идеальной плоской волной, а мнимая - амплитудный фактор w_0/w, который характеризует уменьшение интенсивности на оси из-за расширения пучка. С учетом полученных соотношений ком-

плексная амплитуда U (7.4) принимает вид

$$U(r,z) = \frac{w_0}{w} \exp\left\{ i(rz - \Phi) - r^2 \left(\frac{1}{w^2} - \frac{ik}{2R} \right) \right\}, \tag{7.20}$$

где

$$\Phi = arctg\left(\lambda z / \pi w^2\right) \tag{7.21}$$

Из формулы (7.21) видно, что Φ растет с увеличением z и уменьшением минимального радиуса пучка w_0. Максимальное значение Φ равно $\pi/2$. Наличие в показателе экспоненты выражения (7.20) члена $ikr^2/2R$ обусловлено отставанием по фазе световых колебаний на периферии гауссова пучка из-за кривизны волнового фронта.

Существуют, однако, и другие решения уравнения (7.6), которым соответствуют пучки с сохраняющейся формой распределения амплитуды поля по поперечному сечению - высшие моды свободного пространства. Все решения (7.6) образуют полную ортогональную систему функций, поэтому любое произвольное распределение монохроматического поля может быть разложено по модам свободного пространства.

В прямоугольной системе координат x, y, z решение уравнения (7.6) может быть записано в виде

$$u = g\left(\frac{x}{w}\right) h\left(\frac{y}{w}\right) \exp\left\{ i\left[p + \frac{k}{2q}(x^2 + y^2) \right] \right\} \tag{7.22}$$

Для действительных g и h это решение описывает моды, поперечное распределение поля которых связано с радиусом гауссова пучка $w(z)$. Подставляя (7.22) в (7.6), можно убедиться, что функция g и h удовлетворяют тому же самому дифференциальному уравнению, что и полиномы Эрмита $H_n(\xi)$:

$$\frac{d^2 H_n}{d\xi^2} - 2x\frac{dH_n}{d\xi} + 2nH_n = 0, \tag{7.23}$$

где n - целое число, а $\xi = \sqrt{2}x/w$ для функции g и $\xi = \sqrt{2}y/w$ для функции h.

Таким образом,

$$g \cdot h = H_n\left(\frac{\sqrt{2}x}{w}\right) H_m\left(\frac{\sqrt{2}y}{w}\right) \tag{7.24}$$

где m и n - целые числа. Физический смысл индексов m и n, называемых поперечными индексами моды, заключается в том, что они показывают, сколько раз поле меняет знак соответственно в направлении x

и y. Важно отметить, что моды всех порядков характеризуются одним и тем же масштабным параметром $w(z)$.

Полиномы Эрмита низших порядков равны

$$\begin{aligned} H_0(\xi) &= 1, \\ H_1(\xi) &= 2\xi, \\ H_2(\xi) &= 4\xi^2 - 2, \\ &\cdot \quad \cdot \quad \cdot \\ H_n(\xi) &= (-1)^n \exp(\xi^2) \frac{d^n}{d\xi^n} \exp(-\xi^2) \end{aligned} \tag{7.25}$$

Распределение поля в модах свободного пространства будет определяться, таким образом, произведением функций Эрмита и Гаусса

$$\begin{aligned} U(x,y,z) = \frac{w_0}{w} H_n\left(\frac{\sqrt{2}x}{w}\right) H_m\left(\frac{\sqrt{2}y}{w}\right) \\ \exp\left\{i(rz - \Phi) - (x^2 + x^2)\left(\frac{1}{w^2} - \frac{ik}{2R}\right)\right\} \end{aligned} \tag{7.26}$$

В частном случае $m = 0, n = 0$ мы имеем гауссов пучок - основную моду свободного пространства. Параметр $R(z)$ в (7.26) для всех мод одинаков. Это означает, что кривизна волнового фронта одинакова для всех мод и закон его изменения один и тот же. Однако фазовый сдвиг Φ зависит от поперечного индекса. Можно найти, что

$$\Psi_{mn}(z) = (m + n + 1) \arctan\left(\frac{\lambda z}{\pi w_0^2}\right) \tag{7.27}$$

Из выражения (7.27) видно, что фазовая скорость с ростом индекса увеличивается.

Если решать уравнение (7.27) в цилиндрической системе координат r, φ, z, подобное решение записывается в виде

$$U = g\left(\frac{r}{w}\right) \exp\left\{i\left(p + \frac{k}{2q} r^2 + l\varphi\right)\right\} \tag{7.28}$$

После простых преобразований можно получить

$$g = \left(2\frac{r}{w}\right)^l L_p^l\left(2\frac{r^2}{w^2}\right), \tag{7.29}$$

где L_p^l - обобщенный полином Лагерра, а p и l - соответственно угловой и радиальный индексы, показывающие, сколько раз поле меняет знак в радиальном и азимутальном направлениях.

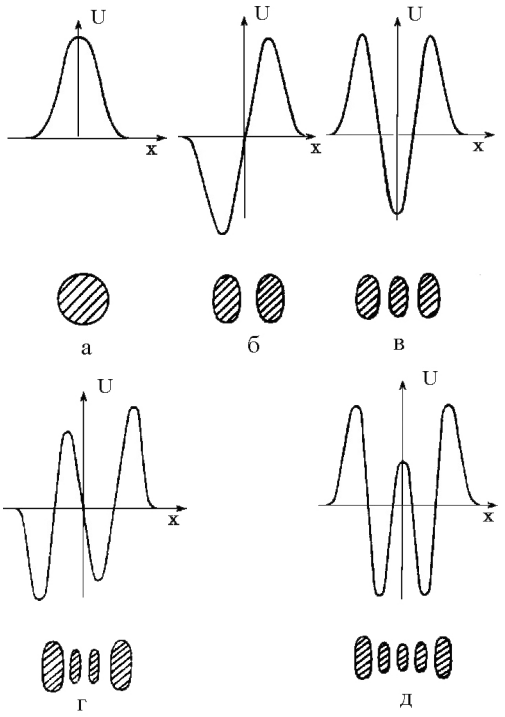


Рис. 7.3: Распределение амплитуды поля низших TEM_{mn}-мод: а - TEM_{00}, б - TEM_{10}, в - TEM_{20}, г - TEM_{30}, д - TEM_{40}

Полиномы Лагерра низших порядков равны:

$$\begin{aligned} L_0^l(\xi) &= 1 \\ L_1^l(\xi) &= 1 + l + \xi \\ L_2^l(\xi) &= \frac{1}{2}(l+1)(l+2) - (l+2)\xi + \frac{1}{2}\xi^2 \end{aligned} \tag{7.30}$$

Итак, в цилиндрической системе координат моды будут описываться функциями Лагерра - Гаусса:

$$\begin{aligned} U(x,y,z) = \frac{w_0}{w}\left(2\frac{r}{w}\right)^l L_p^l\left(2\frac{r^2}{w^2}\right) \\ \exp\left\{i(rz - \Phi_{pl}) - r^2\left(\frac{1}{w^2} - \frac{ik}{2R}\right)\right\}\begin{Bmatrix}\cos\phi l \\ \sin\phi l\end{Bmatrix} \end{aligned} \tag{7.31}$$

Как и для случая прямоугольных координат, параметры w и R одинаковы для всех цилиндрических волн, а разность фаз, как и ранее, зависит от индексов моды и определяется уравнением

$$\Phi_{pl}(r) = (2p + l + 1)arctg\left(\frac{\lambda z}{\pi w_0^2}\right) \tag{7.32}$$

Графические распределения амплитуды поля для некоторых низших мод приведены на рис. 7.3. Для наглядности под каждым графиком приведена картина, наблюдаемая на экране при падении на него светового пучка, соответствующего определенной моде.

Как эрмито-гауссовые, так и лагерро-гауссовые моды, реализуемые на практике, характеризуются, как правило, большим значением радиуса кривизны волнового фронта. Поэтому их с хорошей степенью приближения можно отнести к поперечным электромагнитным волновым пучкам вида TEM. С учетом поперечных индексов эти пучки часто обозначаются как пучки TEM_{mn} или TEM_{pl}.

Следует, однако, помнить, что световые поля, записанные в виде (7.26) и (7.31), являются лишь приближенными решениями волнового уравнения. Степень приближения ухудшается с увеличением чисел $(m+n)$ или $(2p+l)$ и решение перестает быть верным, если величина, содержащая в качестве сомножителя сумму $m+n+1$ (либо $2p+l+1$), становится сравнимой со значением kz. Представление же произвольного поля в виде разложения по модам (7.26) и (7.31) является, следовательно, не строгим, а приближенным решением волнового уравнения. Если члены высокого порядка дают заметный вклад в разложение, то, чтобы ряд в целом был решением волнового уравнения, необходимо вводить дополнительные коэффициенты к членам ряда.

Глава 8

Оптические резонаторы

Полученные в главе 6 условия развития генерации приводят к выводу, что для существования лазеров, наряду с созданием инверсии, должна быть обеспечена обратная положительная связь, которая обеспечивается применением резонатора. Фактически в лазере каждая составляющая согласованно выполняет свою функцию: активная среда запасает энергию и усиливает генерируемое излучение, индуцированное излучение обеспечивает когерентность излучения, а резонатор формирует спектральные и пространственные свойства генерируемого излучения.

В лазерах используются оптические резонаторы, состоящие чаще всего из двух плоскопараллельных или сферических зеркал. Оптические резонаторы обеспечивают необходимую для лазерной генерации положительную обратную связь и позволяют повысить плотность мощности светового поля до уровня, при котором происходит эффективный съем энергии с активной лазерной среды. Геометрия резонатора во многом определяет структуру лазерных пучков. В данном параграфе будут рассмотрены пространственные спектральные характеристики собственных типов колебаний (мод) оптических резонаторов, наиболее часто используемых в лазерной технике.

Рассмотрим симметричный лазерный резонатор со сферическими зеркалами (рис. 8.1). Луч, идущий вблизи оси резонатора, усиливается в активной среде и испытывает периодические отражения от зеркал. При каждом отражении луч частично проходит через зеркало и покидает резонатор. Отраженный луч усиливается и при следующем отражении снова частично выходит из резонатора и так далее. Таким образом, пучок света, выходящий из лазерного резонатора, можно представить в виде совокупности лучей (лучевого пакета), являющихся продолжениями первоначального луча после каждого его отражения от зеркал. Траекторию меридионального луча несложно определить, используя мат-

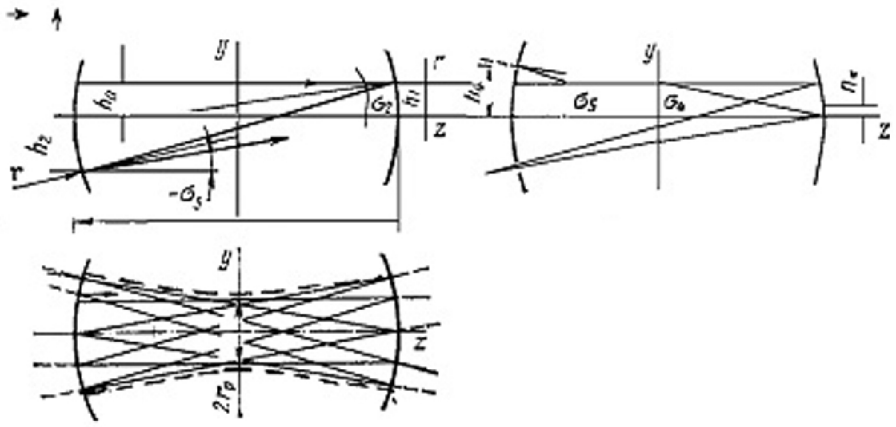


Рис. 8.1: Ход луча в симметричном резонаторе (пунктир - каустика).

ричный метод. Оценивая изменение координат луча путем последовательного применения матриц зеркала и свободного промежутка между зеркалами, можно показать, что поперечная координата h_k луча при k-м отражении, начиная с $k = 0$, определяется соотношением:

$$h_k = h_0 \frac{\cos[(k + 0.5)\varpi]}{\cos(\varpi/2)} - \sigma_0 d \frac{\sin(k\varpi)}{\sin \varpi}, \tag{8.1}$$

где h_0 и σ_0 - поперечные линейная и угловая координаты луча при первом отражении, $\cos \varpi = g$ $(0 < g < 1)$, а g-фактор резонатора определяется через его длину d и радиус кривизны зеркала R посредством соотношения:

$$g = 1 - \frac{d}{R} \tag{8.2}$$

Условие устойчивости симметричного резонатора (т.е. когда луч остается в геометрическом смысле внутри резонатора) определяется неравенством:

$$0 < \left(1 - \frac{d}{R}\right)^2 < 1 \tag{8.3}$$

Если неравенство (8.3) нарушено, то луч после определенного числа отражений обязательно выйдет за границы апертуры зеркал. Такие резонаторы называются неустойчивыми.

В общем случае, когда ϖ не кратно целому числу π, точки, в которых происходит отражение луча на зеркалах резонатора, не повторяются. Луч при этом, несмотря на дискретный характер отражения, стремится полностью зачертить некоторую область внутри резонатора (см. рис.8.1). Граница этой области является огибающей лучевого пакета (каустикой),

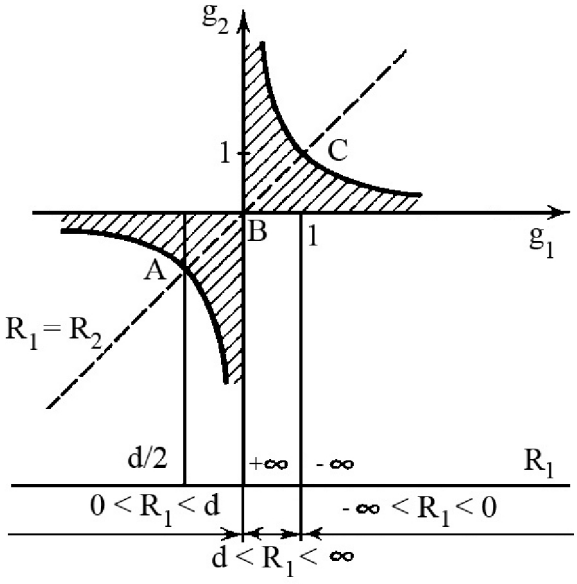


Рис. 8.2: Диаграмма устойчивости

то есть описывает форму лазерного пучка в оптико-геометрической трактовке.

Приведенный лучевой анализ структуры поля в устойчивом симметричном резонаторе может быть распространен и на случай несимметричного резонатора с разными радиусами кривизны зеркал. Опуская получающиеся при этом соотношения, отметим лишь, что условие устойчивости резонатора с радиусами кривизны зеркал R_1 и R_2 имеет вид:

$$0 < g_1 g_2 < 1, \tag{8.4}$$

где g-факторы несимметричного резонатора

$$\begin{aligned} g_1 &= 1 - \frac{d}{R_1} \\ g_2 &= 1 - \frac{d}{R_2} \end{aligned} \tag{8.5}$$

В соответствии с (8.4) границы изменения допустимых значений

$$g_1 g_2 = 1 \tag{8.6}$$

$$g_1 g_2 = 0 \tag{8.7}$$

определяют область устойчивых резонаторов. Уравнения (8.6) и (8.6) дают возможность простого графического представления области устойчивости резонатора в координатах g_1, g_2, как видно из рис. 8.2. Здесь гиперболы (8.6) и оси координат (соответствующие решению уравнения

(8.7)) задают заштрихованную область, в которой удовлетворяется условие устойчивости (8.4). В нижней части показаны диапазоны изменения радиуса кривизны R_1, соответствующие изменению параметра g_1. Отметим специальные точки на этой диаграмме, представляющие особый интерес. Начало координат B $(g_1 = g_2 = 0)$ соответствует конфокальной системе $F_1 = F_2 = d/2$, где $F_j = R_j/2$ - фокус j-го зеркала. Фокус каждого из зеркал конфокального резонатора лежит на поверхности противоположного зеркала. Видно, что конфокальный резонатор лежит на границе между областями устойчивых и неустойчивых траекторий. В связи с этим малейшая неточность его изготовления или юстировки приводит к переходу резонатора в неустойчивую область с соответствующим возрастанием потерь и уменьшением его добротности. Точка A $(g_1 = g_2 = -1)$ соответствует концентрическому резонатору, у которого центры кривизны зеркал совпадают. Точка C $(g_1 = g_2 = 1)$ соответствует предельному случаю бесконечного фокусного расстояния, т.е. плоскопараллельному резонатору Фабри-Перо. Эти резонаторы также лежат на границе устойчивости. В связи с этим в случаях, когда желательно сохранить симметрию резонатора, применяют квазиконфокальный резонатор, расстояние между зеркалами которого мало отличается от конфокального:

$$\frac{d}{R} = 1 \pm \epsilon, \quad \epsilon \ll 1 \tag{8.8}$$

Небольшое значение ϵ существенно не изменяет характер распределения поля в резонаторе по сравнению с конфокальным случаем и в тоже время делает резонатор устойчивым, т.е. снижаются требования к юстировке зеркал резонатора.

Лучевые модели описания внутрирезонаторных полей получили широкое распространение прежде всего в силу их простоты и наглядности. Однако указанные модели не всегда удовлетворяют условиям выполнимости геометрооптического приближения. В частности, некорректность лучевых моделей особенно отчетливо проявляется применительно к устойчивым резонаторам, где лазерный пучок формируется в прикаустической зоне и значительные изменения амплитуды поля происходят на масштабе, меньшем первой зоны Френеля.

Глава 9

Устойчивые резонаторы

В волновой трактовке свойства устойчивых резонаторов во многих случаях целесообразно рассматривать в приближении бесконечной апертуры зеркал. Такое приближение является оправданным, когда поле лазерного излучения концентрируется вблизи оси резонатора и его величина у краев зеркал пренебрежимо мала. Последнее обстоятельство освобождает от рассмотрения эффектов дифракции на внешней апертуре зеркал и позволяет свести моды устойчивых резонаторов к изученным уже в главе 7 модам свободного пространства. В этом разделе было показано, что эрмито-гауссовые или лагерро-гауссовые моды свободного пространства имеют область наибольшего сужения (перетяжку) и расширяются от этой области в обоих направлениях. Типичный гауссов пучок показан на рис. 9.1а. Сплошные линии характеризуют ширину пучка, а пунктирные линии, перпендикулярные оси, показывают фазовые фронты в различных точках вдоль пучка. Такой же пучок может существовать и внутри устойчивого резонатора, если зеркала (1 и 2 на рис. 9.1б) поместить в тех местах, где радиусы кривизны фазового фронта пучка совпадают с радиусами кривизны.

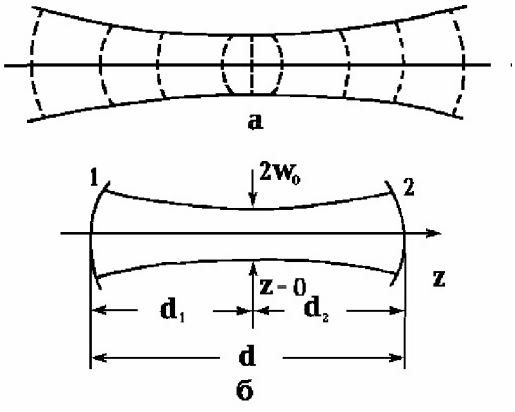


Рис. 9.1: Гауссов пучок в свободном пространстве (а) и внутри резонатора (б)

При каждом отражении от зеркал пучок будет переходить сам в себя, что и обеспечит формирование моды резонатора. Поскольку все принадлежащие к одному семейству моды Эрмита-Гаусса и Лагерра-Гаусса характеризуются одними и теми же значениями радиуса кривизны волнового фронта, можно утверждать, что устойчивому сферическому резонатору можно поставить в соответствие целый набор собственных мод TEM_{mn}, различающихся поперечными индексами m и n. Их структура определяется выражениями (7.26) и (7.31). Входящие в эти выражения минимальный радиус гауссова пучка w_0 и длина волны λ могут быть найдены из условия резонанса, обеспечивающего интерференцию на усиление лучей, отраженных от зеркал резонатора. Условие резонанса будет выполняться, если фазовый сдвиг внутрирезонаторного пучка за двойной проход по резонатору будет равен целому числу, умноженному на 2π. Тем самым при резонансе должно выполняться равенство

$$,2\Delta\Phi = 2\pi q \tag{9.1}$$

где $\Delta\Phi$ - сдвиг фазы при прохождении волны от одного зеркала к другому, q - целое число. На оси резонатора ($z = 0$) согласно (7.27)

$$\Delta\Phi = \Phi(d_2) - \Phi(d_1) = kd - (m+n+1)\left(arctg\frac{\lambda d_2}{\pi w_0^2} + arctg\frac{\lambda d_1}{\pi w_0^2}\right) \tag{9.2}$$

Считается, что зеркала расположены на расстояниях d_1 и d_2 от области сужения пучка и $d = d_1 + d_2$ (см. рис. 9.1б). С учетом (9.2) условие резонанса (9.1) принимает вид

$$2\pi\frac{d}{\lambda} - (m+n+1)\left(arctg\frac{\lambda d_2}{\pi w_0^2} + arctg\frac{\lambda d_1}{\pi w_0^2}\right) = q\pi \tag{9.3}$$

Длина волны λ в приведенных соотношениях является не длиной волны моды гауссова пучка, а длиной волны, которую имела бы соответствующая плоская волна, если бы она распространялась в той же среде и с той же частотой, что и мода гауссова пучка. Длина волны гауссова пучка могла быть определена как расстояние вдоль оси, соответствующее фазовому сдвигу 2π. Ее величина, однако, не является постоянной и зависит, хотя и незначительно, от положения вдоль оси моды Эрмито-Гаусса.

Условие резонанса (9.3) можно выразить непосредственно через параметры резонатора. Выразим сначала расстояния d_1 и d_2, радиусы пучков w_1 и w_2 на зеркалах 1 и 2, минимальный радиус пучка w_0 через радиусы кривизны зеркал R_1 и R_2 и расстояние d между ними. Используя

зависимость (7.16), можно записать

$$\begin{aligned} R_1 &= d_1 + \frac{\pi w_0^4}{\lambda^2 d_1} \\ R_2 &= d_2 + \frac{\pi w_0^4}{\lambda^2 d_2} \end{aligned} \tag{9.4}$$

Освобождаясь от величины w_0 в этих уравнениях, получаем

$$\frac{R_1 - d_1}{R_2 - d_2} = \frac{d_2}{d_1} \tag{9.5}$$

Учитывая равенство

$$, d = d_1 + d_2 \tag{9.6}$$

из (9.5) можно определить неизвестные параметры d_1 и d_2:

$$\begin{aligned} d_1 &= d\frac{R_2 - d}{R_1 + R_2 - 2d} \\ d_2 &= d\frac{R_1 - d}{R_1 + R_2 - 2d} \end{aligned} \tag{9.7}$$

Подстановкой (9.7) в (9.4) находим последний неизвестный параметр - минимальный радиус пучка w_0

$$w_0^4 = \left(\frac{\lambda}{\pi}\right)^2 \frac{d(R_1 - d)(R_2 - d)(R_1 + R_2 - d)}{(R_1 + R_2 - 2d)^2} \tag{9.8}$$

Используя выражения (9.7)) и (9.8), легко найти величину радиусов пучков на зеркалах резонатора

$$\begin{aligned} w_1^4 &= \left(\frac{\lambda R_1}{\pi}\right)^2 \frac{d(R_2 - d)}{(R_1 - d)(R_1 + R_2 - d)} \\ w_2^4 &= \left(\frac{\lambda R_2}{\pi}\right)^2 \frac{d(R_1 - d)}{(R_2 - d)(R_1 + R_2 - d)} \end{aligned} \tag{9.9}$$

Вышеприведенные выражения позволяют условие резонанса (9.3) записать в форме, включающей в явном виде параметры резонатора:

$$2\pi\frac{d}{\lambda} - (m + n + 1)\left(\arctan\alpha + \arctan\beta\right) = q\pi, \tag{9.10}$$

где

$$\begin{aligned} \alpha &= \frac{\lambda d_2}{\pi w_0^2} = \sqrt{\frac{d(R_2 - d)}{(R_1 - d)(R_1 + R_2 - d)}} \\ \beta &= \frac{\lambda d_1}{\pi w_0^2} = \sqrt{\frac{d(R_1 - d)}{(R_2 - d)(R_1 + R_2 - d)}} \end{aligned} \tag{9.11}$$

Воспользуемся известной тригонометрической формулой

$$arctg\alpha + arctg\beta = \arccos\left(\frac{1-\alpha\beta}{\sqrt{1+\alpha^2+\beta^2+\alpha^2\beta^2}}\right), \qquad (9.12)$$

тогда путем алгебраических упрощений выражение (9.10) можно привести к виду

$$\frac{2d}{\lambda} - \frac{m+n+1}{\pi}\arccos\sqrt{g_1 g_2} = q \qquad (9.13)$$

Выражение (9.13) позволяет определить резонансную частоту (собственную частоту резонатора)

$$\nu = \frac{c}{2d}\left(q + \frac{m+n+1}{\pi}\arccos\sqrt{\left(1-\frac{d}{R_1}\right)\left(1-\frac{d}{R_2}\right)}\right) \qquad (9.14)$$

Последнее выражение сочетается с условием устойчивости (8.4), поскольку член под знаком корня может быть только действительной величиной, а модуль корня должен быть меньше единицы. Число q определяет число полуволн, укладывающихся вдоль оси резонатора. Поэтому число q часто называют порядком продольных мод резонатора или продольным индексом. Индексы же m и n называют индексами резонаторных мод, поскольку они определяют число поперечных вариаций поля эрмито-гауссовых мод. При $m = n = 0$ имеет место чисто гауссова мода. Таким образом, чтобы охарактеризовать пространственную структуру собственной моды резонатора, помимо параметров d_1, d_2, w_0, w_1, w_2 нужно обязательно задать один продольный q и два поперечных индекса m и n.

Если зафиксировать поперечные индексы m и n, то из (9.14) легко установить, что частотный интервал между соседними "продольными" модами (продольный индекс которых отличается на единицу) равен $c/2d$.

Если структуру поля в резонаторе описывать с помощью лагерро-гауссовых мод, то резонансные частоты будут определяться выражением

$$\nu = \frac{c}{2d}\left(q + \frac{2p+l+1}{\pi}\arccos\sqrt{\left(1-\frac{d}{R_1}\right)\left(1-\frac{d}{R_2}\right)}\right) \qquad (9.15)$$

Для конфокального резонатора ($d = R_1 = R_2 = b$) параметры собственной моды принимают значения

$$d_1 = d_2 = \frac{b}{2}, \quad w_0^2 = \frac{\lambda b}{2\pi}, \quad w_{1,2}^2 = \frac{\lambda b}{\pi}, \qquad (9.16)$$

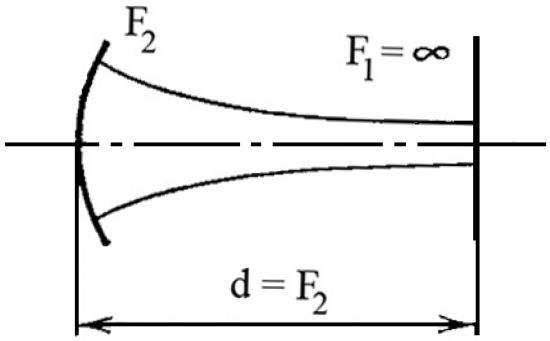


Рис. 9.2: Полуконфокальный резонатор

собственная же частота моды будет определяться выражением

$$\nu = \frac{c}{2b}\left(q + \frac{1}{2}(m+n+1)\right) \tag{9.17}$$

Параметр b называют конфокальным параметром. Самая важная особенность конфокального резонатора состоит в том, что в нем достигается высокая степень вырождения собственных мод: моды, имеющие различный набор индексов m, n, q могут иметь совпадающие частоты. Действительно, из (9.17) видно, что значение собственной частоты резонатора ν не изменится, если сумму поперечных индексов $m+n$ увеличить на целое число $2K(K = 1, 2, 3...)$, а индекс q уменьшить на K.

Наибольшее распространение среди устойчивых резонаторов получил полуконфокальный резонатор (рис.9.2), у которого одно зеркало плоское ($R_1 = 0$), а радиус кривизны второго зеркала выбран так, что его фокус попадает на на плоское зеркало ($2R_2 = F_2 = d$). Резонатор стабилен, т.к. произведение $g_1 g_2 = 1/2$. Плоское зеркало в фокальной плоскости делит конфокальный резонатор пополам, заменяя реальное поле в удаленной части резонатора изображением поля в оставшейся его части. Поэтому в полуконфокальном резонаторе устанавливается половина распределения поля, характерная для конфокального резонатора. Широкое применение полуконфокального резонатора объясняется большим удобством конструирования выходных зеркал лазеров в виде плоских, а не сферических прозрачных зеркал.

Вопрос о конструировании резонатора лазера тесно связан с вопросом о модовом составе лазерного излучения. Рассмотренная в главе 7 расходимость излучения описывает дифракционную расходимость гауссового пучка основной моды TEM_{00}. Очевидно, что наличие поперечных мод высших порядков приводит к резкому увеличению расходимости, т.к. их

максимумы интенсивностей сдвинуты к краю зеркала. Поэтому большое значение имеет вопрос о селекции поперечных мод.

В большинстве случаев требуется выделить основную моду. Эта мода обладает наименьшими потерями. Но в устойчивых резонаторах дифракционные потери так малы, что различие между ними не могут служить для дискриминации мод. Другими словами, условия генерации (см. главу 6) выполняются как для основной моды, так и для мод высшего порядка. Поэтому селекция может быть основана только на различиях в распределении поля мод с различными поперечными индексами m и n. Так как основная мода имеет симметричное относительно оси резонатора гауссово распределение с минимальной шириной этого распределения в поперечной плоскости, то простейшим и наиболее надежным способом селекции является диафрагмирование пучка внутри резонатора. Простую оценку поперечного размера диафрагмы можно сделать, исходя из того, что этот размер должен быть примерно равен поперечному размеру распределения поля моды, следующей за основной, а место расположения диафрагмы должно быть выбрано там, где размеры мод отличаются наиболее сильно. Обычно все же размер отверстия диафрагмы и ее местоположение выбирается экспериментально.

Существенным недостатком обсуждаемого метода выделения основной моды в устойчивом резонаторе является малость поперечных размеров моды. Это облегчает селекцию, но уменьшает выходную мощность, т.к. при этом не весь объем активной среды оказывается охваченным электромагнитным полем. Для увеличения выходной мощности необходимо увеличение объема моды. Кардинальным решением является переход к неустойчивым резонаторам.

Глава 10

Неустойчивые резонаторы

Несмотря на широкую область применений устойчивых резонаторов, они обладают одним очень серьезным недостатком. Он состоит в весьма малых поперечных размерах основной моды, что связано с фокусирующим действием лазерных зеркал. Так, при длине резонатора порядка 1 м и для длины волны, лежащей в видимом диапазоне спектра, радиус пучка основной моды имеет порядок 1 мм. В неустойчивых резонаторах, g-факторы которых меняются в областях $g_1 g_2 > 1$ и $g_1 g_2 > 0$, поле не фокусируется вблизи оси и с хорошим приближением распределение его амплитуды можно считать однородным, а волновой фронт сферическим. Однако в случае неустойчивых резонаторов, возникает другая проблема, которая связана с тем, что лучи стремятся покинуть резонатор, увеличивая потери энергии. Тем не менее этот факт можно использовать даже в качестве преимущества, если эти лучи, уходящие из резонатора, включить в полезное выходное излучение лазера.

Для описания полей в неустойчивых резонаторах в силу более медленного, чем в устойчивых резонаторах, поперечного изменения амплитуды и фазы вполне подходит геометрооптическое приближение. Рассмотрим симметричный двуторцовый неустойчивый резонатор (рис. 10.1).

Как и прежде, будем предполагать, что мода образована суперпозицией двух сферических волн постоянной интенсивности. Центры P_1 и P_2, из которых исходят эти волны, не совпадают с центрами кривизны зеркал 1 и 2, но их координаты нетрудно вычислить, используя следующий принцип самосогласования: сферическая волна, исходящая из точки P_1, после отражения от зеркала 2 должна давать сферическую волну, выходящую из точки P_2, и наоборот. Чисто геометрическое рассмотрение приводит к следующему выражению для показанной на рис. 10.1 величины r:

$$r = \left(\sqrt{g^2(g^2-1)} + g^2 - g\right)^{-1} \qquad (10.1)$$

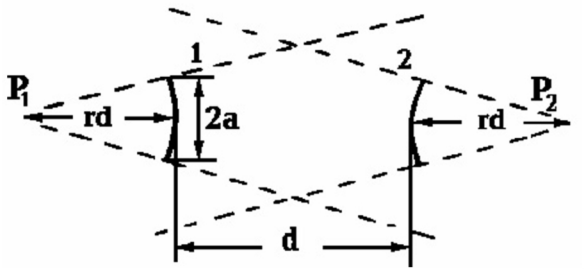


Рис. 10.1: Симметричный двухторцовый неустойчивый резонатор

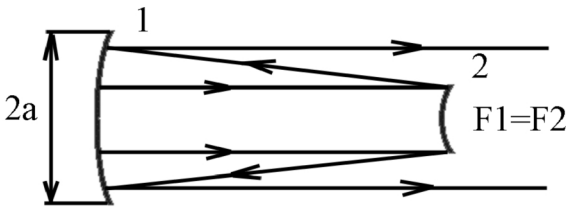


Рис. 10.2: Конфокальный неустойчивый резонатор.

Нетрудно видеть, что после того, как пучок пройдет от одного зеркала до другого, размер пятна от каждой сферической волны увеличивается в M раз, причем величина M определяется выражением

$$M = g + \sqrt{g^2 - 1} \tag{10.2}$$

Величину M называют однопроходным коэффициентом увеличения. Считая поперечное распределение освещенности однородным, потери за один проход можно записать в виде

$$\gamma = \frac{S_2 - S_1}{S_2} = \frac{M^2 - 1}{M^2}, \tag{10.3}$$

где S_1 и S_2 - площади поперечного сечения пучка, исходящего из точки P_1, соответственно на зеркалах 1 и 2.

Резонатор, показанный на рис. 10.1, редко используется на практике. Гораздо шире применяются асимметричные конфокальные резонаторы. Одна из возможных конфигураций такого резонатора приведена на рис.10.2.

Мода неустойчивого конфокального резонатора представляет собой суперпозицию сферической волны, исходящей из общего фокуса, и плоской волны. Лучи последней, покидая резонатор, формируют на выходе узконаправленное излучение. Таким образом, помимо хорошего заполнения активного вещества излучением неустойчивые резонаторы обеспечивают малую угловую расходимость выходного излучения, приближающуюся к дифракционному пределу.

Неустойчивый конфокальный резонатор получил название телескопического резонатора. Для него выполняется

$$R_1 + R_2 = 2d, \tag{10.4}$$

где d по-прежнему длина резонатора, $R_1 < 0$ - вогнутое зеркало, а $R_2 > 0$ - выпуклое зеркало (контррефлектор).

Рассмотрим несимметричный неустойчивый резонатор с вогнутым R_1 и выпуклым R_2 зеркалами с несовпадающими фокусами (условие (10.4) не выполняется). Для него в параксиальном приближении получаем

$$\frac{1}{r_1} + \frac{1}{d + r_2} = \frac{2}{R_1}, \tag{10.5}$$

$$\frac{1}{r_2} + \frac{1}{r_1 - d} = \frac{2}{R_2}, \tag{10.6}$$

где r_1 и r_2 - расстояния от зеркал 1 и 2 до положения их фокусов.

Из (10.6) легко получить связь между r_1 и r_2:

$$r_2 = \frac{R_2(r_1 - d)}{2r_1 - 2d - R_2} \tag{10.7}$$

Тогда, подставляя (10.7) в (10.5) получаем уравнение

$$r_1^2 + 2r_1 \frac{d(d + R_2}{R_1 + R_2 - 2d} - \frac{d(d + R_2)R_1}{R_1 - R_2 - 2d} = 0 \tag{10.8}$$

При стремлении к конфокальности (10.4) $r_1 \to \infty$ (плоская волна), а $r_2 \to R_2/2$, т.е. в фокальную точку (сферическая волна). Это объясняет причину его наименования "телескопический резонатор". Коэффициент увеличения телескопического резонатора

$$M = \frac{r_2 + d}{r_2} = \frac{R_1}{R_2}, \tag{10.9}$$

а потери за один проход

$$\gamma = 1 - \frac{R_2^2}{R_1^2} \tag{10.10}$$

Телескопический резонатор относится к положительной ветви неустойчивых резонаторов на gg-диаграмме, т.к. $g_1 g_2 > 1$.

Глава 11

Принципы частотной селекции

Если не предпринято никаких специальных мер (режим свободной генерации), то в лазере, как правило, реализуется многомодовая генерация излучения, что эквивалентно наличию многих близких частот излучения. Вместе с тем очень часто необходимо выделить и получить генерацию в узком спектральном диапазоне, т.е. произвести частотную селекцию излучения.

Различают угловую и частотную селекции, называемые также селекцией поперечных мод и селекцией продольных мод соответственно. Для выделения той или иной моды необходимо, чтобы потери для нее оказались меньше потерь для прочих мод. Селекция поперечных мод основана на различии поперечной структуры поля мод разного порядка, а селекция продольных мод - на различии частоты.

Различие структуры поля поперечных мод приводит к различию дифракционных потерь. В неустойчивых резонаторах дифракционные потери настолько велики, что обычно реализуется генерация лишь основной поперечной моды. В устойчивых резонаторах дифракционные потери относительно малы, и поэтому приходится принимать специальные меры, направленные на преимущественное увеличение потерь для мод более высоких порядков. С этой целью, например, вносят внутрь резонаторов диафрагму или подбирают геометрию резонатора (параметры g_1 и g_2) таким образом, чтобы уменьшить число Френеля и тем самым увеличить различие в потерях для основной и прочих мод. Ниже подробнее остановимся на принципах частотной селекции.

Предположим для простоты, что активная среда имеет два рабочих перехода - между двумя парами энергетических уровней, которым соответствуют центры спектральных линий ω_1 и ω_1, представленные на рис. 11.1. Здесь $\alpha_0(\omega)$ - коэффициент усиления слабого сигнала, $\Delta\omega_l$ - эффективная ширина линии, $\Delta\omega = \omega_2 - \omega_1$ - расстояние между макси-

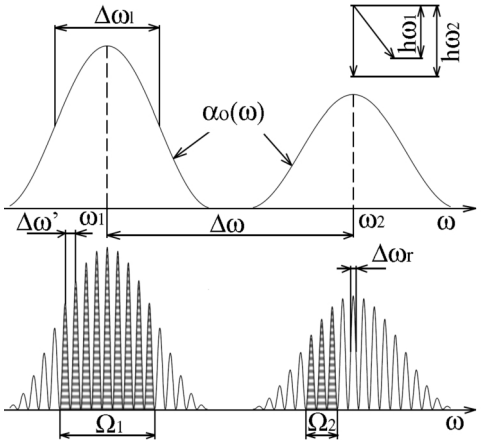


Рис. 11.1: Типы частотной селекции

мумами линий. Величина $\Delta\omega$ принимает значения в интервале приблизительно 10^{12}-10^{16} $с^{-1}$, а $\Delta\omega_l$ - в интервале от 10^{10} (газовые среды) до 10^{14} $с^{-1}$ (органические красители).

При наличии резонатора каждой линии перехода соответствует набор спектральных линий резонатора, отвечающих резонансным частотам (рис. 11.1б). Расстояние между максимумами соседних линий резонатора, согласно (6.12), составляет $\Delta\omega' = \pi c/L$, где L -длина резонатора. Ширина отдельной линии резонатора $\Delta\omega_r = 10^7$-10^9 $с^{-1}$.

Можно выделить три типа частотной селекции в лазере (см. рис. 11.1):

1. Селекция в относительно широкой полосе частот, когда подавляются нежелательные переходы и обеспечивается генерация лишь на одном переходе. В этом случае генерация реализуется в пределах полосы частот шириной Ω_1.

2. Селекция, обеспечивающая генерацию в более узкой полосе частот, например, в пределах полосы шириной Ω_2. Варьируя положение этого интервала частот в пределах ширины линии, можно осуществлять плавную перестройку частоты генерации.

3. Селекция продольных мод. Она обеспечивает генерацию отдельной спектральной линии резонатора (обычно центральной линии). В этом случае селекция осуществляется в достаточно узком частотном интервале порядка 10^9 $с^{-1}$ и меньше.

Для осуществления частотной селекции первого типа могут быть использованы сравнительно широкополосные поглощающие фильтры внутри резонатора. Так, например, выходные окна газоразрядной трубки He-Ne лазера изготовляют из специального стекла, поглощающего в

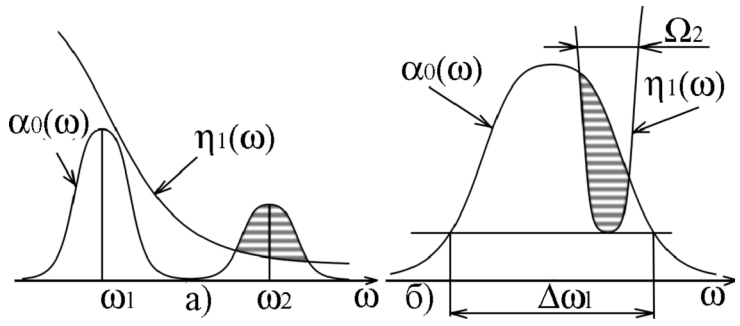


Рис. 11.2: Селекция с использованием широкополосных фильтров (а) и дисперсионных элементов (б)

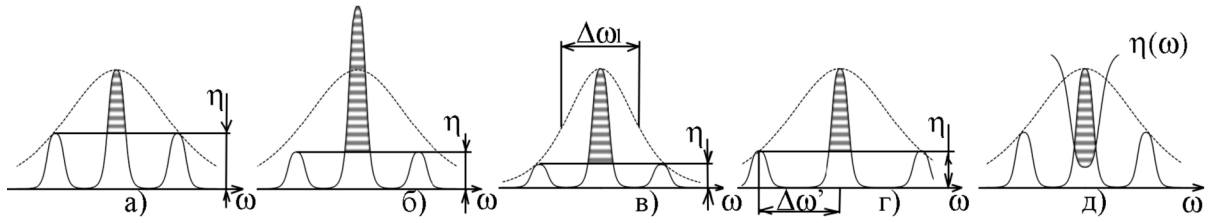


Рис. 11.3: Селекция продольных мод

ИК области спектра. Тем самым подавляют переходы с $\lambda = 3,39$ и $1,15$ мкм, и генерация реализуется лишь на переходе с $\lambda = 0,63$ мкм. Сущность такой селекции поясняет рис. 11.2а, она основана на использовании соответствующим образом подобранной частотной зависимости коэффициента вредных потерь $\eta_1(\omega)$. Генерация происходит на переходе, соответствующем частоте ω_2, несмотря на то, что этот переход характеризуется более низким коэффициентом усиления по сравнению с переходом на частоте ω_1.

Для более узкополосной частотной селекции внутрь резонатора вносят дисперсные элементы (например, призму) либо заменяют зеркало резонатора дифракционной отражательной решеткой. График частотной зависимости коэффициента потерь $\eta_1(\omega)$ селективного резонатора имеет резкий и узкий "провал" шириной $\Omega_2 \approx 10^{12}$-10^{13} (рис. 11.2б). Поворачивая призму или отражательную решетку, можно управлять положением этого "провала" на шкале частот и тем самым осуществлять перестройку частоты генерации в пределах ширины линии люминесценции.

Для еще более узкополосной селекции используют в качестве дисперсионного элемента эталон Фабри-Перо (интерферометр Фабри-Перо), представляющий собой систему из близко расположенных параллельных плоских зеркал. Эталон Фабри-Перо позволяет выделить отдельную продольную моду.

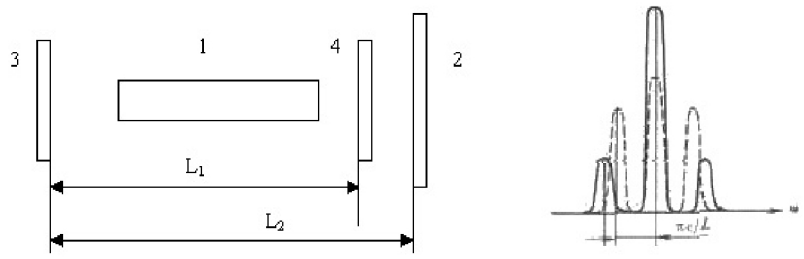


Рис. 11.4: Схема селективного резонатора и его модовый состав

Для селекции продольных мод требуется узкополосный фильтр, позволяющий выделить интервал частот меньше 10^9 с$^{-1}$. Общие принципы селекции продольных мод представлены на рис. 11.3 (штриховой линией показан контур линии). Прежде всего можно попросту ввести поглощающий фильтр так, чтобы разность $|\alpha_0 - \eta|$ (η - суммарный коэффициент потерь) оказалась положительной лишь для центральной продольной моды (рис. 11.3а). Разумеется, при этом существенно уменьшается генерируемая мощность. Более выгодно изменить соотношение между максимальными значениями коэффициента усиления центральной и остальных продольных мод в пользу центральной моды (рис. 11.3б). Аналогичного результата можно достичь, изменяя контур линии, т.е. уменьшая уширение линии $\Delta\omega_l$ (рис. 11.3в). Можно также увеличивать частотный интервал между максимумами продольных мод за счет уменьшения длины резонатора (рис. 11.3г). Разумеется, уменьшение длины резонатора имеет свои отрицательные стороны: уменьшение усиления за проход, снижение выходной мощности, увеличение расходимости излучения. Наконец, можно попробовать реализовать достаточно узкополосную селективность коэффициента потерь (рис .11.3д). На практике используют все отмеченные пути селекции мод. Простейшие способы селекции основаны на уменьшении длины резонатора. Более интересны способы селекции, использующие интерференционные, поляризационные и нелинейно-оптические явления.

Интерференционные методы селекции продольных мод основаны на использовании резонаторов с дополнительными зеркалами (связанных резонаторов). Существует множество схем подобных резонаторов, одна из них представлена на рис. 11.4. Здесь 1 - активный элемент, 2 - полностью отражающее зеркало, 3 - выходное зеркало, 4 - дополнительное зеркало.

Интерференция световых волн, формируемых в резонаторах длиной L_1 и длиной L_2, приводит к изменению соотношения между интенсивностями мод. На рис. 11.4 показаны три моды соответствующие такому

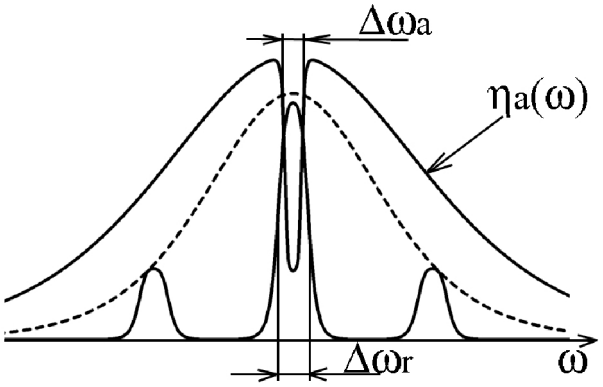


Рис. 11.5: Нелинейно-оптический метод селекции

резонатору, для сравнения штриховыми линиями даны соответствующие моды в отсутствие дополнительного зеркала. Можно видеть, что интерференционные эффекты приводят к преимущественному усилению центральной моды и к раздвиганию мод.

Одним из наиболее эффективных методов селекции является нелинейно-оптический. Предположим, что в резонатор помещен поглощающий элемент, обладающий следующими свойствами:

- он поглощает на частоте рабочего перехода для данной активной среды;
- при наличии достаточно интенсивного излучения на частоте рабочего перехода происходит насыщение поглощения вблизи центра линии, т.е. имеет место нелинейно-оптический эффект просветления среды.

В результате проявления указанного нелинейного эффекта форма линии поглощения (зависимость коэффициента поглощения от частоты $\eta_a(\omega)$) изменяется: появляется "провал", который может быть достаточно узкополосным. Ширина провала $\Delta\omega_a$ может быть меньше ширины спектральной линии резонатора. В этом случае можно не только выделить одну продольную моду, но еще более сузить ширину генерируемой линии (рис. 11.5).

Глава 12

Режимы работы

Реализуемые на практике режимы генерации лазеров, как правило, являются импульсными. Однако и в случае непрерывной накачки лазерная генерация практически всегда является нестационарной. Стационарная генерация есть, по сути дела, не более как идеализация.

Очевидной причиной нестационарности генерации является часто применяемая на практике нестационарная накачка, например накачка излучением импульсных ламп или импульсным электрическим разрядом. Не менее очевидной причиной является целенаправленное изменение во времени величины потерь (модуляция добротности резонатора). Нестационарности генерации может способствовать внесение в резонатор нелинейных элементов, например насыщающегося резонансного поглотителя (просветляющегося фильтра).

Отмеченные причины нестационарности генерации связаны с целенаправленным "вмешательством" в процесс генерации. Вместе с тем существуют факторы, действующие в известном смысле помимо нашей воли. Эти факторы могут иметь как техническую, так и физическую природу.

К техническим факторам относятся нестабильность параметров резонатора, активной среды, системы накачки (например, неравномерность нагрева активного элемента в процессе импульсной накачки, вибрации зеркал резонатора). Исследования выявили важную роль нестабильностей технического происхождения, была обнаружена высокая чувствительность лазера к различного рода возмущениям его параметров.

Среди факторов физической природы прежде всего можно выделить многомодовость излучения лазера, имеющую место в большинстве реализуемых на практике случаев. Разным модам отвечает разная структура поля в резонаторе, разная величина коэффициентов усиления и потерь. Характер режима генерации зависит от количества одновременно возбуждаемых мод, и "включение" усиления сопровождается нару-

шением стабильности кинетики генерации. В разные моменты времени энергия излучения может по-разному распределяться между модами - сначала могут реализоваться более выгодные условия для генерации одних мод, а затем для других.

Вероятности переходов между уровнями активных центров имеют конечную величину. Это означает, что процессы заселения и релаксации лазерных уровней характеризуются некоторой инерционностью. Она приводит к тому, что обусловленное накачкой возрастание инверсии населенности не прекращается по достижении порогового значения. Возникающее в процессе генерации излучение снижает затем инверсную населенность до величины, которая оказывается ниже порогового значения. В результате наблюдаются периодические изменения во времени величины инверсии около ее порогового значения, что приводит к пульсациям мощности излучения. Необходимо также иметь в виду, что лазерное излучение возникает в результате усиления спонтанного излучения, которое имеет случайный характер. При переходе лазера в режим генерации нерегулярные во времени и пространстве акты испускания упорядочивается, однако это упорядочение не является полным.

Предположим, что в резонаторе лазера находится только активный элемент и нет каких-либо нелинейных элементов или элементов, свойства которых изменяются под воздействием внешних сигналов. В этом случае говорят о режиме свободной генерации. Фактически этот термин объединяет несколько разных режимов; их общая черта - отсутствие какого-либо специального управления генерацией, какого-либо воздействия на нее извне. В частности, отсутствует какая-либо модуляция (как активная, так и пассивная) добротности резонатора. Свободная генерация может иметь место и для импульсной, и для непрерывной накачки.

Наиболее интересна картина свободной генерации в твердотельных лазерах. Излучение твердотельного лазера в режиме свободной генерации, как правило, представляет собой последовательность относительно коротких пичков. Длительность отдельного пичка равна 0,1-1 мкс, а мощность достигает значений 10^4-10^5 Вт. Временной интервал между соседними пичками составляет примерно 1-10 мкс.

На рис. 12.1 приведены три осциллограммы излучения твердотельного лазера, соответствующие трем характерным типам пульсаций [6]:

1. Режим регулярных затухающих пульсаций с выходом на генерацию с постоянным уровнем мощности.

2. Режим регулярных незатухающих пульсаций.

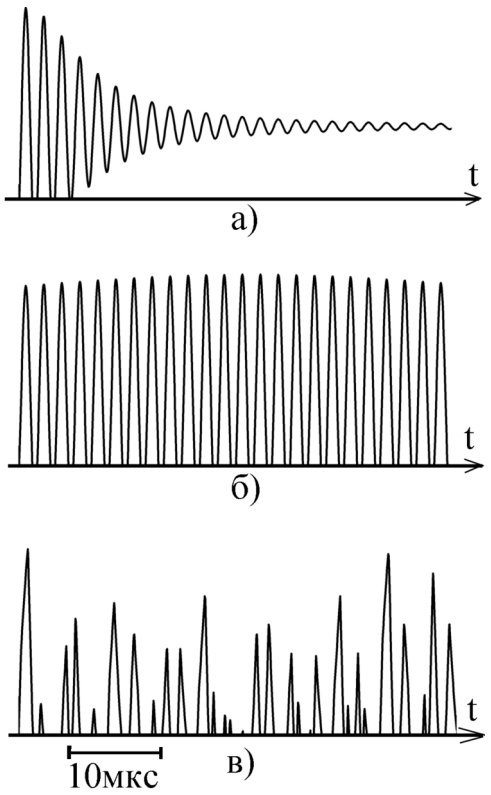


Рис. 12.1: Характерные режимы пульсаций

3. Режим нерегулярных незатухающих пульсаций.

Регулярные затухающие пульсации, как правило, характерны для одномодового режима генерации и связаны с переходными процессами, сопровождающими начало генерации при появлении очередного импульса накачки, т.е. объясняются отмечавшейся выше инерционностью процессов заселения и релаксации уровней.

Исследования пичковых режимов твердотельных лазеров на иттрий-алюминиевом гранате с неодимом показали, что незатухающие пульсации связаны главным образом с влиянием нестабильности резонатора на динамику лазера, т. е. в основном имеют техническое происхождение, связанное с вибрациями зеркал резонатора и неравномерным во времени нагревом активного элемента [7]. Незатухающие пульсации могут быть также связаны с многомодовостью генерации [8].

Для генерации гигантских импульсов применяют активную модуляцию добротности резонатора. Управляя добротностью резонатора, сначала обеспечивается высокий уровень вредных потерь, т. е. специально поднимают порог генерации. Это позволяет создать значительную инверсную населенность в активной среде. Затем по внешнему сигналу уровень потерь, а следовательно, и порог генерации быстро понижается

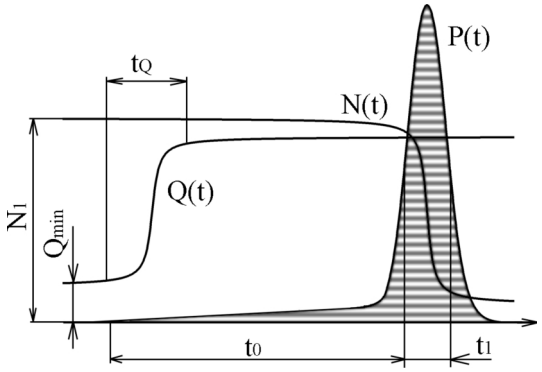


Рис. 12.2: Режим активной модуляции добротности

до минимально возможного значения. В результате начальная величина инверсной заселенности оказывается существенно выше пороговой и вместо последовательности пичков высвечивается единичный короткий световой импульс большой мощности - гигантский импульс.

Мощность гигантского импульса тем больше, чем значительнее превышение инверсной населенности, реализуемой в условиях низкой добротности резонатора, над пороговым значением инверсной населенности, отвечающим высокой добротности резонатора. Мощность получаемых на практике гигантских импульсов достигает 10^9 Вт при длительности порядка 10 нс. Минимальная длительность импульса даже может достигать значений 1 нс.

Для реализации режима генерации гигантского импульса применяются два метода - режим пассивной или активной модуляции добротности. В последнем случае в резонатор лазера помещают модулятор (переключатель потерь), управляемый внешним сигналом. Обычно модулятор работает как управляемый оптический затвор. Под воздействием управляющего сигнала изменяется пропускание затвора, а следовательно, и потери в резонаторе. Если затвор "открыт", то потери низки (добротность резонатора высока), если затвор "заперт", то потери высоки (добротность резонатора низка). В отдельных случаях роль модулятора играет быстро вращающееся зеркало резонатора (модулятор оптико-механического типа). Очевидно, что переходы оптического затвора из "запертого" состояния в "открытое" должны быть синхронизованы с импульсами накачки: затвор должен "открываться" после того, как достигнута достаточно высокая инверсная населенность рабочих уровней.

На рис. 12.2 показан процесс развития гигантского импульса при активной модуляции добротности резонатора. Кривая $P(t)$ описывает изменение во времени мощности генерируемого излучения. Там же по-

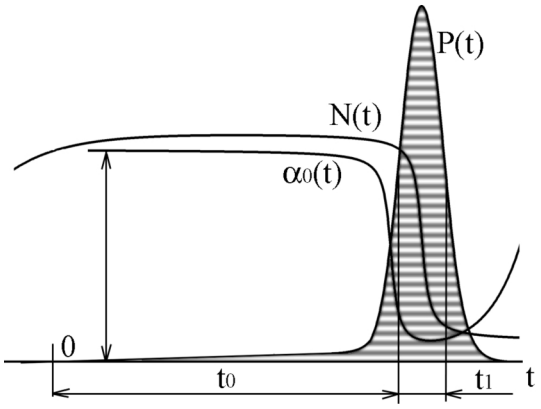


Рис. 12.3: Режим пассивной модуляции добротности

казано изменение во времени добротности резонатора $Q(t)$ и плотности инверсной населенности $N(t)$. В исходном состоянии имеем низкую добротность ($Q = Q_{min}$) и высокую начальную плотность инверсной населенности ($N = N_1$). Под воздействием управляющего сигнала добротность Q начинает возрастать и соответственно начинает уменьшаться пороговое значение плотности инверсной населенности. Как только порог, уменьшаясь, сравняется с величиной N_1, начнется процесс генерации ($t = 0$). Процесс генерации гигантского импульса состоит из двух этапов: относительно длинного этапа медленного (линейного) развития импульса ($t_0 \sim 100$ нс) и короткого этапа быстрого (нелинейного) развития ($t_0 \sim 10$ нс). Почти вся энергия импульса высвечивается на втором этапе, поэтому длительность гигантского импульса принято измерять по длительности указанного этапа (по величине t_1). Уменьшение инверсной населенности происходит практически лишь на этапе быстрого развития импульса.

Обозначим через t_Q промежуток времени, в течение которого добротность возрастает от наименьшего до наибольшего значения (время включения добротности). Если $t_Q \ll t_0$, то говорят о быстром включении добротности - рис. 12.2 соответствует именно такому случаю. При достаточно медленном включении добротности картина генерации качественно меняется: вместо единичного импульса могут высвечиваться несколько импульсов с постепенно уменьшающейся мощностью и возрастающей длительностью - интервал между импульсами постепенно нарастает, изменяясь от 100 нс до 1 мкс.

Пассивная модуляция добротности основана на применении нелинейных элементов, характеристики которых меняются в зависимости от мощности излучения, генерируемого в активном элементе. Широко исполь-

зуются просветляющиеся фильтры - оптические затворы, работающие на основе нелинейно-оптического явления просветления среды. Наряду с нелинейными фильтрами применяют также нелинейные ячейки на основе вынужденного рассеяния Мандельштама-Бриллюэна, полупроводниковые зеркала с коэффициентом отражения, зависящим от интенсивности падающего светового пучка, и др. На рис. 12.3 показан процесс развития гигантского импульса при пассивной модуляции добротности резонатора лазера с импульсной накачкой. Кривая $P(t)$ на рисунке описывает изменение во времени мощности генерируемого излучения, там же показано изменение во времени коэффициента резонансного поглощения фильтра на частоте генерации (кривая $\chi_a(t)$) и плотности инверсной населенности уровней активной среды (кривая $N(t)$). Исходное состояние соответствует непросветленному фильтру ($\chi_a = \chi_{a0}$). В этом состоянии пороговое значение плотности инверсной населенности достаточно велико (N_{th}). По мере поступления в активный элемент излучения накачки величина N будет расти. Как только она достигнет значения N_{th}, начнется процесс генерации ($t = 0$). Как и при активной модуляции добротности, процесс формирования гигантского импульса состоит из двух этапов: медленного (линейного) и короткого быстрого (нелинейного) развития. При пассивной модуляции добротности этап линейного развития примерно на порядок длительнее, чем при активной модуляции; он составляет теперь примерно 1 мкс. Это объясняется тем, что развитие импульса на рассматриваемом этапе происходит в условиях высоких потерь. Из рис. 12.3 видно, что фильтр просветляется фактически лишь на втором (нелинейном) этапе развития импульса. Длительность второго этапа составляет, как и при активной модуляции, примерно 10 нс. После высвечивания гигантского импульса коэффициент резонансного поглощения фильтра снова возрастает - за счет спонтанных переходов в фильтре. Время, в течение которого фильтр возвращается в исходное (непросветленное) состояние, есть время релаксации фильтра.

Другой возможностью генерировать короткий импульс излучения является использования режима синхронизации мод. Предположим, что лазерное излучение содержит m продольных мод, частоты которых располагаются эквидистантно на расстоянии Ω друг от друга. Ширина линии усиления $\Delta\omega = m\Omega$. Предположим далее, что моды синхронизованы по фазе, т.е. разность фаз двух любых соседних мод имеет определенное фиксированное значение. В этом случае будет иметь место взаимная интерференция продольных мод, в результате чего возникает последовательность сверхкоротких световых импульсов (рис. 12.4). Длительность

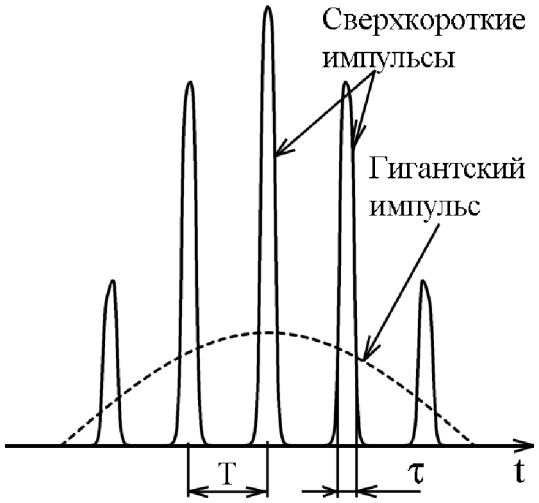


Рис. 12.4: Режим генерации сверхкоротких импульсов

τ отдельного импульса определяется шириной линии усиления или, иначе говоря, числом синхронизованных мод $\tau = 1/m\Omega$.

Наряду с режимом модуляции добротности резонатора генерация короткого импульса может быть осуществлена и при модуляции полезных потерь - так называемый режим разгрузки. Для реализации режима разгрузки резонатора используют лазер с высокодобротным резонатором, зеркала которого имеют коэффициент отражения, близкий к единице. В резонатор помещают управляемый внешним сигналом быстродействующий модулятор (переключатель) полезных потерь, предназначенный для вывода части излучения из резонатора. Применяют модуляторы (переключатели) как акустооптического, так и электрооптического типа. В лазерах, работающих в режиме разгрузки резонатора, используется обычно непрерывная накачка.

Глава 13

Модуляция добротности

Режим модуляции добротности прежде всего используется для генерации гигантских импульсов (при импульсной накачке) или генерации регулярной последовательности импульсов (при непрерывной накачке). На практике наиболее широко применяются три вида активной модуляции добротности: оптико-механическая, электрооптическая и акустооптическая.

При оптико-механической модуляция добротности широко используются вращающиеся отражающие плоскости. В качестве примера на рис. 13.1 приведены две схемы с оптико-механической модуляцией добротности. Здесь 1 - активный элемент, 2 - призма полного внутреннего отражения, вращающаяся вокруг оси, перпендикулярной оси резонатора, 3 - выходное зеркало резонатора, 4 - дополнительная (неподвижная) призма полного внутреннего отражения. В процессе вращения призма 2 лишь на короткое время обеспечивает высокую добротность резонатора. Угол поворота призмы, при котором добротность снижается в два раза по сравнению с максимальным значением, оказывается порядка угловой минуты. При скорости вращения призмы порядка 10^3 об/с время переключения добротности составляет примерно 100 нс. Введение дополнительных оптических элементов позволяет увеличить эффективную угловую скорость вращения призмы (при неизменной реальной скорости вращения). Так, в схеме на рис. 13.1б эффективная угловая скорость вращения оказывается вдвое выше реальной. Однако медленное переключение добротности ограничивает область применения оптико-механических схем модуляции.

В связи с этим, на практике обычно применяют либо электрооптический, либо акустооптический методы модуляции добротности. Электрооптическая модуляция добротности основана на использовании электрооптического эффекта, заключающегося в изменении показателя пре-

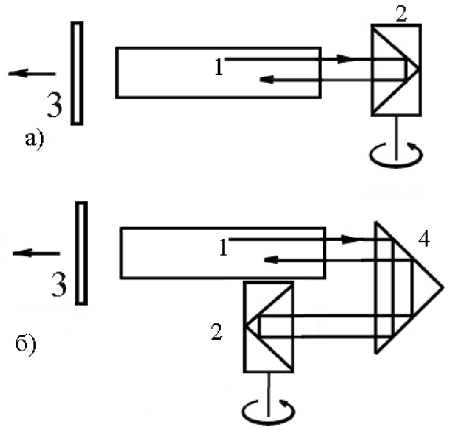


Рис. 13.1: Оптико-механическая модуляция добротности

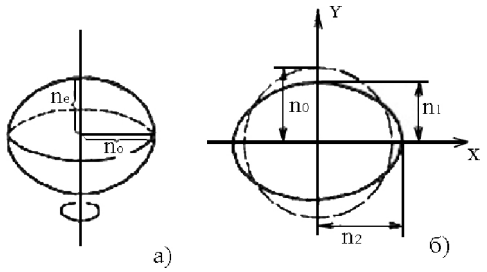


Рис. 13.2: Эффект Поккельса

ломления среды под действием внешнего электрического поля. Различают два электрооптических эффекта - квадратичный (эффект Керра) и линейный (эффект Поккельса). В первом случае изменение показателя преломления пропорционально квадрату электрической напряженности внешнего поля, а во втором - первой степени напряженности поля. Эффект Поккельса существует лишь в кристаллах, не имеющих центра симметрии. В качестве примера укажем одноосные кристаллы KDP (химическая формула KH_2PO_4) и $DKDP$ (формула $KH_{2-2x}P_{2x}PO_4$, где x - степень дейтерирования).

Рассмотрим электрооптическую модуляцию добротности резонатора на основе эффекта Поккельса. На рис. 13.2а изображена оптическая индикатриса одноосного кристалла, представляющая собой эллипсоид вращения вокруг оптической оси OO, n_0 и n_e - показатели преломления для обыкновенной и необыкновенной волн соответственно.

Приложим к кристаллу внешнее электрическое поле, направленное по оси OO. Под действием поля оптическая индикатриса кристалла превратится из эллипсоида вращения в трехосный эллипсоид (кристалл превратится из одноосного в двуосный). На рис. 13.2б показаны сечения оптической индикатрисы плоскостью, перпендикулярной оси OO (перпендикулярной направлению приложенного поля): штриховая линия - до включения поля, непрерывная - после включения поля. Главные показатели преломления кристалла после включения поля - n_1, n_2, n_e, главные диэлектрические оси - X, Y, Z (последняя перпендикулярна плоскости рисунка). Эффект Поккельса описывается в рассматриваемом случае соотношениями

$$n_1 = n_0 + \frac{n_0^3 r E}{2},$$
$$n_2 = n_0 - \frac{n_0^3 r E}{2}, \qquad (13.1)$$

где E - напряженность электрического поля, r - одна из электрооптических постоянных кристалла. Внутри кристалла распространяются две линейно-поляризованные волны, поляризации которых направлены вдоль осей X (скорость волны c/n_1) и Y (скорость волны c/n_2). С учетом (13.1) разность фаз указанных волн после прохождения светом пути l в кристалле:

$$\Delta\varphi = 2\pi \frac{l(n_1 - n_2)}{\lambda_0} = 2\pi n_0^3 \frac{rU}{\lambda_0} \qquad (13.2)$$

Здесь λ_0 длина волны света в вакууме, U - напряжение, приложенное к кристаллу.

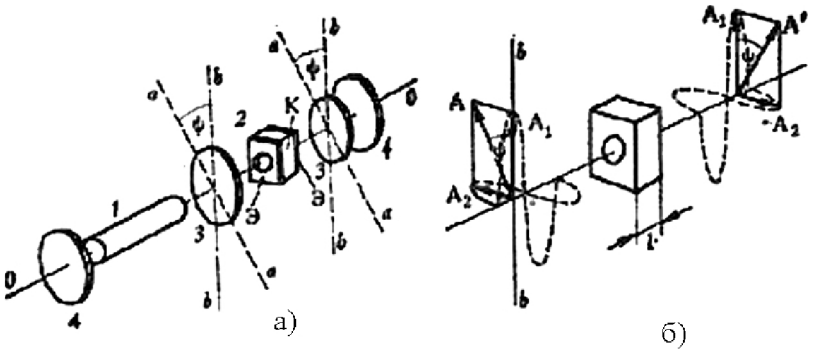


Рис. 13.3: Лазер с электрооптической модуляцией

На рис. 13.3а приведена схема лазера с модуляцией добротности на основе продольного эффекта Поккельса. Здесь 1 - активный элемент, 2-ячейка Поккельса (K - кристалл $DKDP$, Э -электроды), 3 - линейные поляризаторы, 4 - зеркала резонатора. Направление поляризации света, прошедшего через поляризатор (направление aa на рисунке), составляет угол ψ с направлением главной диэлектрической оси кристалла X (направление bb на рис. 13.3).

Предположим, что на кристалл подано напряжение (ячейка Поккельса включена). В этом случае световые волны с поляризациями вдоль оси X и вдоль оси Y окажутся после прохождения ячейки сдвинутыми по фазе друг относительно друга на величину, определяемую соотношением (13.2). В результате линейно-поляризованный световой пучок, входящий

в ячейку Поккельса, превратится на выходе из ячейки в эллиптически поляризованный пучок. Пусть на ячейку подано напряжение, при котором $\Delta\varphi = \pi$. Такое напряжение называют полуволновым и обозначают как $U_{\lambda/2}$. Из (13.2) следует, что

$$U_{\lambda/2} = \frac{\lambda_0}{2n_0^3 r} \tag{13.3}$$

При использовании полуволнового напряжения поляризация светового пучка на выходе из ячейки остается линейной, однако при этом направление поляризации оказывается повернутым на угол 2ψ относительно исходного направления. Вследствие поворота направления поляризации световая волна, вышедшая из ячейки Поккельса, сможет лишь частично пройти через второй поляризатор. Интенсивность волны, прошедшей через второй поляризатор (обозначим ее через A_{out}^2), связана с интенсивностью волны, прошедшей через первый поляризатор (интенсивностью A^2), соотношением

$$\frac{A_{out}^2}{A^2} = \cos^2 2\psi \tag{13.4}$$

Таким образом, включение ячейки Поккельса в схеме на рис. 13.3 приводит к увеличению потерь по сравнению со случаем, когда ячейка выключена. Максимальная степень повышения потерь при включении ячейки достигается при $\psi = \pi/4$. В этом случае $A_{out}^2 = 0$, т.е. затвор полностью заперт. При выключении ячейки Поккельса (при снятии напряжения с ее электродов) реализуется быстрое и значительное увеличение добротности резонатора. Время переключения добротности определяется скоростью изменения напряжения на электродах ячейки Поккельса; оно составляет несколько наносекунд.

Другим эффективным методом модуляции добротности является акустооптическая модуляция. В основе действия акустооптического затвора лежит явление дифракции света на ультразвуковой волне. Предположим, что в некоторой среде распространяется плоская ультразвуковая волна, возбуждаемая пьезопреобразователем. При этом в среде возникают механические напряжения, связанные с локальными сжатиями и разрежениями. В результате в среде образуются различающиеся показателем преломления периодические слои (пространственный период равен длине звуковой волны Λ), перемещающиеся по среде со скоростью звука. При прохождении световой волны через такую среду будет иметь место дифракция на пространственной периодической структуре, связанной с периодически изменяющимся показателем преломления.

Полагая, что звуковая волна частоты Ω распространяется вдоль оси y, представим показатель преломления среды в виде

$$n(y,t) = n + \Delta n \sin\left(\frac{2\pi y}{\Lambda} - \Omega t\right) \tag{13.5}$$

Здесь n - показатель преломления среды в отсутствие ультразвуковой волны, Δn - амплитуда изменения показателя преломления. Величина Δn определяется амплитудой упругой деформации, с которой она связана через упруго-оптические постоянные среды. В свою очередь, амплитуда упругой деформации зависит от мощности звуковой волны.

Будем считать, что выполнено условие

$$\frac{l\lambda}{\Lambda} > 1, \tag{13.6}$$

где λ - длина световой волны в среде, l - длина акустооптического взаимодействия (путь, проходимый световым пучком в объеме среды, охваченным звуковой волной). При выполнении условия (13.6) имеет место дифракция Брэгга.

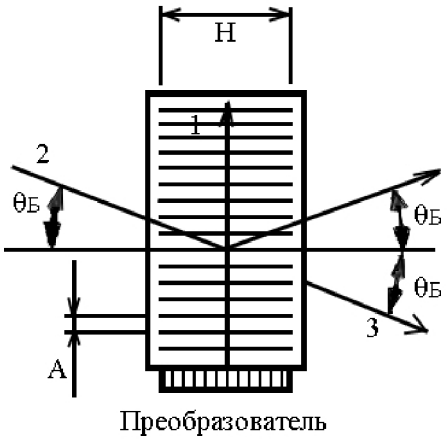


Рис. 13.4: Акустооптический преобразователь

Принцип действия акустооптического затвора на основе дифракции Брэгга поясняет рис.13.4 Здесь H - ширина звукового пучка; цифрами обозначены направления распространения пучков: 1 - звукового, 2 - падающего светового, 3 - прошедшего светового, 4 - дифрагированного светового (преломление света на границе затвора на рисунке не показано). Угол θ_B (угол Брэгга) определяется соотношением

$$\sin\theta_B = \frac{\lambda}{2\Lambda} \tag{13.7}$$

Затвор ориентируют внутри резонатора лазера таким образом, чтобы направление падающего светового пучка внутри затвора соответствовало условию (13.7). Если пьезопреобразователь выключен, световой пучок проходит через затвор, не изменяя направления (затвор открыт). При включении пьезопреобразователя падающий световой пучок (интенсивность J_0) будет частично преобразовываться в дифрагированный пучок (интенсивность J_1), направление которого образует угол θ_B с направлением падающего пучка. Чем ближе к единице отношение J_1/J_0, тем меньше пропускание затвора в направлении падающего светового пучка. Отношение J_1/J_0 является мерой эффективности акустооптического затвора.

Обозначим через Δt время переключения акустооптического затвора - время, в течение которого возникает или, напротив, исчезает дифрагированный пучок. Оно может быть оценено как время, за которое звуковая волна проходит расстояние d, равное диаметру светового пучка. Полагая $d = 0,2$ см, $v = 6105$ см/с (плавленый кварц), получаем $\Delta t \sim 300$ нс. Для уменьшения Δt надо уменьшать d, именно поэтому акустооптический затвор помещают в месте перетяжки падающего светового пучка. Чем меньше радиус перетяжки, тем меньше Δt, тем выше быстродействие затвора. Однако следует помнить, что с уменьшением радиуса перетяжки возрастает расходимость светового пучка и, как следствие, понижается эффективность затвора.

Сравнение двух видов затворов показывает, что минимальные потери (потери в открытом состоянии затвора) в случае акустооптических затворов примерно на порядок ниже, чем у электрооптических, и составляют около 0,1%. Электрооптические затворы хорошо запираются (максимальные потери составляют практически 100%), тогда как акустооптические затворы запираются заметно хуже. Время переключения у электрооптических затворов на два-три порядка меньше, чем у акустооптических, и составляет несколько наносекунд.

Акустооптические затворы применяют преимущественно в лазерах с непрерывной накачкой, а электрооптические - с импульсной. Это связано со свойствами затвора и с тем фактом, что лазеры с импульсной накачкой характеризуются существенно более высокими значениями коэффициента усиления по сравнению с непрерывно накачиваемыми лазерами. Заметим в этой связи, что оптимальный коэффициент пропускания выходного зеркала составляет обычно всего несколько процентов для непрерывно накачиваемых лазеров, тогда как для лазеров с импульсной накачкой он превышает 50%.

При низких значениях коэффициента усиления, характерных для лазеров с непрерывной накачкой, существует возможность срыва генерации уже при относительно небольших потерях, вносимых затвором в резонатор. Поэтому в таких лазерах могут эффективно использоваться акустооптические затворы как обладающие наиболее низкими потерями в открытом состоянии. Однако при импульсной накачке потери, вносимые акустооптическим затвором в запертом состоянии, могут оказаться недостаточными для срыва генерации накачиваемого лазера и, следовательно, для реализации режима модуляции добротности.

Хорошее запирание затвора особенно важно в лазерах с импульсной накачкой. В этом случае не играет роли тот факт, что в открытом состоянии затвор может вносить относительно высокие потери (порядка нескольких процентов), важно лишь, чтобы затвор хорошо запирался и мог обеспечить срыв генерации при больших значениях коэффициента усиления. Поэтому в лазерах с импульсной накачкой предпочтительны электрооптические затворы.

Глава 14

Синхронизация продольных мод

Наиболее просто идею синхронизации продольных мод можно объяснить следующим образом. Предположим, что в резонаторе лазера возбуждены m продольных мод и при этом выполнены два условия

1. Моды эквидистантны, т. е. разность частот двух соседних мод постоянна (обозначим эту разность частот через Ω).

2. Моды синхронизованы по фазе, т. е. разность фаз двух соседних мод постоянна (обозначим эту разность через Φ).

Пронумеруем все моды в порядке возрастания частоты с помощью целочисленного индекса k, принимающего значения: $-(m-1)/2, -(m-1)/2+1, ..., (m-1)/2$. Обозначим частоту и фазу центральной моды ($k=0$) через ω_0 и φ_0 соответственно. Тогда частота и фаза произвольно выбранной k-й моды могут быть представлены в виде

$$\omega_k = \omega_0 + k\Omega, \quad \varphi_k = \varphi_0 + k\Phi \tag{14.1}$$

Используя (14.1), получаем следующее упрощенное выражение для поля в резонаторе (учитывающее лишь зависимость от времени):

$$E(t) = \sum_{k=-(m-1)/2}^{(m-1)/2} E_k \exp\left(i(\omega_0 + k\Omega)t + i(\varphi_0 + k\Phi)\right) \tag{14.2}$$

Для простоты будем полагать, что для $E_k = E_0$ всех k. В действительности это не так, поскольку начальный коэффициент усиления зависит от частоты, однако, отмеченное обстоятельство не меняет существа дела. В этом случае соотношение (14.2) может быть записано в виде

$$E(t) = E_0 G(t) \exp\left(i(\omega_0 t + \varphi_0)\right), \tag{14.3}$$

где функция

$$G(t) = \sum_{k=-(m-1)/2}^{(m-1)/2} \exp\left(ik(\Omega t + \Phi)\right) \tag{14.4}$$

есть, как легко видеть, сумма m членов геометрической прогрессии со знаменателем $q = \exp\left(ik(\Omega t + \Phi)\right)$.

Используя формулу для суммы геометрической прогрессии, находим

$$G(t) = \frac{\exp\left(im(\Omega t + \Phi)/2\right) - \exp\left(-im(\Omega t + \Phi)/2\right)}{\exp\left(i(\Omega t + \Phi)/2\right) - \exp\left(-i(\Omega t + \Phi)/2\right)} \tag{14.5}$$

Учитывая, что $\sin\xi = (e^{i\xi} - e^{-i\xi})/2i$, перепишем последний результат в виде

$$G(t) = \frac{\sin\left(m(\Omega t + \Phi)/2\right)}{\sin\left(\Omega t + \Phi)/2\right)} \tag{14.6}$$

или, изменив начало отсчета времени, в виде

$$G(t) = \frac{\sin(m\Omega t/2)}{\sin(\Omega t/2)} \tag{14.7}$$

Из (14.3) следует, что функция $G(t)$ может рассматриваться как огибающая амплитуды поля с несущей частотой ω_0. Иными словами, поле в резонаторе, "составленное" из m синхронизованных продольных мод, оказывается промодулированным по амплитуде функцией $G(t)$. Характер этой модуляции определяется выражением (14.7).

На рис. 14.1 показан вид функции $|G(t)|$, полученный на основе выражения (14.7) для случаев: $m = 5$ (а) и $m = 11$ (б). В обоих случаях амплитуда E_0 отдельной моды принята равной единице. Время T есть так называемый период модуляции (его называют также периодом резонатора). Он соответствует разности частот соседних мод Ω:

$$T = \frac{2\pi}{\Omega} \tag{14.8}$$

Из рис. 14.1 видно, что с увеличением числа синхронизованных мод m огибающая $G(t)$ принимает форму, отвечающую последовательности световых импульсов, имеющих амплитуду mE_0 и длительность порядка T/m. Эти импульсы следуют друг за другом через промежуток времени T. Чем больше m, тем выше амплитуда и короче длительность указанных световых импульсов.

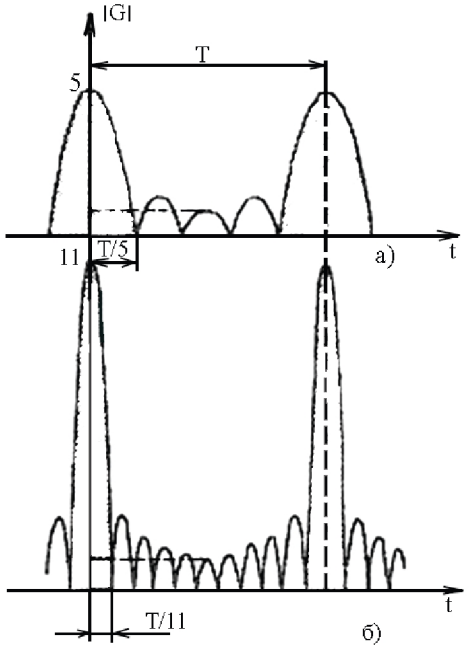


Рис. 14.1: Синхронизация 5 (а) и 11 (б) продольных мод

Если бы моды не были синхронизованы, то мощность излучения имела бы вид

$$P_{ns} \approx mE_0^2 \tag{14.9}$$

При синхронизации мод получаем иной результат для пиковой мощности:

$$P_s = (mE_0)^2 = mP_{ns} \tag{14.10}$$

Следовательно, пиковая мощность излучения при синхронизации m мод возрастает в m раз по сравнению со случаем, когда синхронизация мод не имеет места.

Итак, интерференция m продольных мод, эквидистантных по частоте и синхронизованных по фазе, приводит (при достаточно больших m) к тому, что лазерное излучение приобретает характер последовательности весьма коротких и весьма мощных световых импульсов, следующих друг за другом через промежуток времени T, равный периоду резонатора. Длительность отдельного импульса равна примерно T/m.

Очевидным необходимым условием реализации идеи синхронизации продольных мод является условие одновременного возбуждения достаточно большого числа таких мод. В этом случае принципиально необходим многочастотный режим генерации. Максимально возможное число продольных мод в резонаторе определяется известным соотношением:

$$m = \frac{\Delta\omega}{\Omega} = \frac{\Delta\omega L}{\pi v}, \tag{14.11}$$

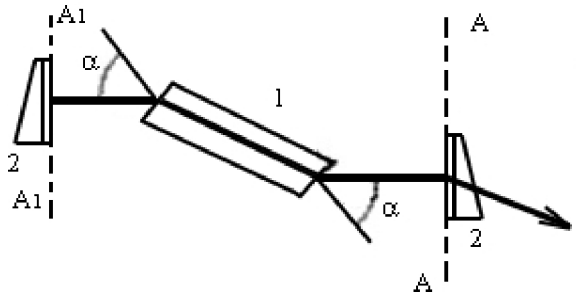


Рис. 14.2: Неселективный резонатор

где $\Delta\omega$ - ширина линии усиления, L - длина резонатора, v - скорость света в среде, заполняющей резонатор.

С учетом (14.11) период резонатора может быть представлен в виде

$$T = \frac{2L}{v}, \tag{14.12}$$

а длительность сверхкороткого импульса может быть оценена как

$$\tau \approx \frac{T}{m} \approx \frac{1}{\Delta\omega} \tag{14.13}$$

Например, для рубинового лазера имеем $\Delta\omega \sim 10^{11}$ с$^{-1}$, $m \sim 10^3$, а для неодимового лазера $\Delta\omega \sim 10^{12}$ с$^{-1}$, $m \sim 10^4$. Эти данные показывают, что при синхронизации продольных мод в рассматриваемых лазерах можно, в принципе, реализовать световые импульсы длительностью 1 пс.

Чтобы превратить отмеченную возможность в действительность, необходимо предотвратить интерференционную селекцию продольных мод в резонаторе, которая всегда имеет место в обычных резонаторах благодаря наличию в них целого ряда дополнительных отражающих плоскостей (например, торцов активного элемента, подложек зеркал и т. п.). Для предотвращения интерференционной селекции мод применяют так называемые неселективные резонаторы: все зеркальные покрытия наносят на клиновидные подложки, а торцы активного элемента срезают под углом Брюстера (см. рис. 14.2). Здесь 1 - активный элемент, 2 - зеркала на клиновидных подложках, α - угол Брюстера, жирной ломаной линией показан ход светового луча в резонаторе. В неселективном резонаторе отсутствуют дополнительные отражающие плоскости, перпендикулярные световому лучу, фактически в нем сохранены лишь две отражающие плоскости, образующие собственно резонатор (сечения этих плоскостей обозначены на рисунке прямыми AA и A_1A_1).

Чтобы связать фазы продольных мод, можно прибегнуть к периодической модуляции параметров резонатора с частотой, равной или кратной разности частот соседних мод. Поскольку эта модуляция производится под действием внешних сигналов, подаваемых на электрооптический либо акустооптический модулятор внутри резонатора, то говорят об активной синхронизации мод.

Предположим, что амплитуда центральной моды промодулирована периодически с частотой Ω. В этом случае рассматриваемая мода может быть представлена в виде

$$\boldsymbol{E}(t) = \boldsymbol{E}_0(1 + \beta \cos \Omega t) \exp\left(i(\omega_0 t + \varphi_0)\right), \tag{14.14}$$

где β - глубина модуляции $(0 < \beta < 1)$.

Выражение (14.14) можно переписать в виде

$$\begin{aligned}\boldsymbol{E}(t) = {} & \boldsymbol{E}_0 \exp\left(i(\omega_0 t + \varphi_0)\right) + \\ & + \frac{\beta \boldsymbol{E}_0 \exp(i\varphi_0)}{2} \left[\exp\left(i(\omega_0 + \Omega)t\right) + \exp\left(i(\omega_0 - \Omega)t\right)\right]\end{aligned} \tag{14.15}$$

Отсюда следует, что периодическая амплитудная модуляция с частотой Ω приводит к превращению моды на несущей частоте ω_0 фактически в три синфазные моды - на частотах $\omega_0, \omega_0 + \Omega, \omega_0 - \Omega$.

Если частота модуляции Ω выбрана равной разности частот соседних мод, возбуждаемых в лазере, то боковые частоты $\omega_0 + \Omega$ и $\omega_0 - \Omega$ будут совпадать с частотами мод, являющихся соседними с центральной модой. В этом случае второе и третье слагаемые в правой части (14.15) будут играть роль вынуждающей силы для указанных соседних мод. В результате эти соседние моды будут генерироваться в фазе с центральной модой, т.е. окажутся синхронизованными с центральной модой.

В случае, когда частота модуляции выбрана n-кратной разности частот соседних мод, синхронизуются моды с частотами, различающимися на величину, превышающую межмодовый интервал в n раз.

Наряду с активной возможна и пассивная синхронизация мод или, по другому, самосинхронизация мод, поскольку периодическая модуляция параметров резонатора может быть осуществлена не только внешним сигналом, но и нелинейным откликом на биения мод. Для этого необходим нелинейный элемент внутри резонатора, например просветляющийся фильтр. В принципе могут использоваться нелинейные свойства активного элемента. В подобных случаях говорят о пассивной синхронизации мод или самосинхронизации мод.

Глава 15

Классификация лазеров

Существующие типы лазеров можно классифицировать по нескольким признакам. Прежде всего по агрегатному состоянию активной среды: газовые, жидкостные, твердотельные. Каждый из этих больших классов разбивается на более мелкие: по характерным особенностям активной среды, типу накачки, способу создания инверсии и т.д. Например, из твердотельных довольно четко выделяется обширный класс полупроводниковых лазеров, в которых наиболее широко используется инжекционная накачка. Среди газовых лазеров выделяют атомарные, ионные и молекулярные лазеры. Особое место среди всех прочих лазеров занимает лазер на свободных электронах, в основе работы которого лежит классический эффект генерации света релятивистскими заряженными частицами в вакууме.

Более точная классификация должна учитывать не только тип активной среды, но и используемый метод накачки: оптическая, газоразрядная, электроионизационная, тепловая, химическая, рекомбинационная. Однако следует иметь в виду, что методы создания инверсии должны рассматриваться с учетом не только процессов возбуждения, но и процессов релаксации энергетических уровней, поскольку для некоторых типов лазеров избирательность релаксации рабочих уровней играет особо важную роль в создании инверсии. Так, например, в ионных лазерах принципиально важно относительно быстрое радиационное очищение нижних рабочих уровней, в молекулярных и электроионизационных лазерах важна релаксация нижних рабочих уровней за счет неупругих столкновений, а в газодинамических лазерах — за счет адиабатического расширения газа. Избирательность очищения рабочих уровней играет большую роль и в других типах лазеров (например, плазменных и химических).

Следует также принимать во внимание режим генерации. Вопросы

очищения уровней приобретают особую остроту в случае непрерывной генерации (стационарная инверсия), тогда как в импульсных лазерах на первый план выдвигаются обычно вопросы, связанные с избирательностью заселения рабочих уровней.

При импульсной накачке, когда инверсия реализуется лишь в течение ограниченного промежутка времени, быстрое очищение нижнего рабочего уровня может оказаться несущественным. Предположим, что при включении импульса возбуждения скорость заселения верхнего рабочего уровня оказывается выше скорости заселения нижнего уровня. В этом случае лазер может работать за счет инверсии, возникающей в начале импульса возбуждения. Ясно, что в данном случае скорость релаксации нижнего рабочего уровня несущественна.

В режиме импульсной накачки возможно получение генерации в большем числе сред и на большем числе переходов в данной среде, нежели при стационарной накачке.

Глава 16

Газовые лазеры

Газообразность активной среды приводит к ряду замечательных следствий. Прежде всего, только газовые среды могут быть прозрачными в широком спектральном интервале от вакуумной УФ области спектра до дальнего ИК диапазона. В результате газовые лазеры работают в громадном диапазоне длин волн. По сравнению с твердыми телами и жидкостями газы обладают существенно меньшей плотностью и более высокой однородностью, что позволяет легче достигать дифракционного предела расходимости лазерного излучения.

При малой плотности для газов характерно доплеровское уширение спектральных линий, величина которого мала по сравнению с шириной линии люминесценции в конденсированных средах. Это обеспечивает высокую монохроматичность излучения газовых лазеров.

Составляющие газ частицы взаимодействуют друг с другом в процессе газокинетических столкновений. Это взаимодействие относительно слабо, поэтому оно практически не влияет на расположение уровней энергии частиц и выражается только в уширении соответствующих спектральных линий. Увеличение давления приводит к росту столкновительной ширины (см. главу 4), что позволяет управлять шириной линии усиления активной среды лазера.

Для выполнения условий самовозбуждения усиление должно превышать потери в активной среде за один проход резонатора лазера. Технически трудно изготовить зеркала с потерями, заметно меньшими 1%. Следовательно, усиление за один проход должно превышать 1%. В газах нерезонансные потери энергии непосредственно в активной среде практически отсутствуют, облегчая тем самым выполнение этого условия. Кроме того, условие самовозбуждения может быть относительно легко реализовано путем увеличения длины активной среды. Вместе с тем малая плотность газов препятствует получению такой высокой плотности

возбужденных частиц, которая характерна для твердых тел. Поэтому удельный энергосъем у газовых лазеров существенно ниже, чем у лазеров на конденсированных средах.

Специфика газов проявляется и в многообразии различных физических процессов, применяемых для создания инверсии населенностей. К их числу относятся возбуждение при столкновениях в электрическом разряде, возбуждение в газодинамических процессах, химическое возбуждение, фотодиссоциация, оптическая накачка, электронно-лучевое возбуждение.

В подавляющем большинстве газовых лазеров инверсия населенностей создается в электрическом разряде. Такие газовые лазеры называются газоразрядными. Газоразрядный метод создания активной среды является наиболее общим методом получения инверсии в газовых лазерах, так как электроны разряда легко возбуждают частицы газа, переводя их в процессах неупругих столкновений на более высокие уровни энергии. Обычно наблюдаемое свечение газового разряда объясняется спонтанными переходами с этих уровней энергии вниз. Если скорости процессов распада возбуждаемых состояний благоприятны накоплению частиц на каком-то верхнем уровне энергии и опустошению какого-то нижнего уровня энергии, то между этими уровнями создается инверсия населенностей.

Газоразрядный метод применим для возбуждения лазеров как непрерывного, так и импульсного режимов работы. Для накачки используют самостоятельный или несамостоятельный электрический разряд. В последнем случае проводимость газа обеспечивается внешним ионизатором, а процесс возбуждения осуществляется независимо от условий пробоя газа при значении напряженности электрического поля, оптимальной для создания инверсии.

При химическом возбуждении инверсия населенностей создается в результате химических реакций, при которых образуются возбужденные атомы, молекулы, радикалы. Газовая среда удобна для химического возбуждения тем, что реагенты легко и быстро перемешиваются и легко транспортируются. В газофазных химических реакциях неравновесное распределение химической энергии среди продуктов реакции проявляется наиболее сильно и сохраняется наиболее долго. Химические лазеры интересны тем, что в них происходит прямое преобразование химической энергии в энергию электромагнитного излучения. Привлечение цепных реакций приводит к тому, что падает относительная доля энергозатрат на инициирование реакций, обеспечивающих получение инверсии. В ре-

зультате энергопотребление во время работы химического лазера может быть минимальным.

В силу малой плотности газов их резонансные линии поглощения узки. Поэтому оптическая накачка может быть эффективна, если источник накачки достаточно монохроматичен. Обычно используются лазерные источники. Специфика газов в случае оптической накачки проявляется еще и в том, что в силу их малой плотности глубина проникновения излучения накачки в газ может быть большой при относительно малом тепловыделении при поглощении излучения. Как правило, резонансная оптическая накачка газовых сред практически не приводит к нарушению их оптической однородности.

При электронно-лучевом возбуждении газовых сред происходит ионизация газа электронами высокой энергии (0, 3 — 3 МэВ). При этом энергия быстрых электронов первичного пучка, общее число которых относительно невелико, каскадным образом преобразуется в энергию большого числа медленных электронов. Возбуждение верхних лазерных уровней осуществляется именно этими электронами низкой энергии (от единиц до десятков электронвольт). Так как длина пробега электронов большой энергии в газах достаточно велика, то электронно-лучевой способ возбуждения очень удобен для создания активной среды больших объемов при больших давлениях газов, причем газов любого состава.

Независимо от вида используемой накачки для газовых лазеров можно отметить два обстоятельства общего характера. Во-первых, достижение инверсии в газовой среде сильно облегчается относительной медленностью релаксационных процессов в газах. Как правило, соответствующие константы скорости хорошо известны или могут быть сравнительно легко изучены экспериментально. Во-вторых, для газов характерна передача энергии возбуждения от частиц одного сорта частицам другого сорта при неупругих столкновениях между ними. Такая передача тем более эффективна, чем более точно совпадают уровни энергии сталкивающихся частиц. Всегда существующее различие в значениях энергии тех состояний, обмен населенностями которых происходит при столкновении, приводит к тому, что передача возбуждения сопровождается выделением (или поглощением) кинетической энергии E_k:

$$N^* + n \overset{K}{\leftrightarrows} N + n^* + E_k \qquad (16.1)$$

Здесь N - плотность частиц-доноров энергии возбуждения, n - плотность акцепторов, "*" обозначает возбуждение соответствующей частицы, а K - скорость реакции (16.1). Кинетическая энергия может быть

получена из резервуара тепловой энергии поступательного движения частиц газа (или передана в этот резервуар). Для того чтобы такой процесс был эффективным, перадаваемая в одном столкновении энергия не должна превышать среднюю энергию теплового движения одной частицы kT, т.е. дефицит энергии рассматриваемых состояний должен быть мал:

$$\mid E_{N^*} - E_{n^*} \mid \ll kT \tag{16.2}$$

В этом случае происходит резонансная (квазирезонансная) передача энергии возбуждения, описывающаяся скоростным уравнением вида

$$\frac{dn^*}{dt} = -\frac{n^*}{\tau} + K\left(N^* n - n^* N\right), \tag{16.3}$$

где τ - некоторое эффективное время релаксации, а константа скорости передачи энергия возбуждения

$$K = < \sigma v > \tag{16.4}$$

Здесь v - скорость сталкивающихся частиц, а сечение процесса передачи энергии σ приближается к газокинетическому сечению σ_{gk} при выполнении условия (16.2). Предполагая, что для N, N^*, n и n^* выполнен закон сохранения числа частиц:

$$\begin{aligned} n + n^* &= n_0 \\ N + N^* &= N_0 \end{aligned} \tag{16.5}$$

из (16.3) легко получить, что в стационарных условиях

$$n^* = \frac{KN^*}{1/\tau + KN_0} n_0 \tag{16.6}$$

и при условии

$$KN_0 \gg \frac{1}{\tau} \tag{16.7}$$

достигается уровень возбуждения акцепторов, максимально возможный при заданном уровне возбуждения доноров.

Передача энергии возбуждения существенно расширяет возможности создания газовых лазеров, позволяя разделить функции накопления энергии возбуждения и последующего излучения на желаемой длине волны. Процесс происходит в два этапа. Сначала тем или иным способом возбуждаются частицы вспомогательного газа - носителя избыточной энергии и выступающего донором энергии возбуждения. Затем в процессах неупругих столкновений энергия передается от газа-носителя

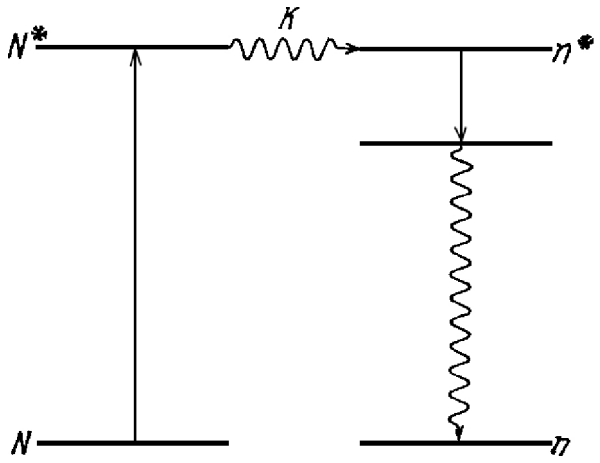


Рис. 16.1: Передача энергии возбуждения

частицам рабочего газа - акцептора энергии возбуждения, населяя таким образом их верхний лазерный уровень (рис. 16.1). Верхний уровень энергии вспомогательного газа должен обладать большим собственным временем жизни, чтобы хорошо накапливать энергию.

Рассматриваемый метод нашел широкое применение, так как практически при всех методах возбуждения (электроразрядном, газодинамическом, химическом и т. д.) часто оказывается гораздо более выгодным непосредственно вкладывать энергию возбуждения в те частицы, которые легко поглощают эту энергию, сами ее не излучают и охотно отдают свое возбуждение нужным частицам.

Оценим КПД газоразрядных лазеров. Эту величину можно представить в виде

$$\eta = \eta_p \frac{h\nu}{E_p}, \tag{16.8}$$

где η_p - эффективность действия накачки, например, в случае газоразрядных лазеров это доля энергии накачки, вводимой в разряд, которая тратится на возбуждение верхнего лазерного уровня. Энергия этого уровня обозначена символом E_p.

Условия инверсии в непрерывном режиме требуют быстрого распада нижнего лазерного уровня. Если использовать преимущественный столкновительный распад нижнего уровня не удается, то остается только одна возможность - спонтанный распад. Это означает, что нижний уровень должен быть расположен высоко. Тогда отношение $h\nu/E_p$, имеющее смысл предельного КПД лазерного перехода, мало. Действительно, в газоразрядных лазерах непрерывного действия на атомах или ионах используются высокорасположенные уровни ($E \approx 10-20$ эВ) и величина

$h\nu/E_p < 0,1$. Кроме того, высокое расположение рабочих уровней отрицательно сказывается на эффективности их возбуждения. Основная доля энергии в типичном разряде атомарного газа идет на ионизацию и возбуждение низколежащих уровней. В результате КПД таких лазеров не превышает 10^{-3}-10^{-4}.

Для атомных систем решение проблемы КПД возможно при переходе от непрерывного к существенно импульсному режиму работы. Дело в том, что при газовом разряде в атомной системе в большинстве случаев основная доля энергии разряда идет на возбуждение первого резонансного уровня атома. Этот уровень обладает наибольшим сечением возбуждения при соударениях с электронами. Поэтому такой уровень хорошо использовать как верхний уровень лазерного перехода. Тогда нижним уровнем в атомной системе может быть только метастабильный уровень, который воэбуждается электронами хуже разрешенного и обычно расположен ниже первого резонансного. Следовательно, в процессе возбуждения возникает инверсия, существующая какое-то время после выключения возбуждения. Если инверсия достаточно велика и порог самовозбуждения лазера сильно перевыполнен, то возникает генерация, излучение сбрасывает частицы с верхнего уровня на нижний, что приводит в конечном счете к исчезновению инверсии и прекращению генерации. По прекращении генерации инверсия восстанавливается не мгновенно, так как нижний лазерный уровень продолжает оставаться населенным практически в течение своего времени жизни, которое относительно велико. В этом случае генерация носит принципиально импульсный характер, а частота следования импульсов не может превышать величину, обратную времени жизни нижнего уровня.

Импульсная генерации на переходах, оканчивающихся на метастабильных уровнях, называется самоограниченной или генерацией на самоограниченных переходах. Для импульсного режима формула (16.8) несправедлива. После включения инверсии индуцированное излучение идет до тех пор, пока не выровняются населенности. Часть населенности верхнего уровня не используется. В отсутствие вырождения эта часть составляет $1/2$. При наличии вырождения эта часть зависит от соотношения статистических весов верхнего и нижнего уровней g_u и g_l и составляет $g_u/\left(g_u+g_l\right)$. В результате КПД лазера на самоограниченных переходах записывается в виде

$$\eta = \eta p \frac{h\nu}{E_p} \frac{g_u}{g_u + g_l} = \eta_p \eta_{max}, \tag{16.9}$$

где

$$\eta_{max} = \frac{g_u}{g_u + g_l} \frac{h\nu}{E_p} \tag{16.10}$$

есть предельный КПД перехода, достигаемый тогда, когда вся энергия тратится на возбуждение верхнего уровня энергии E_p. По существу, η_{max} является лазерной характеристикой перехода. Множитель $g_u/\left(g_u + g_l\right)$ обычно заключен в пределах $1/2-1/3$. Отношение $h\nu/E_p$ для атомов с невысоким нижним уровнем может составлять 0,5-0,7. Следовательно, можно надеяться найти такие переходы, для которых эффективность $\eta_{max} = 0,3\text{-}0,5$. В результате полный КПД может составлять 10-20%.

Радикальное повышение КПД газовых лазеров возможно при переходе на молекулярную газовую среду. В этом случае высокие значения η достигаются за счет использования в качестве лазерных уровней низко лежащих колебательных уровней основного электронного состояния молекул. В этом случае квантовый КПД $h\nu/E_p$ может превышать 50%, а технический КПД лазера достигать десятков процентов. Именно поэтому молекулярные газовые лазеры получили наибольшее распространение.

16.1 Атомарные лазеры

Ярким представителем атомарных газовых лазеров является гелий-неоновый лазер. Первая генерация была получена в 1960 г. на длине волне $1,15$ мкм [9]. А наибольший интерес к газовым лазерам сформировался после открытия генерации гелий-неонового лазера на красной линии $632,8$ нм практически в тех же условиях, что и в первом запуске на волне $1,15$ мкм. С тех времен технические усовершенствования привели к тому, что гелий-неоновый лазер превратился в надежное устройство, которое является одним из наиболее массово выпускаемых лазеров.

В гелий-неоновом лазере рабочим веществом являются нейтральные атомы неона. Возбуждение осуществляется электрическим разрядом. В чистом неоне создать инверсию в непрерывном режиме трудно. Эта трудность, носящая достаточно общий для многих случаев характер, обходится введением в разряд дополнительного газа - гелия, выполняющего функцию донора энергии возбуждения. Энергии двух первых возбужденных метастабильных уровней гелия (рис. 16.2) довольно точно совпадают с энергиями уровней $3s$ и $2s$ неона. Поэтому хорошо реализуются условия резонансной передачи возбуждения по схеме

$$He^* + Ne \rightarrow He + Ne^* \tag{16.11}$$

При правильно выбранных давлениях неона и гелия, удовлетворяющих условию (16.7), можно добиться заселения одного или обоих уровней $3s$ и $2s$ неона, значительно превышающего таковое в случае чистого неона, и получить инверсию населенностей.

Опустошение нижних лазерных уровней происходит в столкновительных процессах, в том числе и в соударениях со стенками газоразрядной трубки.

Рассмотрим теперь более подробно схему уровней нейтральных атомов гелия и неона (рис. 16.2). Нижним из возбужденных состояний гелия 2^3S_1 и 2^1S_0 соответствуют энергии 19,82 и 20,61 эВ. Оптические переходы из них в основное состояние запрещены в приближении LS-связи, действительной для гелия. Состояния 2^3S_1 и 2^1S_0 - это метастабильные состояния с временем жизни примерно 1 мс. Поэтому они хорошо накапливают энергию, получаемую при возбуждении электронным ударом.

Для неона действительна промежуточная jl-связь. На рис. 16.2 состояния, относящиеся к одной конфигурации, показаны жирной линией с выделением рабочего подуровня. Уровни $3s_2$ и $2s_2$ близки к метастабильным уровням гелия 2^3S_1 и 2^1S_0, дефицит энергии примерно

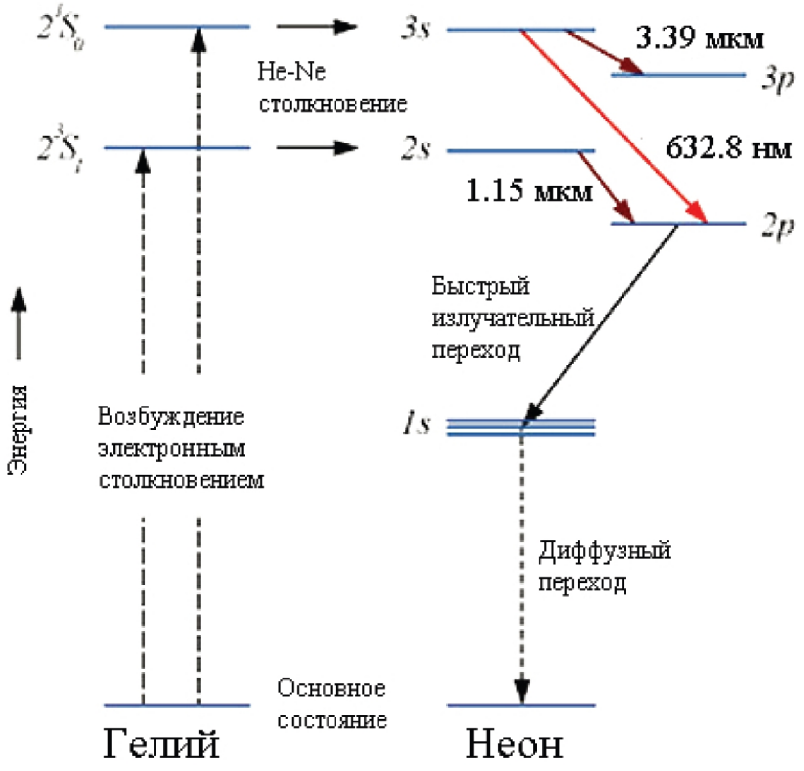


Рис. 16.2: Схема уровней He-Ne лазера

равен 300 см$^{-1}$. Состояние $1s$ имеет большое время жизни из-за резонансного пленения излучения в силу радиационной связи с основным состоянием. В неоне s-состояния имеют большие времена жизни, чем $p-$состояния. Это, вообще говоря, позволяет получать инверсию на переходах $2s \longrightarrow 2p$, $3s \longrightarrow 3p$. Однако состояние $1s$ неона хорошо заселяется в разряде, и при не слишком больших токах разряда возможно каскадное заселение нижних лазерных уровней при переходах из состояния $1s$ в $2p$ и $3p$.

Введение в разряд относительно большого количества гелия, обеспечивающего внешний по отношению к неону интенсивный канал заселения состояний $2s$ и $3s$, снимает ограничения на возможность получения инверсии в непрерывном режиме. Исторически первой была получена генерация на переходе $2s \longrightarrow 2p$. Максимальная мощность генерации соответствует переходу $2s_2 \longrightarrow 2p_4$, $\lambda = 1,15$ мкм. Затем была реализована инверсия переходов $3s \longrightarrow 3p$ ($3s_2 \longrightarrow 3p_4$, $\lambda = 3,39$ мкм) и $3s \longrightarrow 2p$ ($3s_2 \longrightarrow 2p_4$, $\lambda = 0,63$ мкм).

Все три вида генерации происходят в примерно одинаковых условиях разряда и имеют одинаковые зависимости мощности генерации от параметров разряда. При этом особенно важна конкуренция на длинах волн 3,39 и 0,63 мкм, которым соответствуют переходы с общего верхнего

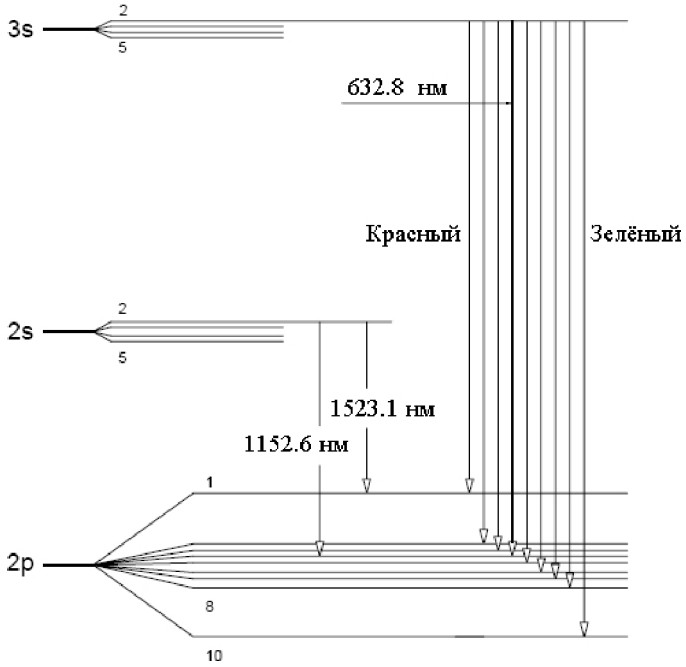


Рис. 16.3: Рабочие уровни неона

уровня. Поэтому генерации на одной из этих волн ослабляет генерацию на другой. Дело осложнено резким различием в коэффициентах усиления. Переходу $3s_2 \rightarrow 3p_4$ (3,39 мкм) соответствует усиление в 20 дБ/м, и поэтому на нем легко достигается генерация даже на металлических зеркалах. Переходу $3s_2 \rightarrow 2p_4$ (0,63 мкм) соответствует небольшое усиление в 5-6%/м, что при прочих равных условиях никак не может конкурировать с гигантским усилением в 20 дВ/м. Поэтому для получения генерации в видимой области гелий-неоновый лазер снабжается многослойными диэлектрическими интерференционными зеркалами, обладающими высоким коэффициентом отражения только на требуемой длине волны. Переходу $2s_2 \rightarrow 2p_4$ (1,15 мкм) соответствует усиление 10-20%/м, генерация достигается с помощью диэлектрических зеркал.

Переход $3s_2 \rightarrow 2p_4$ является наиболее сильным в полосе $3s \rightarrow 2p$, однако использование дисперсионных резонаторов позволяет получить более 200 линий генерации, которые представлены на рис. 16.3.

Возбуждение атомов гелия (и неона) происходит в слаботочном тлеющем разряде (рис. 16.4). В лазерах непрерывного действия на нейтральных атомах или молекулах для создания активной среды чаще всего используется слабоионизованная плазма положительного столба тлеющего разряда. Плотность тока тлеющего разряда составляет 100-200 мА/см^2. Напряженность продольного электрического поля такова, что число возникающих на единичном отрезке разрядного промежут-

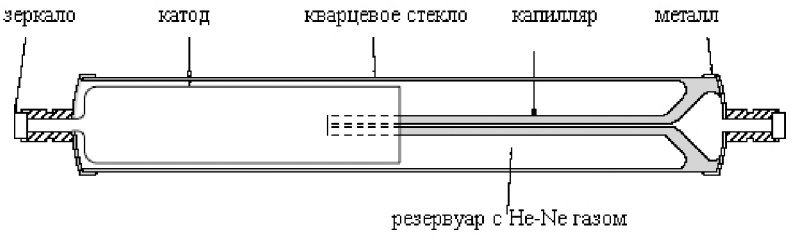


Рис. 16.4: Конструктивная диаграмма He-Ne лазера

ка электронов и ионов компенсирует потери заряженных частиц при их диффузии к стенкам газоразрядной трубки. Тогда положительный столб разряда стационарен и однороден. Электронная температура определяется произведением давления газа p на внутренний диаметр трубки D. При малых pD электронная температура велика, при больших - низка. Постоянство величины pD определяет условия подобия разрядов. При постоянной плотности числа электронов условия и параметры разрядов будут неизменны, если неизменно произведение pD. Плотность числа электронов в слабоионизованной плазме положительного столба пропорциональна плотности тока.

Для гелий-неонового лазера оптимальные значения pD, равно как и парциальный состав газовой смеси, несколько отличны для различных спектральных областей генерации.

В области 0,63 мкм самой интенсивной из линий серии $3s \longrightarrow 2p$ является линия $3s_2 \longrightarrow 2p_4$ (0,63282 мкм), которой соответствует оптимальное $pD = 3.5 - 4.0$ Торр·мм. Отношение парциальных давлений гелия и неона, при котором для этой области генерации наилучшим образом выполняются условия (16.7), составляет $5:1$. Энергия возбуждения переходит главным образом от состояния $He(2^1S_0)$ к состоянию $Ne(3s)$, как это показано на рис. 16.2.

В области 1,15 мкм в серии $2s \longrightarrow 2p$ самой интенсивной является линия $3s_2 \longrightarrow 2p_4$ (1,15228 мим). Энергию возбуждения поставляет состояние 2^3S_1 гелия (рис. 16.2). Оптимальное отношение парциальных давлений гелия и неона составляет $10:1$, значение $pD \cong 10$ Торр·мм.

Для области 3,39 мкм - серия $3s \longrightarrow 3p$, самая сильная линия $3s_2 \longrightarrow 3p_4$ (3,3913 мкм). Оптимальные условия разряда оказываются одинаковыми с красной линии генерации 0,63 мкм ввиду того, что они имеют общий верхний лазерный уровень. В весьма распространенных случаях, когда одна и та же отпаянная газоразрядная трубка используется в гелий-неоновом лазере со сменными зеркалами для работы в различных диапазонах длин волн, обычно выбираются некоторые компромиссные

значения в довольно широком диапазоне параметров: диаметр газоразрядной трубки 5-40 мм, отношение парциальных давлений 5-15, общее давление 1-2 Торр, ток 25-50 мА.

Наличие оптимума по диаметру обусловлено конкуренцией двух факторов. Во-первых, при увеличении поперечного сечения активной среды лазера при прочих равных условиях происходит увеличение выходной мощности. Во-вторых, уменьшение диаметра капилляра газоразрядной трубки увеличивает коэффициент усиления пропорционально $1/D$. Последнее происходит как из-за увеличения вероятности распада на стенке капилляра метастабильного состояния неона $1s$, так и из-за увеличения количества возбужденного гелия (и тем самым неона), а значит, и коэффициента усиления при сохранении постоянным произведения pD, т.е. при выполнении условия подобия тлеющих разрядов при изменении диаметра газоразрядной трубки.

Наличие оптимальной плотности тока разряда обусловлено возникновением при больших токах каскадных процессов типа

$$e + Ne(1s) \rightarrow Ne(2p) + e, \tag{16.12}$$

приводящих к уменьшению инверсии (см. рис. 16.2). Процессы такого рода могут становиться существенными также при увеличении давления неона, что, в свою очередь, обусловливает наличие оптимума по давлению.

Характерными значениями мощности излучения гелий-неоновых лазеров следует считать десятки милливатт в областях 0,63 и 1,15 мкм и сотни в области 3,39 мкм. Срок службы лазеров ограничивается процессами в разряде и исчисляется годами. С течением времени в разряде происходит нарушение состава газа. Из-за сорбции атомов в стенках и электродах происходит процесс "жестчения", падает давление, меняется отношение парциальных давлений He и Ne.

Наибольшая кратковременная стабильность, простота и надежность конструкции гелий-неонового лазера достигаются при установке зеркал резонатора внутрь разрядной трубки. Однако при таком расположении зеркала сравнительно быстро выходят из строя за счет бомбардировки заряженными частицами плазмы разряда. Поэтому наибольшее распространение получила конструкция, в которой газоразрядная трубка помещается внутрь резонатора (рис. 16.5), а ее торцы снабжены окнами, расположенными под углом Брюстера к оптической оси, обеспечивая тем самым линейную поляризацию излучения. Такое расположение имеет целый ряд преимуществ - упрощается юстировка зеркал резонатора,

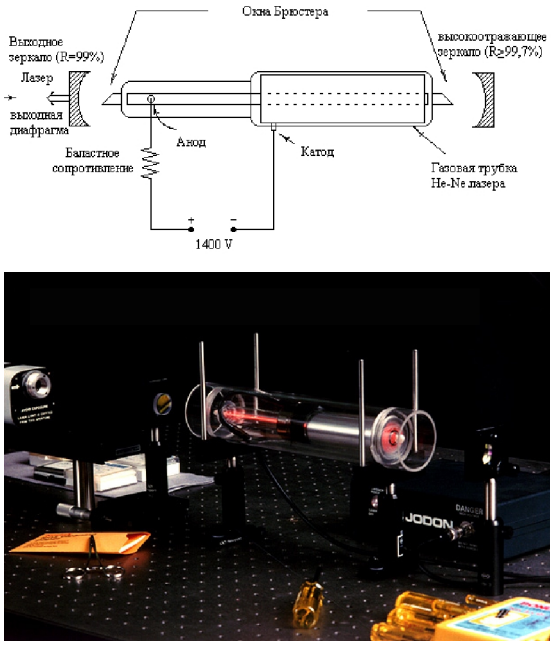


Рис. 16.5: Резонатор He-Ne лазера

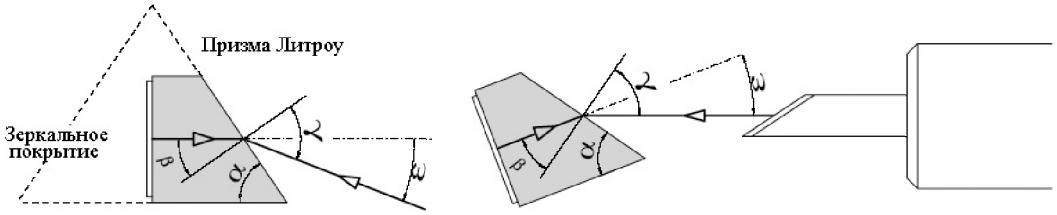


Рис. 16.6: Использование призмы Литроу

увеличивается срок службы газоразрядной трубки и зеркал, облегчается их смена, появляется возможность управления резонатором и применения дисперсионного резонатора, выделения мод и т.п.

Переключение между полосами генерации (рис. 16.6) в перестраиваемом гелий-неоновом лазере обычно обеспечивается за счет введения призмы , а для тонкой перестройки линии генерации обычно используется дифракционная решетка. Схема такого лабораторного $He\text{-}Ne$ лазера представлена на рис. 16.7

Ширина линии рабочего перехода принципиально определяется естественным, столкновительным и доплеровским уширениями. В случае гелий-неонового лазера значение естественной ширины линии $\sim$ 20 МГц. Столкновительное уширение определяется давлением газа. Для атомов неона при давлении порядка 1 Торр оно составляет $\Delta\nu \approx 1$ МГц. Доплеровская ширина линии определяется длиной волны излучения и температурой, например, для линии 0,63 мкм она составляет $\Delta\nu = 1500$ МГц при при $T = 400K$. Видно, что в случае гелий-неонового лазера основ-

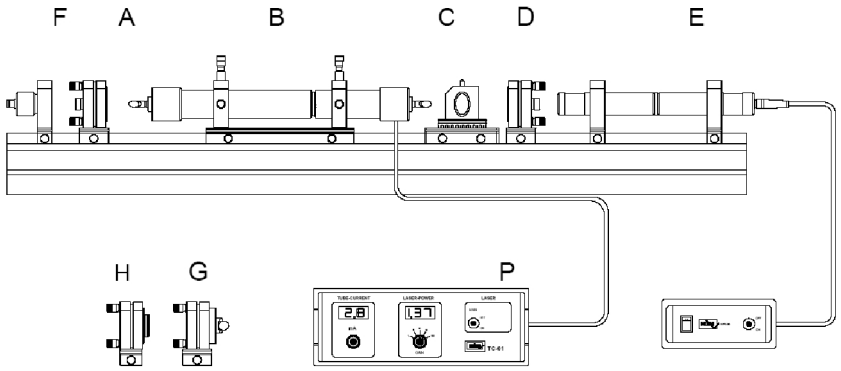
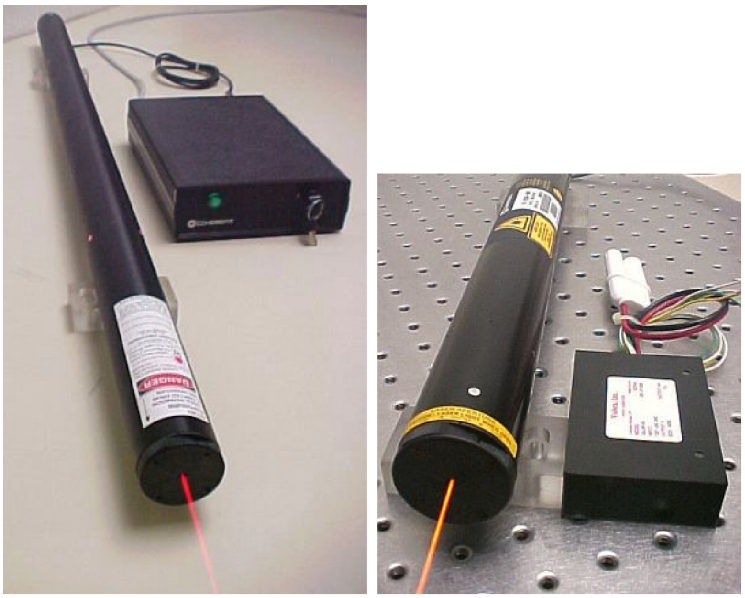


Рис. 16.7: Лабораторный перестраиваемый $He - Ne$ лазер



(a) Красный лазер (b) Оранжевый лазер

Рис. 16.8: Внешний вид He-Ne лазера

ным механизмом, вызывающим уширение линии излучения, является эффект Доплера. Уширение это относительно невелико, что позволяет получить одночастотную генерацию на одной продольной моде при хотя и малой, но физически вполне реализуемой длине резонатора $l \leq 15$ см.

Внешний вид современных He-Ne лазеров представлен на рис. 16.8.

16.2 Ионные лазеры

Ионные лазеры, работающие на переходах между возбужденными уровнями ионов благородных газов, характеризуются весьма высокими плотностями тока, требуемыми для достижения порога генерации, что связано с необходимостью поддерживать достаточно высокой степень ионизации газа. Дело в том, что в ионном газовом лазере верхний лазерный уровень заселяется в результате двух последовательных столкновений атома с электронами разряда. Первое столкновение ионизует атом, второе - возбуждает ион. Следовательно, создание инверсии является двухступенчатым процессом, эффективность каждого из которых пропорциональна току разряда. Значит, в целом эффективность возбуждения по крайней мере пропорциональна квадрату тока разряда, что требует высокой плотности тока (до тысячи ампер на квадратный сантиметр) для достижения сколько-нибудь заметной инверсии.

В ионных лазерах на благородных газах энергетические затраты значительны, КПД мал, следовательно, велико паразитное энерговыделение, что приводит к термическим и эрозионным разрушениям разрядных трубок. С другой стороны, эти лазеры имеют то преимущество, что инертные газы относительно дешевы, легко могут быть получены в чистом виде, не реагируют с катодами, геттерами, стенками, не токсичны, их спектр хорошо изучен.

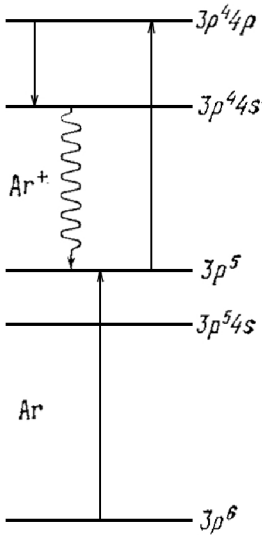


Рис. 16.9: Схема лазерных уровней аргона

Среди ионных лазеров на благородных газах выделяется аргоновый лазер [10], обладающий наибольшей мощностью непрерывного излучения в видимом диапазоне спектра (до сотен ватт). Сочетание высоких

выходных параметров с благоприятным расположением рабочих уровней энергии, обеспечивающих генерацию в сине-зеленой области спектра, где приемники излучения наиболее чувствительны, обусловило применение этого лазера в целом ряде важных научных и технических областей.

Упрощенная схема уровней аргонового лазера приведена на рис.16.9. Возбуждение верхних лазерных уровней Ar^+ происходит ступенчато:

$$\begin{aligned} Ar + e &\rightarrow Ar^+ + 2e \\ Ar^+ + e &\rightarrow (Ar^+)^* + e \end{aligned} \qquad (16.13)$$

Другими словами, возбуждение уровней $4p$-конфигурации происходит из основного со стояния $3p^5$ иона Ar^+. Как видно из рис.16.9, возбуждение непосредственно основного состояния $3p^6$ атомов Ar требует больших энергий. Кроме того, механизм (16.13) подтверждается зависимостью спонтанного излучения лазерных уровней иона Ar^+ от плотности тока. Несомненно, возможны и другие механизмы - например, излучательные каскадные переходы с более высоких уровней иона Ar^+ или передача возбуждения при столкновениях с подходящими по энергии метастабильными уровнями иона. Однако процесс (16.13) оказывается не только наиболее простым, но и дающим в общих чертах верную картину возбуждения верхних лазерных уровней конфигурации $3p$ иона Ar^+. Обозначим плотность числа частиц на этих уровнях символом N, плотность числа ионов в основном состоянии $3p^5$ символом N_i, а электронную плотность символом N_e. В целом плазма разряда электронейтральна, т.е. $N_e \approx N_i$. Тогда скорость накачки Λ верхних лазерных уровней в процессе (16.13) может быть оценена следующим образом

$$\Lambda = \frac{dN}{dt} \sim N_e N_i \approx N_e^2 \qquad (16.14)$$

В стационарном разряде плотность электронов пропорциональна плотности тока разряда: $N_e \sim J$. Следовательно, $\Lambda \sim J^2$. Скорость накачки в стационарных условиях определяет мощность генерации. Более тщательное рассмотрение проводит к закону подобия для аргоновых лазеров в виде

$$\frac{P}{V} = 10^{-5} J^2, \qquad (16.15)$$

где P/V [Вт/см^2] - суммарная объемная плотность выходной мощности генерации Ar^+-лазера во всех модах и на всех линиях сине-зеленой

области спектра в непрерывном режиме, а J [А/см^2] - плотность разрядного тока. Соотношение (16.15) довольно хорошо согласуется с экспериментом.

При рассмотрении любой схемы образования инверсии важно не только то, как осуществляется накачка на верхний уровень, но и как обеспечивается опустошение нижнего уровня. Оказалось, что для ионов Ar^+ нижние лазерные уровни конфигурации $3p^4 4s$ опустошаются вследствие вакуумного УФ излучения на волне около 72 нм (см рис. 16.9). Радиационное (спонтанное) время жизни нижних уровней (10^{-9} с) много меньше, чем верхних (10^{-8} с). Такое соотношение времен релаксации обеспечивает выполнение условия инверсии. Действительно, скоростные уравнения (16.3) в рассматриваемом случае могут быть в пренебрежении индуцированными переходами представлены в виде

$$\frac{dn_2}{dt} = K_2 N_e n - \frac{n_2}{\tau_2} \tag{16.16}$$

$$\frac{dn_1}{dt} = K_1 N_e - \frac{n_1}{\tau_1} \tag{16.17}$$

$$N = n + n_1 + n_2, \tag{16.18}$$

где n_2 - плотность частиц в конфигурации $3p^4 4p$ (верхний лазерный уровень), n_1 - в конфигурации $3p^4 4s$ (нижний лазерный уровень), n - в конфигурации $3p^5$ (основное состояние иона), τ_2 и τ_1 - соответствующие времена жизни, N - плотность общего числа ионов, N_e - плотность электронов, K_1 и K_2 константы скоростей возбуждения состояний $4s$ и $4p$ соответственно. Тогда стационарная инверсия ($\dot{n}_1 = \dot{n}_2 = 0$), определяющая коэффициент усиления слабого сигнала, составляет

$$n_2 - n_1 = \frac{(K_2\tau_2 - K_1\tau_1) N N_e}{1 + (K_2\tau_2 + K_1\tau_1) N_e} \tag{16.19}$$

Очевидно, что условием инверсии является выполнение неравенства $K_2\tau_2 > K_1\tau_1$ или, при не очень сильно различающихся скоростях возбуждения электронным ударом верхних и нижних лазерных уровней, требование

$$\tau_2 > \tau_1 \tag{16.20}$$

носящее довольно общий характер. При $K\tau N_e \ll 1$ получаем

$$n_2 - n_1 = (K_2\tau_2 - K_1\tau_1) N N_e \sim J^2, \tag{16.21}$$

что хорошо соответствует наблюдаемому экспериментально.

Инверсия в аргоне получена более чем на 10 линиях. Из них наиболее интенсивны зеленая (514,5 нм) и синяя (488,0 нм) линии генерации. Схема уровней, изображенная на рис.16.9, дает ясное представление о возможном КПД. По схеме КПД $\sim$7%, в реальности - много меньше.

Капиллярный разряд, применяемый для получения генерации в аргоновых лазерах, по своим свойствам занимает промежуточное место между тлеющим разрядом и сильноионизованной дугой. Разряд происходит при низком давлении. Оптимальное давление составляет 0,25-0,5 Торр. Существенно важной особенностью аргоновых лазеров, как, впрочем, и всех ионных лазеров на благородных газах, является быстрый рост выходной мощности с током разряда (см. формулы (16.3) и (16.12)). Это связано с тем, что насыщение механизма создания инверсии (16.6) может происходить при плотностях тока разряда, значительно превышающих реально достижимые.

Высокие плотности тока приводят к большой тепловой нагрузке на стенки лазерной трубки, подвергаемые к тому же интенсивной ионной бомбардировке. Технологические проблемы создания газоразрядных трубок и электродов аргоновых лазеров очень серьезны. Отметим, что измерения доплеровской ширины линии, оказавшейся равной примерно 3500 МГц, свидетельствуют о температуре ионов в $300K$, что делает эффективной эрозию ими материалов разрядной трубки и электродов.

Высокая удельная тепловая нагрузка приводит к необходимости форсированного охлаждения лазера. При этом существенной является теплопроводность стенок разрядной трубки. Наилучшим материалом является бериллиевая керамика (BeO). Интересной особенностью аргоновых лазеров является возникновение в их газоразрядном канале из-за большой плотности тока эффекта перекачки ионов Ar^+ от анода к катоду, что приводит к появлению продольных градиентов давления и прекращению разряда. Для предотвращения этого эффекта газоразрядная трубка снабжается обводным каналом, обеспечивающим обратную циркуляцию газа. Для того чтобы в обводном канале не горел разряд, его длина делается больше, а диаметр меньше, чем у лазерной трубки.

Наибольшее распространение получили аргоновые лазеры непрерывного действия с суммарной мощностью генерации 5-15 Вт во всех линиях, для выделения требуемых линий применяются дисперсионные резонаторы, хотя эффекты конкуренции различных линий генерации в отличие от гелий-неонового лазера малы или совсем отсутствуют. Наибольшие мощности генерации аргонового лазера в непрерывном режиме достигают нескольких сотен ватт.

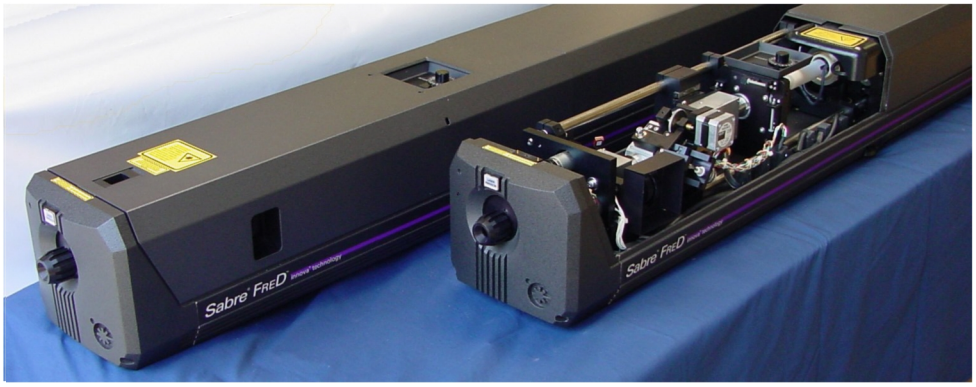


Рис. 16.10: Внешний вид аргонового лазера

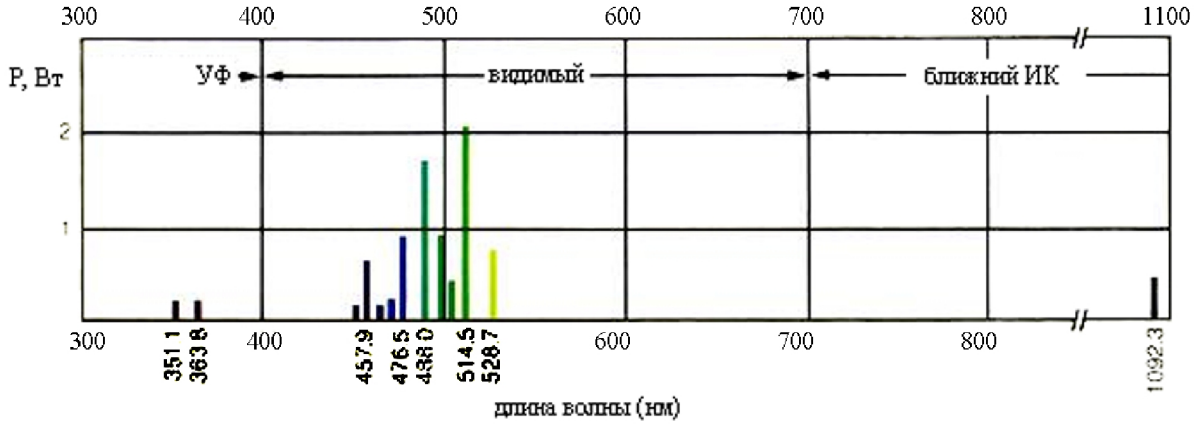
Следует отметить, что при тех же условиях разряда происходит образование ионов Ar^{++}, излучение которых попадает в УФ диапазон. В непрерывном режиме наиболее интенсивны линии генерации 363,8 и 354 нм. Их мощности обычно достигают единиц ватт.

Внешний вид лазера представлен на рис. 16.25. Наряду с Ar^{+} для создания ионных лазеров применяются и другие благородные газы. Интересно применение криптона. Характеристики разряда для Kr и Ar имеют схожие зависимости, что фактически позволяет использовать одинаковую конструкцию для обоих лазеров.

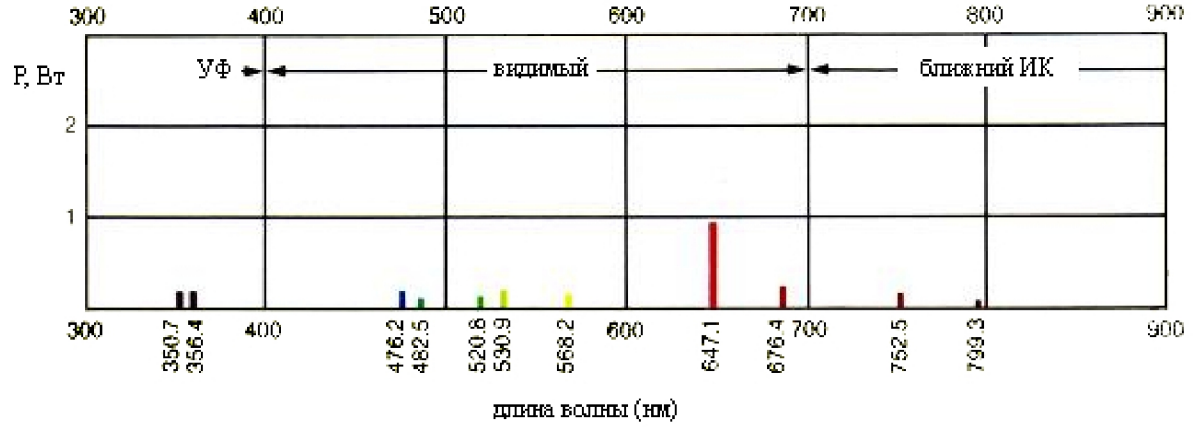
Сравнительные спектральные характеристики аргонового и криптонового лазера представлены на рис. 16.11. При использовании неселективного резонатора генерация излучения в Ar-лазере осуществляется на 6 линиях от 514,5 нм до 457,9 нм. Наиболее сильные и наиболее интересные с точки зрения применения являются зеленая линия 514,5 нм и синяя линия 488 нм. Генерация в ИК диапазоне на длине волны 1092,3 нм обычно достигается заменой величины при использовании интерференционного выходного зеркала резонатора. Линии ультрафиолетового диапазона спектра генерируются в переходах дважды ионизованного аргона Ar^{++} и требуют использования более высоких уровней плотностей тока разряда.

В криптоновом лазере возможно осуществление генерации практически во всем видимом диапазоне спектра (см. рис. 16.11б), однако наибольший КПД достигается на длине волны 647,1 нм.

Использование селективного резонатора позволяет выделить одну из шести линий перехода, на которой достигается инверсия населенностей в Ar-лазере. Обычно к качестве селективного элемента в Ar-лазере используют призму, для чего полностью отражающее зеркало заменяют на комбинацию призмы и зеркала. Тогда выбор углового положения линзы



а) Спектральные характеристики излучения Ar-лазера мощностью 4 Вт



б) Спектральные характеристики излучения Kr-лазера мощностью 500 мВт

Рис. 16.11: Сравнительные спектральные характеристики ионного лазера

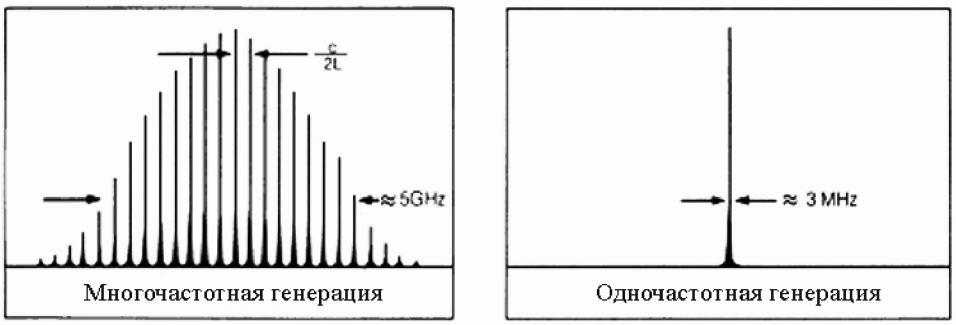


Рис. 16.12: Продольные моды аргонового лазера

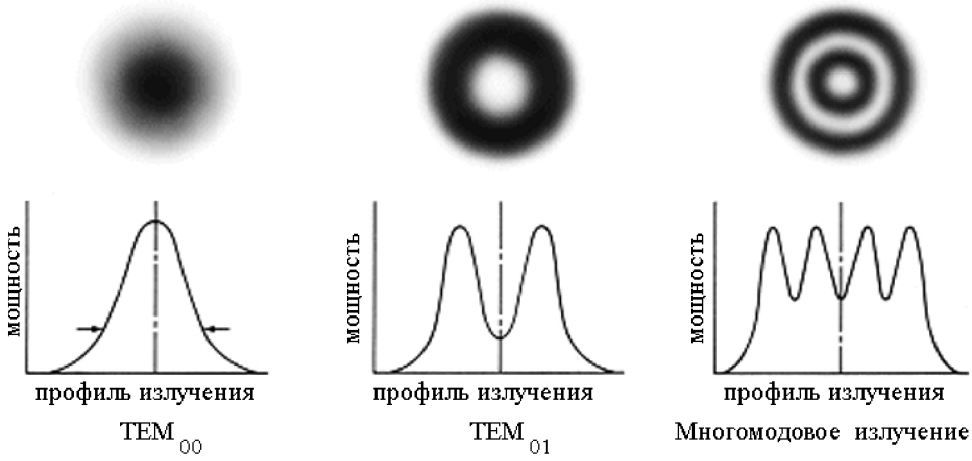


Рис. 16.13: Поперечное распределение интенсивности аргонового лазера

обеспечивает перестройку частоты генерации лазера. Несмотря на достаточно узкую ширину линии перехода, такое выделение не обеспечивает одночастотной генерации излучения. Действительно, при использовании резонатора длиной 1 м в полосу линии усиления попадает достаточно много продольных мод резонатора, так что ширина линии генерации многочастотного Ar-лазера составляет порядка 5 ГГц (см. рис. 16.12), а частотный интервал между модами будет составлять величину $c/2L$, где L - длина резонатора. Для резонатора длиной 1 м это соответствует межмодовому расстоянию в 150 МГц. Длина когерентности лазерного излучения, как известно, может быть оценена как $c/\Delta\nu$ и для рассматриваемого случая составляет 60 мм. В то же время для многих применений (например, голографии) требуется излучение с большими длинами когерентности. Последнее достигается за счет перехода к одночастоной генерации (см. рис. 16.12), что соответствует выделению одной продольной моды резонатора. С этой целью в резонатор ионного лазера вводят эталон Фабри-Перо.

Поперечное распределение интенсивности излучения определяется поперечными модами резонатора (см. рис. 16.13), выбор которых в ионном лазере обычно обеспечивается подбором зеркал (их кривизной и диаметром).

Рассмотрим в качестве примера конструкцию ионного лазера Lexel 95, представленную на рис. 16.14. Основные элементы лазера:

- Разрядная трубка из BeO керамики, помещенная в цилиндрический металлический кожух, к которому подводится водяное охлаждение с помощью армированных нейлоновых трубопроводов. Кожух играет роль электромагнитного экрана и одновременно систе-

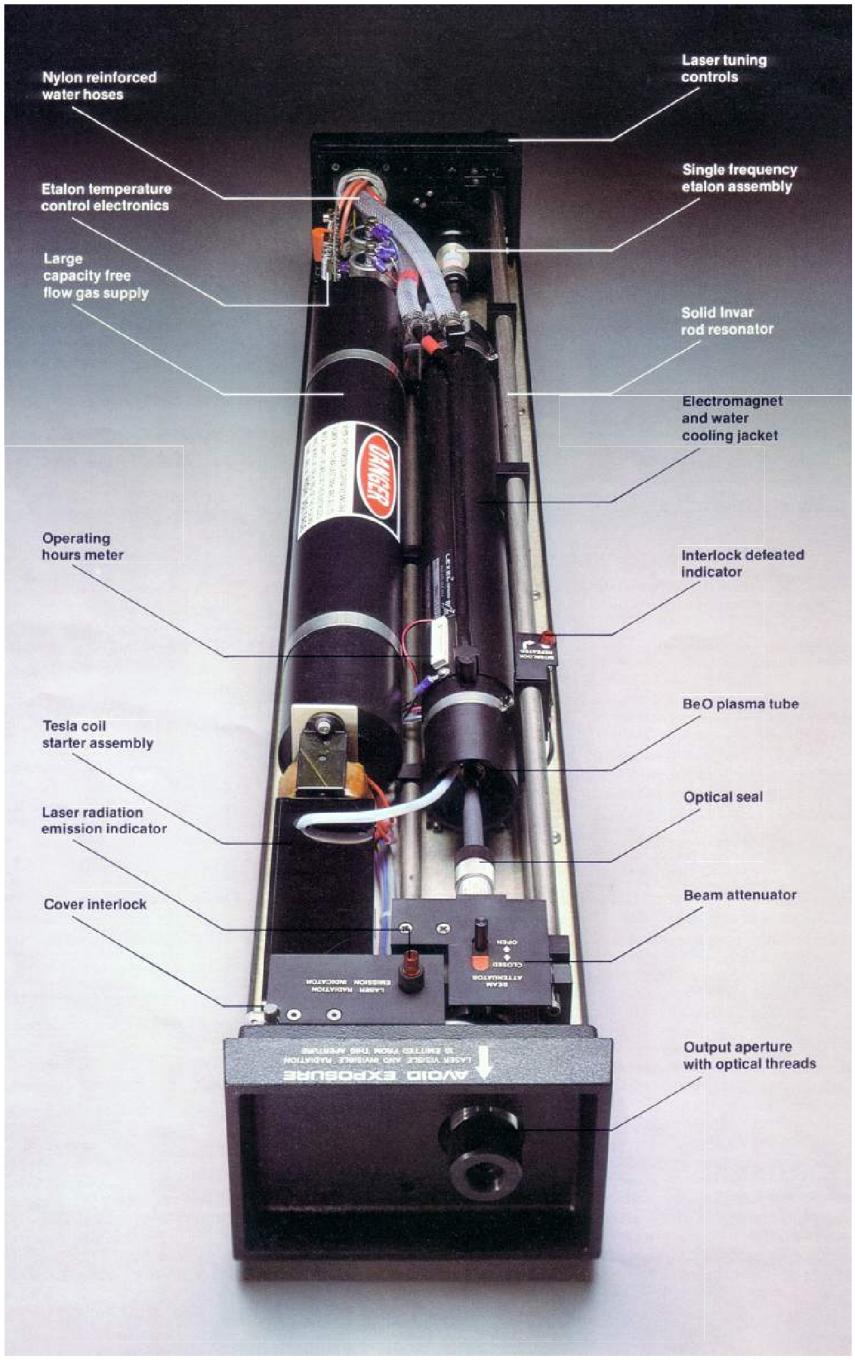


Рис. 16.14: Конструкция ионного лазера Lexel 95

мы теплоотвода от разрядной трубки, предотвращая тем самым тепловые возмущения резонатора. Водяное охлаждение обеспечивает стабильность температуры по длине разрядной трубки на уровне 3^0C. Разрядная трубка соединена с газовым резурвуаром, выполненным из нержавеющей стали. Обеспечивается безклапанное (свободное) натекание газа в разрядную трубку лазера. Использование большого буферного газового резервуара снимает проблему контроля давления в разрядной трубке.

- Резонатор лазера образован двумя зеркалами, закрепленными на системе инваровых стержней, которые обладают малым коэффициентом линейного теплового расширения ($0.9 \cdot 10^{-6}\ 1/^0C$), что обеспечивает тепловую стабильность частоты генерации на уровне $0,5$ ГГц/м, что примерно в 25 раз лучше, чем при использовании стержней из алюминия. Резонатор также содержит эталон Фабри-Перо, оптический уплотнитель, аттенюатор лазерного пучка.

- Трансформатор Теслы используется в качестве искрового запускающего устройства для зажигания разряда.

Корпус лазера также снабжен системами блокировки снятия кожуха корпуса, системой контроля излучения, обеспечивающими систему лазерной безопасности.

Внешний вид разрядной трубки лазера, подсоединенный к газовому резервуару, представлен на рис. 16.15. Корпус трубки выполнен из бериллиевой керамики, которая за счет хорошей теплопроводности обеспечивает теплоотвод из зоны разряда при низких скоростях прокачки воды. Одновременно керамика BeO обеспечивает необходимую герметичность конструкции для впаянных и сварных проходных электродов. Выходное окно трубки выполнено под углом Брюстера, что обеспечивает выделение линейной поляризации излучения. Конструктивно окно Брюстера выполнено в виде неразъемного сварного (кварц-кварц) модуля, что обеспечивает его стойкость вплоть до температур 1000^0C и малые потери при высокой точности выставки.

Водяное охлаждение подводится к разрядной трубке по охватывающему ее уплотненному цилиндрическому каналу. Профилирование разряда в трубке обеспечивается за счет внешнего электромагнитного поля, создаваемого током, проходящим через соленоид, охватывающий разрядную трубку. Это обеспечивает приосевую концентрацию разрядного тока, что наряду с BeO корпусом обеспечивает высокую эрозионную стойкость разрядной трубки.

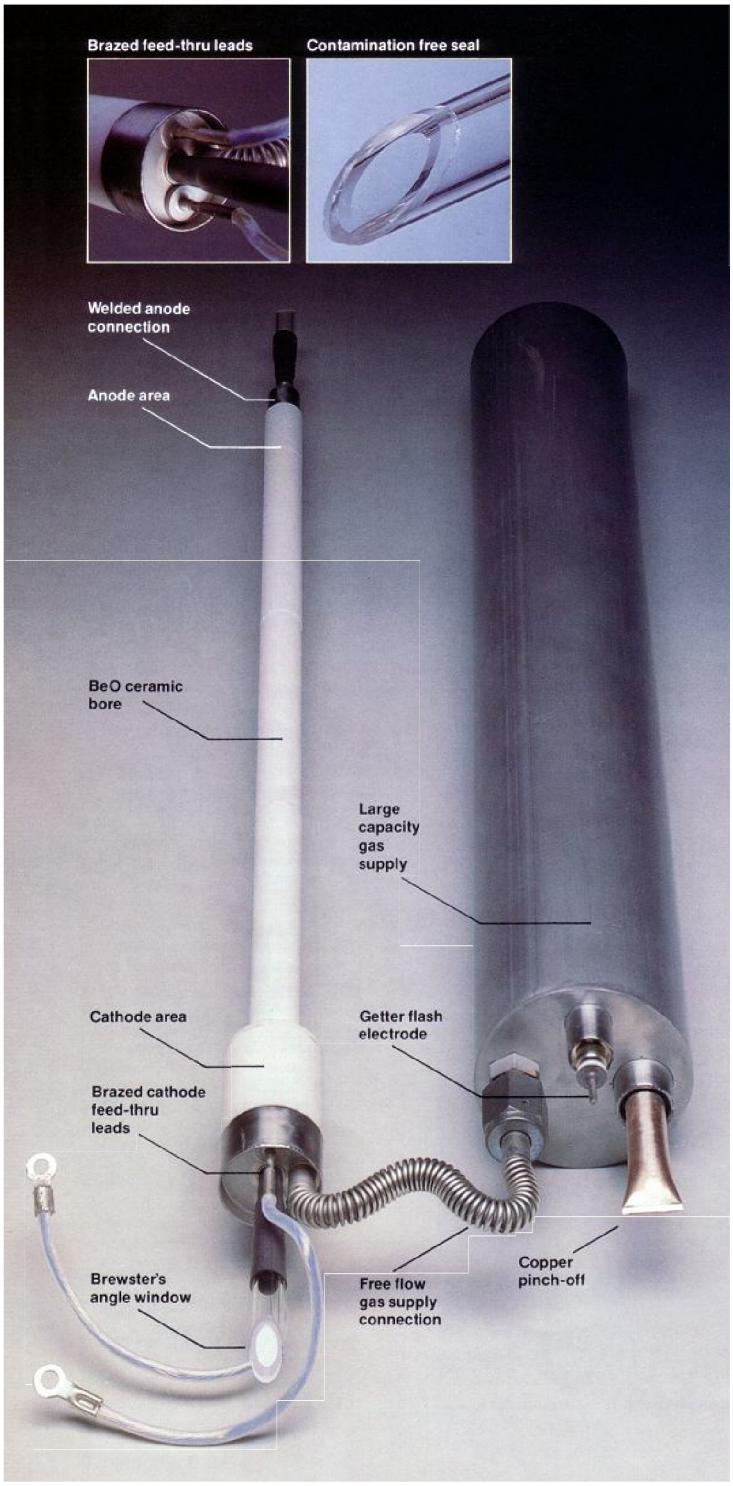


Рис. 16.15: Разрядная трубка ионного лазера Lexel 95

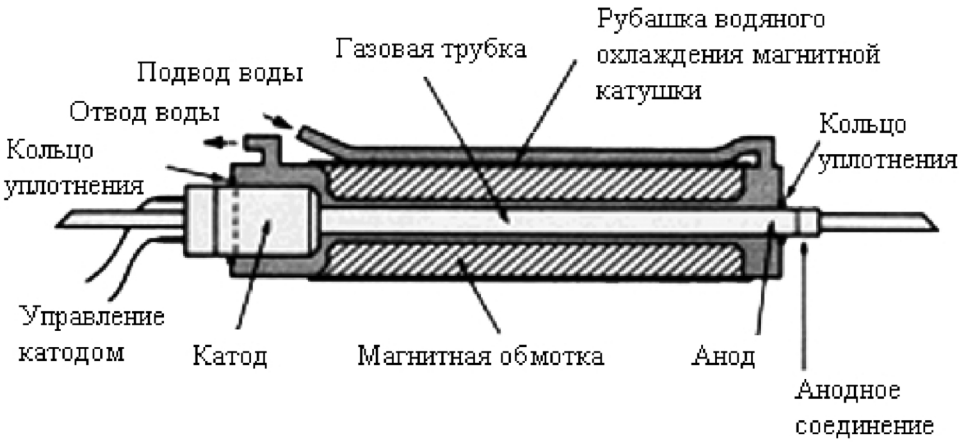


Рис. 16.16: Схема охлаждения разрядной трубки ионного лазера Lexel 95

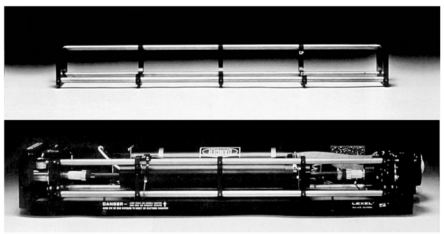


Рис. 16.17: Резонатор ионного лазера Lexel 95

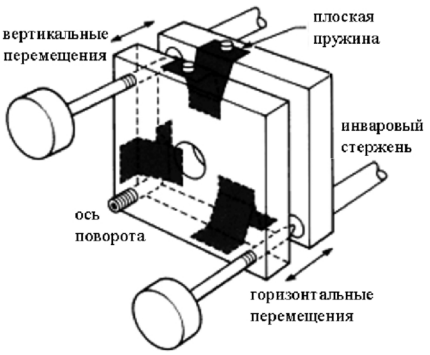


Рис. 16.18: Юстировочный узел резонатора ионного лазера Lexel 95

Большой газовый резервуар соединен с разрядной трубкой и содержит Ar или Kr при давлении 1,6 торр, что обеспечивает гарантийный срок службы лазера в 10000 часов. Использование металлокерамики обеспечивает высокую герметичность лазера, который при подготовке откачивается вплоть до вакуумного давления 10^{-9} торр. Это обеспечивает в процессе подготовки откачку всех абсорбированных на внутренней поверхности веществ, что исключает в последующем тушение инверсии легкоионизируемыми примесями. После заполнения разрядной трубки и резервуара рабочим газом, система отпаивается и не требует дальнейшего газового обслуживания. Дополнительно внутренняя поверхность резервуара покрыта тонкой пленкой бария, который используется в виде гетера.

Конструкция резонатора представлена на рис. 16.17. Положения юстировочных элементов резонатора обеспечивается конструкцией инваровых стержней, которая обеспечивает температурную стабильность резонатора. В корпусе лазера инваровая конструкция установлена на изо-

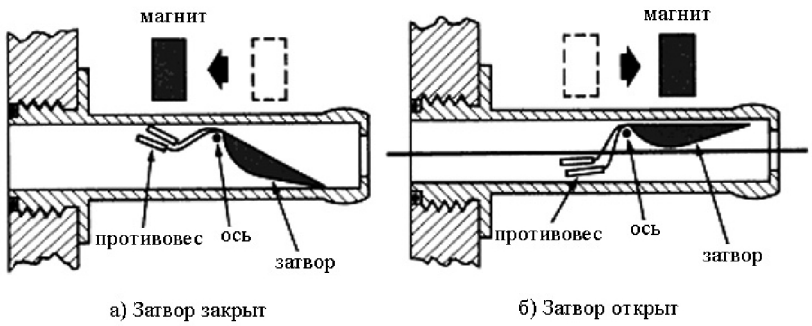


Рис. 16.19: Оптический затвор резонатора ионного лазера Lexel 95

лирующих демпферах, которые исключают ударные и акустические нагрузки на зеркала резонатора.

Юстировочный узел резонатора (см. рис. 16.18) использует трехкардановую схему и обеспечивает юстировку положения оптического элемента в трех плоскостях относительно трех подпружиненных осей вращения. Использование плоских пружин обеспечивает отсутствие оптического шума в процессе юстировки. Такая конструкция совместно с использованием инваровых стержней обеспечивает поддержание точности позиционирования и удержания лазерного луча с точностью $\pm 5''/^0C$.

Встроенный оптический затвор (см. рис. 16.19) обеспечивает перекрытие оптического пучка. Управление затвором осуществляется через пылезащитный кожух с помощью магнита.

Для одночастотной генерации и перестройки частоты излучения в ионном лазере Lexel 95 используется температурно-контролируемый эталон Фабри-Перо, представленный на рис. 16.20. Здесь

1 - эталон из кварцевого стекла,

2 - термостабилизатор/нагреватель, который обеспечивает точное поддержание температуры и выделения продольной моды,

3 - юстировочный узел эталона, обеспечивающий механическую юстировку и пространственное положение модуля эталона,

4 - юстировочные винты эталона, предназначенные для точной юстировки угла наклона,

5 - торцевая панель резонатора, установленная на инваровых стержнях,

6 - пружинные демпферы,

7 - юстировочный узел зеркала резонатора,

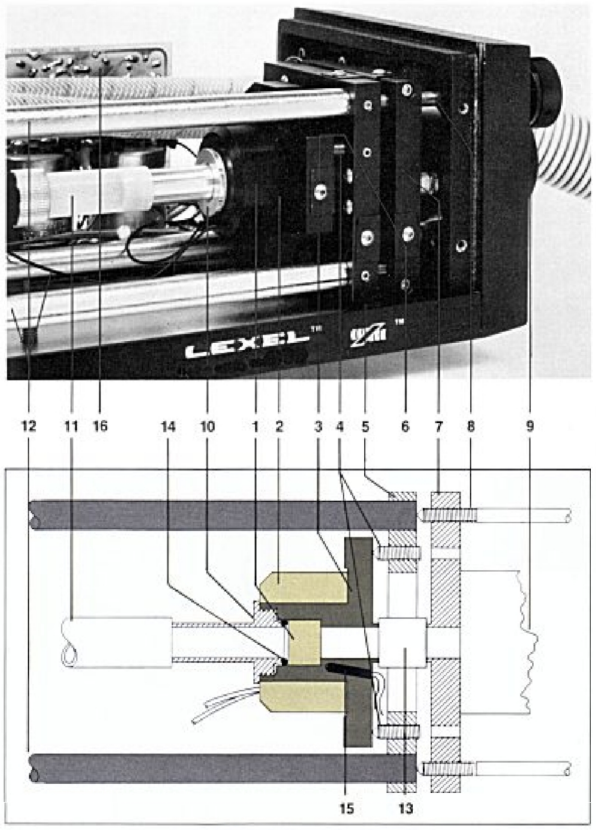


Рис. 16.20: Температурно-контролируемый эталон Фабри-Перо ионного лазера Lexel 95

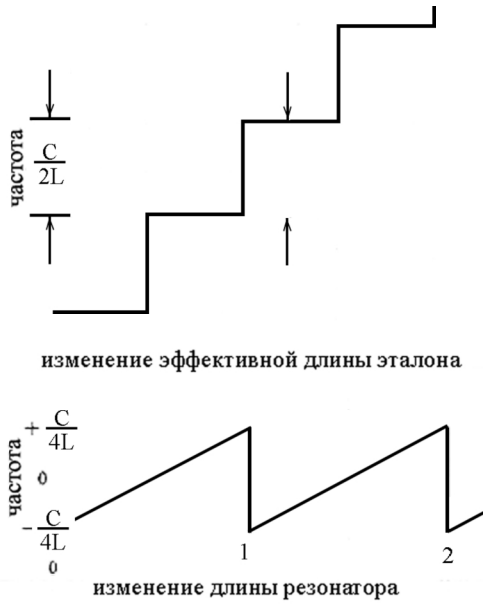


Рис. 16.21: Диаграмма стабильности

8 - юстировочные винты,

9 - переключатель длин волн,

10 - стопор, предохраняющий случайное изменение положения эталона,

11 - пылезащитный кожух,

12 - инваровые стержни резонатора,

13 - гибкое уплотнение между юстировочными узлами эталона и зеркала,

14 - уплотнительное кольцо,

15 - терморезистор, обеспечивающий контроль температуры,

16 - печатная плата с блоком электроники, контролирующая параметры эталона.

Выбор продольной моды и стабильность частоты генерации зависят от стабильности длины эталона и длины резонатора (см. рис. 16.21). Действительно, если эталон не термостабилизировать, то эффективная длина эталона будет меняться в соответствии с колебаниями температуры окружающей среды. В результате будет происходить перескок моды генерации. Термические же изменения длины резонатора компенсированы за счет конструкции (инваровые стержни). В лазере Lexel 95 эталон термостабилизирован с точностью до $0,01^0C$, что эквивалентно ± 20 МГц и гарантирует стабильность выбора моды генерации. Управление эталоном осуществляется заданием температуры термостабилизации. Ширина линии генерации в одночастотном режиме генерации составляет 3 МГц, а эффективность перестройки по частоте варьируется от 50% до 75% в зависимости от моды.

Основные характеристики ионных лазеров серии Lexel 85/95 сведены в таблицу 16.1.

Таблица 16.1: Основные характеристики Lexel 85/95

Параметр	Lexel85		Lexel95	
Активная среда	Ar	Kr	Ar	Kr
мощность, мВт				
многочастотная генерация	1	225	3	750
одночастотная генерация				
1090 нм	35		100	
528.7 нм	130		250	
514.5 нм	400		1200	
501.7 нм	45		200	
496.5 нм	100		400	
488.0 нм	350		1000	
476.7 нм	100		400	
472.7 нм	20		20	
465.8 нм	10		10	
457.9 нм	45		200	
454.5 нм			5	
799.3 нм				30
752.5 нм		25		100
676.4 нм		50		150
647.1 нм		100		500
диаметр пучка, мм	1,1	1,2	1,3	1,3
расходимость, мрад	0,7	0,9	0,6	0,9
длина резонатора, м	0,8	0,8	1,0	1,0
поляризация	линейная			
стабильность мощности, %	$\pm$0,2		$\pm$0,2	
максимальный ток, А	30		45	
напряжение питания	190 - 245			
длина излучателя, см	87,2		105,4	
сечение излучателя, см $\times$ см	8,2 $\times$ 14,3			
вес излучателя, кг	41		47	

16.3 Лазеры на парах металлов

Среди ионных лазеров заметное место занимают лазеры на парах металлов, работающие на самоограниченных переходах [11]. Интерес к ним обусловлен возможностью достижения больших КПД в импульсном режиме генерации при достаточно большой частоте повторения импульсов. В парах металлов открыто много лазерных переходов, однако во многих случаях проблемы, связанные с поддержанием однородного распределения паров соответствующих металлов в разряде, не позволяют реализовать их на практике. Существует несколько возможных методов поддержания стабильности рабочей среды лазеров на парах металлов: саморазогрев лазерной трубки, метод мелкодисперсных частиц, взрывной способ получения паров металлов и другие. Один из интересных способов реализован в гелий-кадмиевом лазере, который и рассмотрим в качестве первого примера лазеров на парах металлов.

16.3.1 Гелий-кадмиевый лазер

В основе принципа действия гелий-кадмиевого лазера лежит столкновительная передача энергии возбуждения от метастабильного атома гелия в состоянии 2^3S_1 атому кадмия, сопровождающаяся ионизацией этого атома и возбуждением иона [12]. Этот процесс называется пеннинговской ионизацией и происходит по схеме

$$He^* + Cd \overset{K_p}{\rightarrow} He + (Cd^+)^* + e + E_k \qquad (16.22)$$

Константа скорости пеннинговской ионизации $K_p =< \sigma_p v >$ определяется сечением $\sigma_p = 6.5 \cdot 10^{-15} cm^2$, которое в рассматриваемом случае превышает газокинетическое сечение.

В общих чертах процесс (16.22) подобен процессу (16.11), обсуждавшемуся ранее применительно к гелий-неоновому лазеру. В случае гелий-кадмиевого лазера точный резонанс возбужденных состояний He^* и $(Cd^+)^*$ не нужен, так как избыток энергии уносится электроном, что характерно для пеннинговской ионизации.

Важность накопления энергии возбуждения метастабильными состояниями атома гелия и процесса передачи этой энергии кадмию отражены в названии рассматриваемого лазера - гелий-кадмиевый. Для сокращения записи этот лазер часто называют кадмиевым. Схема уровней энергии гелий-кадмиевого лазера представлена на рис. 16.22 и соответствует одному внешнему электрону над замкнутой оболочкой. Возбужденные в разряде состояния гелия 2^1S_0 и 2^3S_1 метастабильны и могут

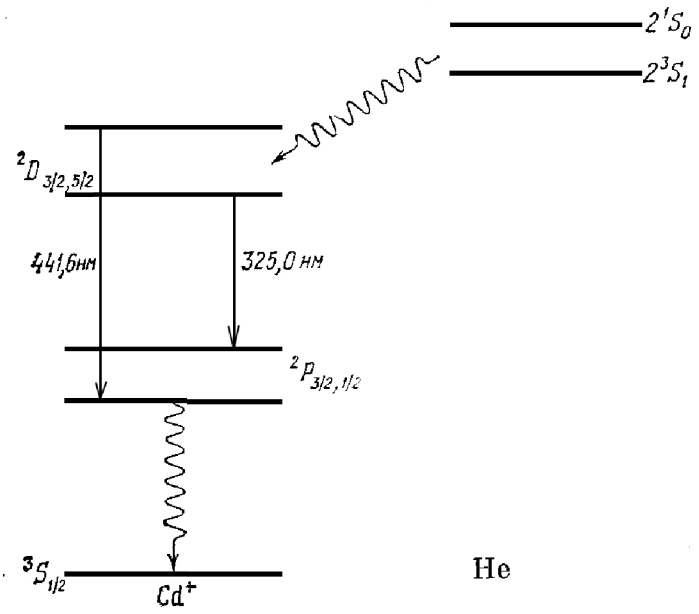


Рис. 16.22: Схема лазерных уровней гелий-кадмиевого лазера

возбуждать состояния иона Cd^+ $^2D_{3/2}$, $^2D_{5/2}$, $^2P_{3/2}$, $^2P_{1/2}$. Хотя в пеннинговском процессе резонанс не важен, все же наиболее эффективно возбуждение передается в процессе с наименьшим дефицитом энергии, т.е. из состояния 2^3S_1 в состояние $^2D_{3/2,5/2}$. Однако инверсная населенность возникает и удерживается в непрерывном режиме в соответствии с формулой (16.20) благодаря существенно более быстрому распаду нижних (P) уровней по сравнению с верхними (D) уровнями. Радиационное время жизни D-состояний составляет примерно 10^{-7} с, а P-состояний - 10^{-9} с. Пленения излучения на переходе нижний лазерный уровень - основное состояние иона не происходит из-за малой концентрации ионов Cd^+.

Гелий-кадмиевый лазер подобен гелий-неоновому лазеру по механизму возбуждения верхних лазерных уровней, а аргоновому лазеру - по механизму опустошения нижних лазерных уровней. Сравнение схем уровней энергии этих трех лазеров позволяет продолжить сопоставление рассматриваемых газовых лазеров непрерывного действия. Линии генерации гелий-кадмиевого лазера 325,0 и 441,6 нм соответствуют переходам, стартующим с различных уровней. Поэтому в гелий-кадмиевом лазере отсутствует характерная для гелий-неонового лазера конкуренция линий генерации. Пеннинговский процесс образования и возбуждения ионов кадмия является одноступенчатым. Поэтому скорость накачки активной среды кадмиевого лазера пропорциональна плотности тока разряда, а не ее квадрату, как в аргоновом лазере, что приводит к существенно

меньшим плотностям тока и мощности, рассеиваемой на единицу длины разрядкой трубки.

Интерес к гелий-кадмиевому лазеру обусловлен тем, что этот лазер представляет собой надежный, с низким порогом возбуждения источник непрерывного когерентного света в синей (441,6 нм) и УФ (325,0 нм) областях спектра. Мощности излучения в несколько десятков милливатт соответствует источник питания в несколько сотен ватт, при этом лазер не требует водяного охлаждения, что сильно облегчает использование лазера. Области применения гелий-кадмиевого лазера непосредственно связаны с коротковолновостью его излучения: лазерная фотохимия, исследования молекулярных рассеяний света.

He-Cd-лазер характеризуется высокой монохроматичностью излучения. Низкий порог возбуждения приводит к тому, что сильного перегрева активной среды нет и доплеровская ширина линии генерации составляет $1 - 1.5$ ГГц. Поэтому в спектре генерации хорошо видно изотопическое расщепление линий кадмия. Применение только одного изотопа ^{114}Cd дает очень узкую линию генерации. Поэтому в гелий-кадмиевом лазере легко получается одночастотный и одномодовый режим.

В случае кадмия проблему поддержания однородности распределения паров металла удалось решить, используя катафорез ионов Cd в газоразрядной трубке лазера. Катафорезом называется направленное движение ионов в газовом разряде постоянного тока под действием внешнего электрического поля. В двухфазной системе катафорез приводит к преимущественному потоку компоненты с меньшим потенциалом ионизации к катоду. В трубках больного диаметра обратная диффузия компенсирует эффект катафореза и препятствует созданию больших градиентов концентрации. Но в трубках малого диаметра, характерных для лазеров, диффузия слабее катафореза. В результате может возникнуть большой градиент концентрации, приводящий к срыву генерации. Данная проблема решается непрерывной подпиткой кадмия в разряд около анодного конца трубки. Катафорез при этом используется для того, чтобы прогонять ионы кадмия через всю систему от анода к катоду с контролируемой скоростью. Кадмий удаляется из газовой фазы путем конденсации на холодных стенках расширенной секции лазерной трубки непосредственно перед катодом (рис. 16.23). После полного испарения кадмия из исходной чаши катод и анод инвертируются и процесс идет в противоположном направлении. Разряд поддерживает капилляр при температуре достаточно высокой для того, чтобы без подогревателей или какой-либо дополнительной теплоизоляции предохранять стенки капилляра от кон-

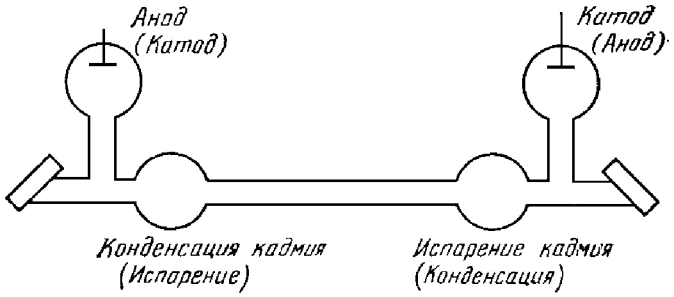


Рис. 16.23: Схема газоразрядной трубки гелий-кадмиевого лазера

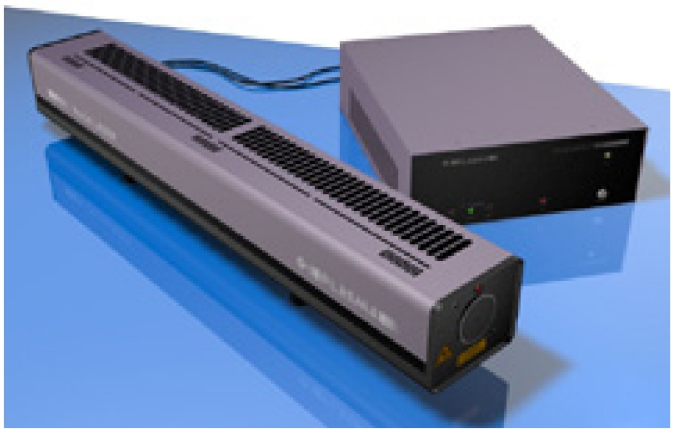


Рис. 16.24: Гелий-кадмиевый лазер ГККЛ - 25В, мощность излучения 25 мВт

денсации кадмия. Давление гелия в системе достаточно высоко для того, чтобы предотвратить диффузию кадмия к герметизирующим окнам кюветы. Заметим, что этот прием широко используется в газовых лазерах для изоляции оптических элементов лазерной трубки от конденсации на них высокотемпературных паров.

Типичная конструкция гелий-кадмиевого лазера, производства ОАО "Плазма", показана на рис. 16.24. ОАО "Плазма", как и большинство других производителей лазеров на парах металлов, выпускает серию моделей He-Cd-лазеров стандартной конструкции (серия ГКЛ) с раздельным и одновременным излучением на длинах волн 441,6 нм и 325 нм. Лазеры с одновременной генерацией на двух длинах волн имеют мощность линейно-поляризованного излучения от 5 до 20 мВт на 325 нм и от 35 до 100 мВт на линии 441,6 нм. Лазеры с генерацией на одной длине волны 441,6 нм имеют мощность линейно-поляризованного излучения в диапазоне от 60 до 150 мВт. Лазеры с генерацией на одной длине волны 325 нм имеют мощность излучения в диапазоне от 10 до 35 мВт. Основой конструкции излучателя лазеров является держатель оптики из

суперинвара либо углепластика, к которому крепится разрядная трубка, герметизированая окнами Брюстера, и зеркала резонатора. Благодаря исключительно низкому коэффициенту теплового расширения суперинвара (углепластика) лазеры серии ГКЛ отличаются сверхстабильностью и не требуют водяного или воздушного охлаждения. Кроме того, He-Cd лазеры с индексом (И) имеют повышенную когерентность излучения за счет применения четного изотопа кадмия.

Одним из главных применений гелий-кадмиевых лазеров с излучением в фиолетовой области спектра является промышленное производство голографических защитных знаков, а лазеры с излучением в ультрафиолетовой области спектра используются для фотополимеризации в стереолитографии, возбуждения флуоресценции, лазерной интерферометрии и флуориметрии.

16.3.2 Медный лазер

Существует много металлов, у которых η_{max} достаточно велико. Наибольшим значением обладает зеленая линия таллия: η_{max}=45%. Несколько меньше значения η_{max} у свинца, золота, меди. На сегодня медный лазер оказался наилучшим как в смысле КПД, так и средней мощности в импульсно-периодическом режиме [13]. На рис. 16.25 приведена схема уровней атома меди. Два близко расположенных уровня $^2P_{1/2}$ и $^2P_{3/2}$ эффективно возбуждаются электронным ударом. Оценка сечения возбуждения дает значения $9.7 \cdot 10^{-16}$ см^2 для $^2P_{3/2}$, и $4.5 \cdot 10^{-16}$ см^2 для $^2P_{1/2}$, что выше, чем у всех подобных металлов. Генерация наблюдается на переходах с этих уровней на метастабильные уровни $^2D_{3/2}$ и $^2D_{5/2}$. Наличие только двух линий генерации объясняется конкуренцией.

Времена жизни верхних уровней довольно велики в силу пленения излучения и составляют в реальных условиях около 800 и 400 нс, что сильно облегчает требования к источнику импульсного питания. Генерация получена при температуре 1500^0C (давление паров меди 0,4 Торр, плотность $2 \cdot 10^{15}$ см$^{-3}$). Равновесная больцмановская населенность уровня $^2D_{5/2}$ (11 203 см$^{-1}$) составляет при этой температуре около $5 \cdot 10^{11}$ см$^{-3}$. Мощность генерации на зеленой линии (510.5 нм) намного больше, чем на желтой (578.2 нм). Длительность импульсов генерации составляет 5-10 нс, пиковая мощность 200 кВт. При частоте следования 20 кГц достигнута средняя мощность 40-50 Вт, КПД 1%. Эти данные соответствуют температуре 1600-1700 ^0C при длине разрядной трубки 80-100 см и диаметре 15-25 мм.

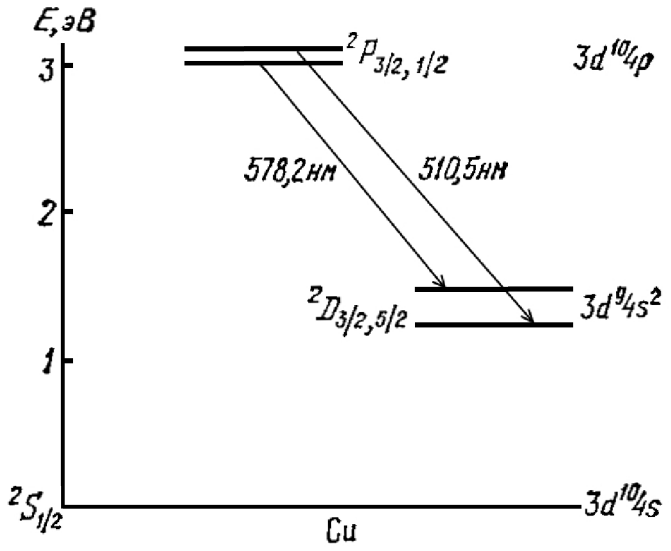


Рис. 16.25: Схема рабочих уровней медного лазера

Экспериментально показана возможность повышения частоты следования импульсов разряда до 100 кГц. Этому соответствует время жизни нижнего уровня 10 мкс. КПД может быть улучшен при точном согласовании длительности импульса разрядного тока с временем создания и существования инверсии. Перспективен также переход от продольного к поперечному разряду.

Существенную проблему представляет высокотемпературный режим разрядной трубки лазера. Применяются алюминиевая и бериллиевая керамики на основе Al_2O_3 и BeO. Для предохранения от вылета горячего рабочего газа на окна лазерной кюветы и ее стенки в холодной части, а также для обеспечения разрядного канала в области холодных электродов применяется буферный газ (неон или гелий) при давлении несколько торр.

Испарение металлической меди может быть заменено диссоциацией летучих медьсодержащих молекул, взрывом медных проволочек и т. п. Вопрос о применимости всех этих методов создания паров тугоплавких металлов требует специального рассмотрения применительно к конкретной задаче.

Одна из возможных схем конструкции разрядной трубки представлена на рис. 16.26. Разрядная трубка представляет собой керамическую трубку 7 со встроенными электродами 2, генераторами меди 4 и окнами для выхода излучения на торцах 1, заполненную буферным газом. Поглотители 3 предназначены для предотвращения металлизации оптических окон. Нагрев разрядного канала 5 с генераторами меди про-

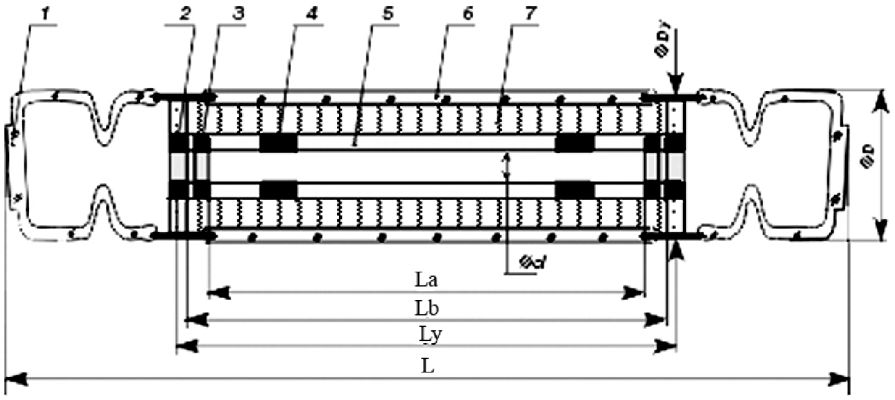


Рис. 16.26: Разрядная трубка медного лазера

изводится от источника питания импульсами амплитудой 10 кВ и длительностью 150-200 нс. По мере прогрева трубки давление паров меди в канале увеличивается. Оптимальное давление паров меди, соответствующее наибольшей мощности генерации лазера, достигается при температуре канала около 1600^0C. Для принудительного воздушного охлаждения активного элемента и деталей резонатора в корпусе излучателя также размещен вентилятор. Частота следования импульсов изменяется в пределах 5-50 кГц, обеспечивая управление мощностью выходного излучения.

В заключение отметим, что медный лазер с высокой частотой повторения импульсов генерации является в настоящее время наилучшим источником лазерного излучения в зеленой области спектра.

16.4 Рекомбинационные плазменные лазеры

В общем случае в плазме различают два типа неравновесности: ионизационную и рекомбинационную. Первая соответствует случаю плазмы газового разряда уже рассмотренных лазеров на самоограниченных переходах, когда электроны сильно перегреты (T_e велико) и степень ионизации плазмы еще не достигает равновесного значения для данной электронной температуры. Поэтому в данном режиме степень ионизации плазмы продолжает нарастать либо, если режим стационарный, наблюдается отток заряженных частиц на стенки трубки за счет диффузии. Поток электронов по возбужденным состояниям преимущественно идет снизу вверх по уровням энергии, и, таким образом, усиление света наблюдается в процессе ионизации газа.

При рекомбинационной неравновесности T_e мало и электроны оказываются переохлажденными, поэтому происходит уменьшение степени ионизации плазмы за счет ее рекомбинации. В этом случае преимущественный поток электронов по возбужденным состояниям происходит сверху вниз по уровням энергии, и усиление света наблюдается при переходе от плазмы к состоянию нейтрального газа. Такая неравновесность достигается после импульса возбуждения в послесвечении разряда, когда процессы рекомбинации преобладают над процессами ионизации. Возможен и стационарный рекомбинационный режим, когда накачка осуществляется пучком быстрых частиц (электронов или протонов), соответственно, основная масса электронов остается холодной и поэтому интенсивно рекомбинирует с ионами.

Лазеры, которые используют второй тип неравновесности, называют рекомбинационными. Поскольку в активной среде рекомбинационных лазеров в отличие от ионизационных происходит переход от плазмы к газу, Л.И. Гудзенко и С.И. Яковленко было предложено называть их плазменными лазерами [14].

Для работы рекомбинационных плазменных лазеров необходимо прежде всего создать плазму с заряженными частицами (электронами и ионами), в процессе рекомбинации которых впоследствии будут происходить накачка и инверсия населенностей лазерных уровней. В разряде за счет электрического поля происходит разогрев электронов, так что становятся энергетически возможными процессы возбуждения и ионизации атомов и ионов:

$$\begin{aligned} A + e &\rightarrow A^* + e \\ A + e &\rightarrow A^+ + 2e \\ A + e &\rightarrow A^{++} + 3e \\ A^+ + e &\rightarrow A^{++} + 2e \\ A^{Z+} + e &\rightarrow A^{(Z+1)+} + 2e \end{aligned} \qquad (16.23)$$

где e - свободный электрон, A, A^*, A^+, A^{++}, A^{Z+} - атомы в основном и возбужденном состояниях, однократный ион, двукратный ион и ион кратности Z. Чем больше энергии вкладывается в разряд, тем более высокой кратности ионы могут быть созданы. Причем, как правило, многократные ионы создаются ступенчато, т.е. путем ионизации ионов предыдущей кратности. Процессы ионизации требуют энергии электронов E_e, превышающей энергию связи (потенциал ионизации) внешнего электрона E_i. Потенциал однократной ионизации у разных атомов составляет от 3,9 эВ у цезия до 24,6 эВ у гелия. Поэтому для эффективной ионизации и возбуждения электроны в газовом разряде должны быть с необходимостью разогреты до $T_e \approx$ 3-20 эВ $\approx 10^4$-$10^5 K$. Потенциал ионизации с ростом кратности иона быстро увеличивается - примерно как Z^2. Поэтому плазму с многозарядными ионами создать труднее.

В течение импульса тока за счет ионизации идет эффективное размножение электронов и ионов, и их концентрация нарастает, достигая максимума к концу импульса. За счет электронного удара кроме ионизации создаются атомы и ионы в разнообразных возбужденных состояниях (A^*, A^{+^*} и т.д.), причем в зависимости от типа возбужденного уровня вероятность его заселения и распада может быть разной, что и является причиной создания инверсии населенностей в период ионизационной неравновесности.

После прекращения тока разряда электронный газ быстро остывает вначале за счет неупругих соударений типа (16.23), а потом за счет упругого обмена энергией с атомами и ионами, которые в типичной газоразрядной плазме всегда значительно менее нагреты, ввиду большей массы. И если в импульсе тока T_e составляет $\sim$ 3-20 эВ, то за время 0,1-1 мкс она падает до 0,5-0,3 эВ. Именно в этот момент включается процесс, обратный ионизации, - рекомбинация заряженных частиц.

Наиболее универсальным и эффективным в условиях одноатомных и не слишком плотных газов является процесс ударно-радиационной или тройной электрон-ионной рекомбинации, по существу обратный процессам ионизации и возбуждения электронным ударом (16.23). А именно,

вначале положительный ион A^{Z+}, притягивая к себе отрицательный электрон, захватывает его на один из высоких возбужденных уровней A^{Z+**}. Но чтобы такой захват действительно состоялся, электрону по закону сохранения энергии нужно отдать избыток кинетической энергии. При тройной рекомбинации этот избыток отдается второму электрону, участвующему во взаимодействии:

$$A^{Z+} + e + e(\text{медленный}) \rightarrow A^{(Z-1)+**} + e + e(\text{быстрый}) \quad (16.24)$$

В дальнейшем захваченный электрон может либо вновь ионизоваться другим более энергичным электроном:

$$A^{(Z-1)+**} + e \rightarrow A^{Z+} + e + e, \quad (16.25)$$

либо переместиться на более низкие уровни за счет излучения фотона:

$$A^{(Z-1)+**} + e \rightarrow A^{(Z-1)+} + e \quad (16.26)$$

Чем ближе расположен уровень к пределу ионизации и чем выше температура электронного газа, тем легче захваченный электрон отрывается вновь, и наоборот. Существует возбужденный уровень, спустившись ниже которого электрон уже с большей вероятностью захватывается и по лестнице более низких возбужденных состояний спускается вниз в основное состояние атома или иона меньшей кратности. Этот уровень называется узким местом или горлышком рекомбинационного стока. Он располагается примерно на $2/3T_e$ ниже границы ионизации. По всем расположенным ниже его уровням идет каскад спускающихся электронов - рекомбинационная накачка W_r, заселяющая возбужденные уровни. Величина (скорость) этой накачки, как видно из (16.24), будет пропорциональна n_e^2 и концентрации N_{Z+} ионов A^{Z+}:

$$W_r = \alpha n_e^2 N_{Z+}, \quad (16.27)$$

где α - коэффициент тройной электрон-ионной рекомбинации:

$$\alpha = 10^{-26} Z^3 \ln\left(\sqrt{Z^2+1}\right) T_e^{-9/2} \quad (16.28)$$

Итак, рекомбинационная накачка W_r резко возрастает с уменьшением T_e и увеличением n_e, а также с ростом заряда иона Z. Рекомбинационная неравновесность, отличающаяся высокой концентрацией n_e при низкой температуре T_e, предоставляет некоторые дополнительные возможности по сравнению с ионизационным режимом. Это связано с электронным девозбуждением, т.е. возрастанием роли электронно-столкновительных переходов между возбужденными уровнями.

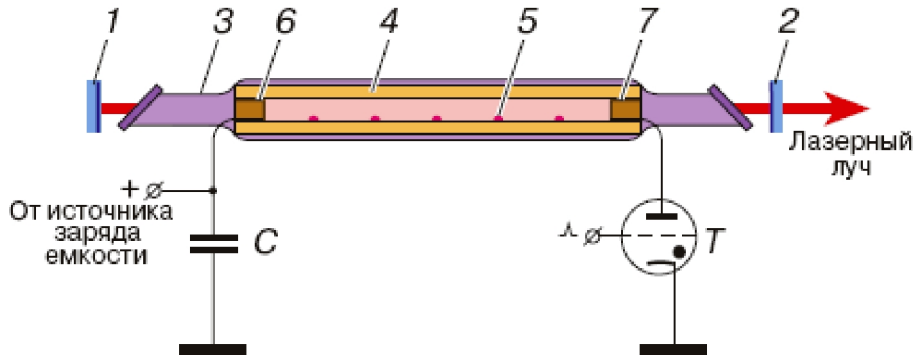


Рис. 16.27: Упрощенная схема конструкции $He-Sr$- лазера: 1, 2 - зеркала резонатора; 3 - кварцевая оболочка; 4 - керамическая разрядная трубка; 5 - кусочки стронция; 6, 7 - электроды; С - разряжаемая электрическая емкость; Т - электронный ключ - тиратрон

Возбужденные уровни в атоме или ионе, как правило, располагаются более или менее тесными группами, сгущаясь в целом при приближении к границе ионизации. В период рекомбинационной неравновесности внутри таких групп за счет электронного перемешивания устанавливается локальное равновесное распределение, в то время как распределение между группами уровней остается неравновесным. Тогда при малых T_e создаются условия для инверсии населенностей между нижними уровнями верхней группы и верхними уровнями нижней группы. Именно на таких переходах и можно в первую очередь ожидать получения генерации в период рекомбинационной неравновесности [15].

Лазерами, в которых с наибольшей полнотой реализуются описанные выше общие принципы создания инверсии и генерации, являются газоразрядные рекомбинационные плазменные лазеры на ионных переходах стронция (430,5 и 416,2 нм) и кальция (373,7 и 370,6 нм) [16]. Вплоть до настоящего времени они остаются простыми и эффективными источниками дефицитного коротковолнового когерентного излучения. Расположение уровней в спектрах однократных ионов $Sr^{|*}$ и Ca^{+*} подобно. Поэтому очень похожими оказались и механизмы их работы.

Генерация лазерного излучения осуществляется в послесвечении импульсного газового разряда в смеси паров стронция ($p_{Sr} \approx$ 0,1-1 торр) с большим количеством гелия ($p_{He} \approx$ 300-750 торр). Пары стронция получаются за счет нагревания лазерной трубки (рис. 16.27) до 600^0C, внутри которой располагаются кусочки стронция. Так как стронций химически активен, то центральная часть трубки выполняется из стойкой

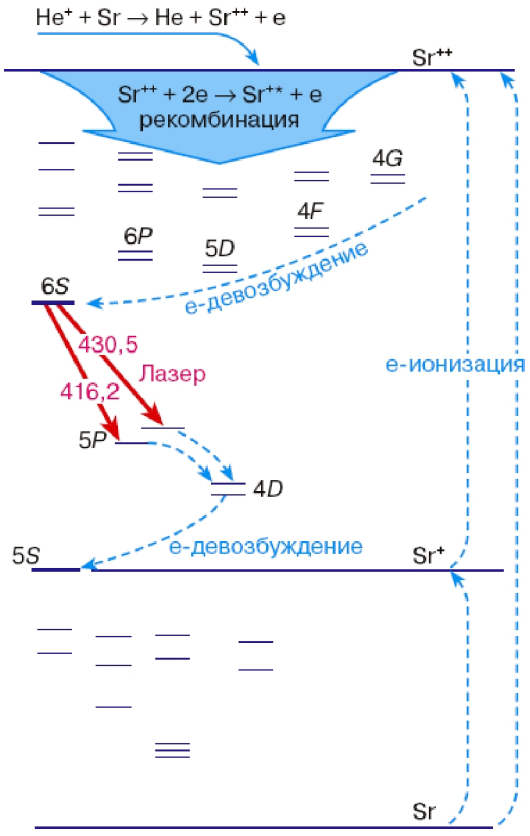


Рис. 16.28: Схема уровней He-Sr рекомбинационного лазера

к его парам керамики. Для разогрева трубки не требуется специального источника, поскольку за счет высокой частоты повторения импульсов ($f \approx$ 5-10 кГц) трубка саморазогревается за счет значительного среднего тока разряда.

Последовательность процессов, ведущих к генерации в этом лазере, такова (рис.16.28). В течение импульса тока разряда за счет прямой и ступенчатой ионизации электронным ударом создается много двукратных ионов стронция Sr^{++}, а также ионы гелия. К окончанию тока доля двукратных ионов достигает более 80% от общего ионного состава плазмы. Это объясняется низким потенциалом одно- и двукратной ионизации Sr (5.7 и 11 эВ), что в сумме (16,7 эВ) намного меньше потенциала ионизации гелия (24,6 эВ). Поэтому большие давления гелия не препятствуют практически полной двукратной ионизации стронция, так как энергия электронов почти не теряется на неупругие соударения с гелием, ибо им надо разогнаться до $E_e \approx 30$ эВ, чтобы возбудить и ионизировать гелий, а до этого стронций уже успеет ионизироваться.

После прекращения импульса тока электроны быстро остывают до $T_e \approx 0,3$ эВ за счет передачи энергии при упругих соударениях с хо-

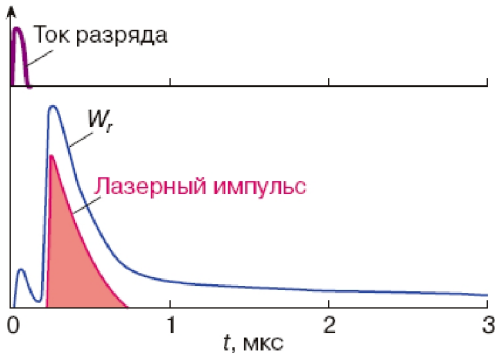


Рис. 16.29: Типичный вид импульсов тока разряда, рекомбинационной накачки и генерации на длинах волн 430,5 и 416,2 нм в He-Sr-лазере

лодными атомами гелия. И хотя доля отдаваемой электроном энергии при каждом таком соударении невелика: $\delta \approx 2m_e/M_{He}$, но за счет высокого парциального давления гелия удары происходят часто. К тому же из инертных газов гелий наилегчайший и δ для него максимально.

Как только электроны остынут, включается процесс рекомбинации

$$Sr^{++} + e + e \rightarrow Sr^{+*} + e \qquad (16.29)$$

Заметим, что в соответствии с (16.29) скорость рекомбинации у двукратных ионов примерно в 20 раз больше, чем у однократных. Это приводит к появлению в раннем послесвечении интенсивного и кратковременного ($\sim 0,3$ мкс) импульса рекомбинационной накачки (рис. 16.29), во время которого и происходит генерация на переходе $6S \rightarrow 5P$ иона стронция с длинами волн излучения 430,5 и 416,2 нм и на аналогичном переходе $5S \rightarrow 4P$ иона кальция с $\lambda = 373,7$ и 370,6 нм.

Кроме процессов ионизации электронами ионы Sr^{++} создаются также за счет реакции перезарядки с ионизацией:

$$He^{+} + Sr \rightarrow He + Sr^{++} + e, \qquad (16.30)$$

которая идет не только в импульсе тока, но и в течение относительно длительного времени в послесвечении разряда, поскольку однократные ионы He^{+} рекомбинируют намного медленнее двукратных ионов Sr^{++}. Этот процесс приводит к существованию сравнительно слабого, но длительного ($\sim$10 мкс) рекомбинационного послесвечения линий иона стронция (рис. 16.29). При некоторых условиях в течение этого "хвоста" также может наблюдаться импульс генерации длительностью более 1 мкс (режим "длинных" импульсов).

Если посмотреть на расположение лазерных уровней в спектре иона стронция (рис. 16.28), то видно, что с точки зрения рекомбинацион-

ной неравновесности они скомпонованы очень удачно: верхний лазерный уровень самый нижний в большой группе близко расположенных уровней, а нижний лазерный уровень, наоборот, самый верхний в группе $5S$-, $4D$-, $5P$-состояний. Поэтому за счет электронного девозбуждения поток рекомбинационной накачки стягивается на верхний лазерный уровень $6S$, а с уровня $5P$ идет эффективный процесс электронно-столкновительного расселения.

Стронциевый и кальциевый лазеры типичных конструкций (диаметр трубки $\sim$1 см, длина $\sim$50 см) обеспечивают уровень средней мощности генерации 1-2 Вт, пиковой мощности в импульсе 1-2 кВт, энергию импульса генерации $\sim$0,3 мДж. В трубках специальной конструкции средняя мощность достигает $\sim$4 Вт (20 Вт в квазинепрерывном режиме), а энергия импульса генерации составляет $\sim$6 мДж.

16.5 Молекулярные лазеры

Большое место среди газовых лазеров занимают молекулярные лазеры. Прежде всего, это связано с тем, что многие, даже весьма тугоплавкие элементы, упругость паров которых в обычных условиях исчезающе мала, образуют устойчивые летучие соединения. Только инертные (благородные) газы являются устойчивыми атомарными газами, состоящими из химически неактивных атомов.

Молекулярные спектры существенно более сложны по сравнению с атомными спектрами. Эта сложность определяется тем, что движение в молекулах носит более сложный характер, чем в атомах. Наряду с движением электронов относительно ядер атомов, составляющих молекулу, происходит колебательное движение самих ядер около их положений равновесия и вращательное движение всей молекулы как целого. В микромире каждое ограниченное движение квантуется. Поэтому со всеми этими видами движения связаны некие вполне определенные уровни энергии. Переходы между ними дают в видимой и УФ областях полосатые электронные спектры, в ИК области - полосатые колебательные спектры, в далекой ИК и в микроволновых областях линейчатые вращательные спектры.

Богатые спектральные возможности молекулярных систем облегчают выбор уровней энергии, подходящих для создания активной среды, многообразие внутренних движений в молекулах облегчает выбор канала релаксации, необходимого для поддержания инверсии.

Можно сформулировать ряд общих требований к рабочему веществу мощных газовых лазеров, обеспечивающих высокий КПД. Прежде всего, верхний рабочий уровень должен иметь сравнительно большое время жизни. Далее, для обеспечения непрерывного режима работы время жизни нижнего уровня должно быть мало. Но сколько-нибудь высокий КПД может быть обеспечен, если нижний уровень расположен низко, но не слишком низко, чтобы не быть заселенным термически. Следовательно, короткое время жизни нижнего уровня не может быть радиационным. Если учесть возможность пленения излучения, то становится ясно, что радиационное расселение нижнего уровня вообще не должно привлекаться как механизм опустошения нижнего лазерного уровня, расположенного невысоко над основным состоянием. Значит, нижний уровень должен опустошаться столкновительно. Но столкновения эффективны тогда, когда передаваемая при столкновении энергия не превышает энергию теплового движения. Энергия нижнего лазерного

уровня должна превышать энергию теплового движения. Следовательно, столкновительная релаксация должна расселять нижний лазерный уровень в несколько этапов, через несколько промежуточных уровней, релаксирующих, в свою очередь, столкновительно.

Трем видам движения в молекуле - электронному, колебательному и вращательному - соответствуют три типа квантовых состояний и уровней энергии. Полная энергия молекулы E имеет определенное значение, соответствующее определенному электронно-колебательно-вращательному состоянию. С хорошей степенью приближения эта энергия может быть представлена как сумма квантованных значений энергии электронного, колебательного и вращательного движений:

$$E = E_e + E_v + E_r \tag{16.31}$$

Между значениями E_e, E_v, E_r существует соотношение

$$E_e : E_v : E_r = 1 : \sqrt{m/M} : m/M, \tag{16.32}$$

где m - масса покоя электрона, M - суммарная масса ядер атомов, составляющих молекулу. Обычно $m/M = 10^{-3}$-10^{-5}, а E_e, как известно, составляет величину порядка нескольких электрон вольт, или, что эквивалентно, нескольких единиц 10^4 см$^{-1}$. Тогда $E_v \approx 10^{-1}$-10^{-2} эВ (10^3-10^2 см$^{-1}$) и $E_r \approx 10^{-3}$-10^{-5} эВ (10 -10^{-1} см$^{-1}$). Различный порядок величин E_e, E_v, E_r связан с относительной медленностью вращения молекулы как целого и движения ядер в молекуле по сравнению с движением электронов, что обусловлено различием движущихся масс. Система уровней молекул состоит, таким образом, из совокупности далеко отстоящих электронных уровней, более близких колебательных уровней и еще более близких вращательных уровней. В каждом электронном состоянии возможны колебания, в каждом колебательном состоянии возможны вращения. Соответствующая энергия, как малое возмущение, приводит к расщеплению уровней энергии "старшего", т.е. обладающего существенно большей энергией, состояния.

Рассмотрим молекулярные лазеры ИК диапазона, которым соответствуют колебательные, а точнее - колебательно-вращательные спектры. Колебательные уровни энергии получают квантованием колебательной энергии, при этом в первом приближении колебания можно считать гармоническими.

Двухатомная молекула, т.е. система с одной колебательной степенью свободы, рассматривается как линейный гармонический осциллятор, а многоатомная молекула - как колебательная система со многими степенями свободы, совершающая малые колебания. Число колебательных

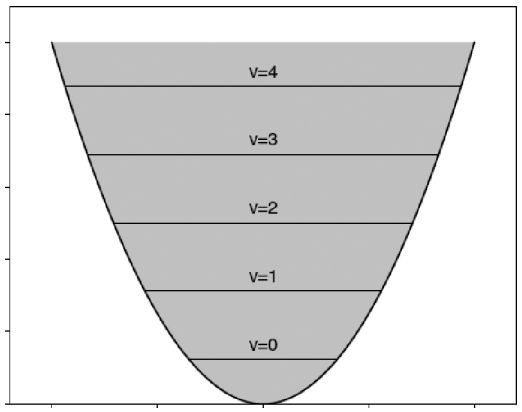


Рис. 16.30: Параболическая потенциальная кривая гармонических колебаний

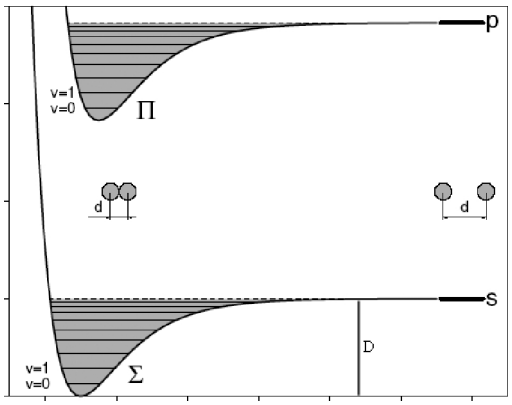


Рис. 16.31: Потенциальная кривая двухатомной молекулы

степеней свободы равно $3N - 5$ в случае молекулы с линейной равновесной конфигурацией и $3N - 6$ в случае нелинейной молекулы. Здесь N - число атомов в молекуле.

Наиболее прост случай двухатомной молекулы. Для малых гармонических колебаний, когда возвращающая сила носит упругий характер, т.е. пропорциональна отклонению от положения равновесия, потенциальная кривая имеет форму параболы (рис. 16.30). Квантование в параболической потенциальной яме дает, как известно, равноотстоящие уровни энергии

$$E_v = h\nu_0(v + 1/2), \tag{16.33}$$

где v - колебательное квантовое число, принимающее целочисленные значения. При $v = 0$ формула (16.33) дает энергию нулевых колебаний $h\nu_0/2$. Для дипольных переходов выполняется строгое правило отбора

$$\Delta v = v' - v'' = \pm 1, \tag{16.34}$$

что дает энергию поглощаемого или испускаемого кванта $h\nu = h\nu_0$, как это показано на рис. 16.30. Значение частоты ν_0 совпадает с классической частотой малых упругих колебаний:

$$\nu_0 = \sqrt{k/M} \tag{16.35}$$

где k - коэффициент упругой связи в молекуле, а M - приведенная масса молекулы.

Реальная потенциальная кривая близка к параболе только вблизи минимума, т.е. около равновесного положения ядер (рис. 16.31). При сильном отклонении от равновесия, т.е. при сильном возбуждении, эта потенциальная кривая значительно отличается от параболы, что обусловливает так называемый ангармонизм колебаний. Вследствие ангармонизма

колебательные уровни энергии с ростом колебательного квантового числа v постепенно сближаются. Частоты переходов $v = 1 \to v = 0$, $v = 2 \to v = 1$, $v = 3 \to v = 2$ и т.д. перестают быть равными друг другу. В спектре испускания (поглощения) наряду с переходом основной частоты $1 \to 0$ ($\Delta v = \pm 1$) появляются обертоны: первый обертон $2 \to 0$ ($\Delta v = \pm 2$), второй обертон $3 \to 0$ ($\Delta v = \pm 3$) и т.д., интенсивность которых, правда, резко падает с ростом Δv. Следовательно, при наличии ангармонизма формула (16.33) и правило отбора (16.34) несправедливы.

В первом приближении замена (16.33) двухчленом

$$E_v = h\nu_0(v + 1/2) - \chi h\nu_0(v + 1/2)^2, \tag{16.36}$$

где константа ангармонизма $\chi \ll 1$, довольно хорошо описывает реальную ситуацию. Физически ангармонизм связан с диссоциацией молекулы. По мере увеличения амплитуды колебаний, что является классическим аналогом увеличения колебательного квантового числа v, упругость связи в молекуле падает. Молекула разрыхляется и разрушается. Крутизна правой ветви потенциальной кривой на рис. 16.31 падает. Ее горизонтальный участок соответствует инфинитному движению атомов по отношению друг к другу, т. е. диссоциации.

Легко связать константу ангармонизма χ с энергией диссоциации D. Из (16.36) энергия кванта $h\nu$ перехода с $\Delta v = 1$ может быть получена в виде

$$h\nu = h\nu_0 \left[1 - 2\chi\left(v + 1\right)\right] \tag{16.37}$$

При подходе к порогу диссоциации колебательные уровни сгущаются, энергия кванта стремится к нулю. Это происходит при стремлении колебательного квантового числа v к значению

$$v_{max} = \frac{1}{2\chi} - 1 \approx \frac{1}{2\chi} \tag{16.38}$$

Подставив это значение в выражение (16.36) для колебательной энергии ангармонического осциллятора, мы получаем максимально возможное значение колебательной энергии этого осциллятора

$$E_v^{max} \approx h\nu_0 \left(v_{max} - \chi v_{max}^2\right) = \frac{h\nu_0}{4\chi} \tag{16.39}$$

По определению максимальная колебательная энергия ангармонического осциллятора равна энергии диссоциации соответствующей молекулы:

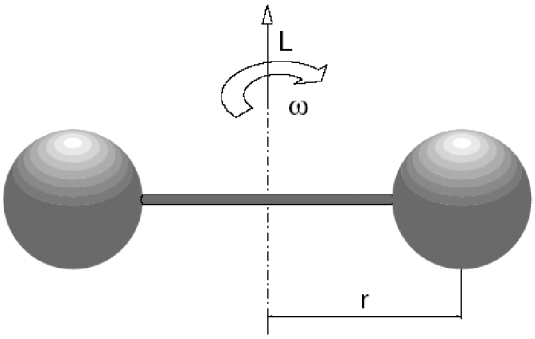


Рис. 16.32: Вращение двухатомной молекулы

$E_v^{max} = D$ (см. рис.16.31). Следовательно,

$$\chi = \frac{h\nu_0}{4D} \tag{16.40}$$

Кроме колебательной энергии, существует еще и вращательная энергия. Так как $E_r \ll E_v$, то вращения приводят к расщеплению колебательного уровня на вращательные подуровни. По существу, всегда в ИК спектре молекулы имеется колебательная полоса, обусловленная наличием вращательных уровней энергии.

Для двухатомной молекулы квантование энергии вращения дает

$$E_r = BJ(J+1), \tag{16.41}$$

где j = 0,1,2,3,...- вращательное квантовое число, $B = \hbar^2/(2M\rho^2)$ - вращательная постоянная, M - приведенная масса, а $\rho = 2r$ - расстояние между ядрами молекулы (см. рис. 16.32). Кратность вырождения вращательного уровня составляет $2J + 1$. Все изложенное справедливо и для линейных многоатомных молекул при $I = \sum m_i r_i^2$.

Вращательная структура колебательной полосы определяется изменением вращательной энергии при колебательном переходе(рис. 16.33)

$$E_r^{'} - E_r^{''} = B^{'}J^{'}(J^{'}+1) - B^{''}J^{''}(J^{''}+1) \tag{16.42}$$

Для дипольных переходов выполняется строгое правило отбора:

$$\Delta J = J^{'} - J^{''} = 0, \pm 1 \tag{16.43}$$

что дает так называемые P-, Q- и R-ветви. По определению в P-ветви $\Delta J = -1$, в Q-ветви $\Delta J = 0$, а в R-ветви $\Delta J = +1$. Для линейных молекул существует дополнительный запрет на переход $\Delta J = 0$ и, следовательно, Q-ветвь отсутствует.

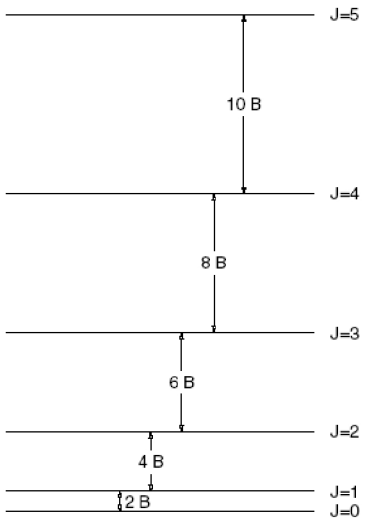


Рис. 16.33: Вращательные переходы

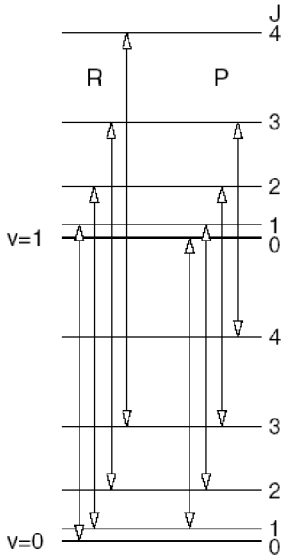


Рис. 16.34: Колебательно-вращательные переходы для P- и R-ветви

В гармоническом приближении и с учетом правил отбора (16.43) и (16.34) частоты переходов в P- и R-ветвях в соответствии с (16.33) и (16.41) даются простыми соотношениями:

$$h\nu = h\nu_0 - 2BJ \text{для P-ветви,} \tag{16.44}$$

$$h\nu = h\nu_0 + 2BJ \text{для R-ветви,} \tag{16.45}$$

где J - вращательное квантовое число стартового подуровня (в поглощении). Из (16.44) и (16.45) видно, что расстояние между соседними линиями колебательно-вращательных переходов в P- и R-ветвях колебательной полосы определяется вращательной постоянной и составляет $2B$ (рис. 16.34).

Формулы (16.44) и (16.45) получены в предположении неизменяемости B при колебательном возбуждении. Однако по мере увеличения амплитуды колебаний молекула ставится менее жесткой и ее эффективный размер увеличивается. Поэтому вращательная постоянная B обычно несколько уменьшается с ростом колебательного квантового числа J. В $P-$ и R-ветвях это уменьшение обычно мало, и проявляется оно в спектре Q-ветви, частота колебательно-вращательных переходов в которой в соответствии с (16.33), (16.34), (16.41) и (16.43)) дается формулой

$$h\nu = h\nu_0 + J(J+1)(B'' - B') \tag{16.46}$$

Малая разность значений вращательных постоянных $B'' - B'$ для двух соседних по v колебательных состояний v' и $v'' = v' + 1$ приводит

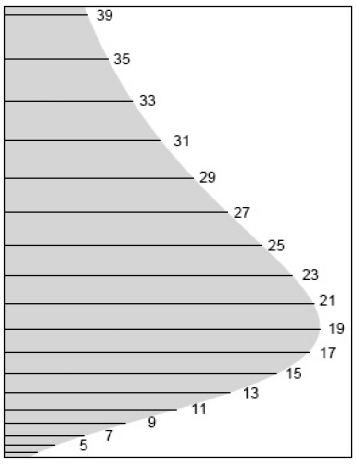


Рис. 16.35: Равновесное распределение вращательных уровней

к тому, что Q-ветвь много уже P- и R-ветвей. Как уже отмечалось, кратность вырождения вращательных состояний равна $2J + 1$. Этот статистический вес необходимо учитывать при определении равновесной населенности вращательного подуровня

$$n_J \propto (2J + 1) \exp\left[-BJ(J + 1)/kT\right] \tag{16.47}$$

Конкуренции предэкспоненциального множителя с экспоненциальной зависимостью приводит к немонотонному характеру заселения состояний с различными J при заданной температуре газа (рис. 16.35). Дифференцирование (16.47) позволяет легко определить, что наиболее населенным является вращательное состояние с квантовым числом

$$J_{max} = \sqrt{kT/2B} - 1/2 \approx \sqrt{kT/2B} \tag{16.48}$$

Как правило, даже при сильном нарушении равновесного распределения населенностей колебательных уровней в системе вращательных подуровней очень быстро устанавливается равновесное распределение (16.47). Это обусловлено тем, что вращательное расщепление много меньше kT, и поэтому в процессе газокинетических соударений молекулы легко передают вращательную энергию друг другу. Другими словами, время вращательной релаксации не превышает времени между газокинетическими столкновениями.

Многоатомная молекула в первом приближении рассматривается как совокупность гармонических осцилляторов. Другими словами, в приближении малых колебаний колебательная энергия молекулы

$$E_v = \sum_{i=1}^{r} h\nu_i(v_i + 1/2), \tag{16.49}$$

где r - число колебательных степеней свободы, v_i - колебательное квантовое число i-го осциллятора, а частота каждого из этих осцилляторов ν_i называется частотой нормального колебания.

Понятие нормальных колебаний молекул очень существенно для интерпретации молекулярных спектров и выяснения структуры молекул. Как известно из теории колебаний, нормальные колебания - это гармонические собственные колебания, которые могли бы существовать в линейных колебательных системах со многими степенями свободы, если бы в них не происходила диссипация энергии. В каждом нормальном колебании все точки системы колеблются с одной частотой. Число нормальных колебаний равно числу колебательных степеней свободы системы. Все нормальные колебания независимы в том смысле, что, в принципе, можно возбудить только одно из всех возможных нормальных колебаний. Набор частот нормальных колебаний определяется набором собственных резонансных частот колебательной системы.

В молекулах наряду с возможностью колебаний всех атомов часто возникают преимущественные колебания ее отдельных частей, колебания, при которых изменяются длины определенных связей и (или) углы между ними. Знание формы нормальных колебаний (колебательных мод) молекулы позволяет характеризовать движение отдельных частей молекулы относительно друг друга и различать колебания по их локализации. Для наглядности разделяют нормальные колебания молекул на валентные, при которых изменяются длины связей, и деформационные, при которых изменяются углы между связями.

Естественно, что любое допустимое колебательное состояние молекулы является суперпозицией состояний единственного набора $3N - 6$ (или $3N - 5$) подобных нормальных осцилляторов. Типы симметрии колебаний задаются точечной группой симметрии, к которой относится молекула.

Следует иметь ввиду, что характеристичность нормальных колебаний в многоатомной молекуле падает с ростом колебательного квантового числа v. Тем не менее колебательное состояние молекулы характеризуется набором колебательных квантовых чисел v_i по всем ее нормальным колебаниям или, иначе, по всем ее колебательным модам, общее число которых равно числу колебательных степеней свободы молекулы.

Моды молекулы обычно обозначаются символами ν_1, ν_2, ν_3 и т.д. до ν_r (где $r = 3N - 6$ или $3N - 5$). Ангармонизм, обусловленный диссоциацией молекулы, приводит к нарушению правила отбора $\Delta v = \pm 1$ и соответственно к появлению в колебательном спектре молекулы обер-

тонов (гармоник) основных частот. Соответственные состояния обозначаются $2\nu_1$, $2\nu_2$, $2\nu_3$ и т. д. Радиационные переходы между основным состоянием и вторым, третьим и т.д. возбужденным состоянием той или иной моды происходят на удвоенной, утроенной и т.д. частоте при соответствующем изменении колебательного квантового числа Δv_1, Δv_2, Δv_3 и т. д. Кроме того, в многоатомных молекулах ангармонизм делает возможным появление в колебательном спектре так называемых составных частот, возникающих при одновременном изменении двух и более колебательных чисел, т.е. при переходах на так называемые составные колебания. Например, переходу из основного состояния в составное колебание $\nu_1 + \nu_2$ соответствуют одновременно $\Delta v_1 = 1$ и $\Delta v_2 = 1$, а в состояние $2\nu_2 - \nu_1$ - значения $\Delta v_1 = -1$ и $\Delta v_2 = +2$. Другими словами, ангармонизм разрушает независимость нормальных колебаний, связывая соответствующие почти гармонические осцилляторы. Отметим здесь, что так как прочность молекулы по разным связям различна, то отличающиеся моды имеют разные энергии диссоциации и соответственно разные константы внутримодового ангармонизма.

Наличие нескольких колебательных мод у многоатомных молекул, различие в их частотах и локализации обеспечивает существование различных каналов релаксации энергии возбуждения; при этом релаксация происходит с разной скоростью по разным каналам, что позволяет выбором давления и состава газовой смеси облегчать условия создания и удержания инверсии населенностей. Кроме того, многомодовость колебательного спектра позволяет разделить каналы возбуждения и генерации, что также облегчает получение лазерной генерации.

Примером того, как в молекулярных лазерах реализуются требования к рабочему веществу мощных газовых лазеров с высоким КПД, является CO_2-лазер [17].

16.5.1 CO_2-лазер

CO_2-лазер, т. е. лазер, излучающей составляющей активной среды которого является углекислый газ CO_2, занимает особое место среди всего многообразия существующих лазеров. Этот уникальный лазер отличается прежде всего тем, что для него характерны и большой энергосъем, и высокий КПД. В непрерывном режиме получены огромные мощности - в несколько десятков киловатт, импульсная мощность достигла уровня в несколько гигаватт, энергия в импульсе измеряется в килоджоулях. КПД CO_2-лазера (порядка 30%) превосходит КПД всех лазеров. Частота следования в импульсно-периодическом режиме может составить несколько килогерц. Длины волн излучения CO_2-лазера находятся в диапазоне 9-10 мкм (ИК диапазон) и попадают в окно прозрачности атмосферы. Поэтому излучение CO_2-лазера удобно для интенсивного воздействия на вещество, например, в технологических целях. Кроме того, в диапазон длин излучения CO_2-лазера попадают резонансные частоты поглощения многих молекул, что делает возможным интенсивное резонансное воздействие лазерного излучения на вещество. При этом следует иметь в виду возможность как дискретной, так и плавной относительно широкодиапазонной перестройки частоты генерации этого лазера, что значительно расширяет его возможности. CO_2-лазер может быть одночастотным.

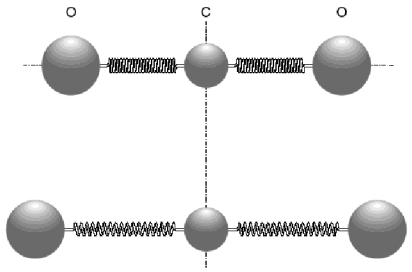


Рис. 16.36: Симметричное валентное колебание молекулы CO_2

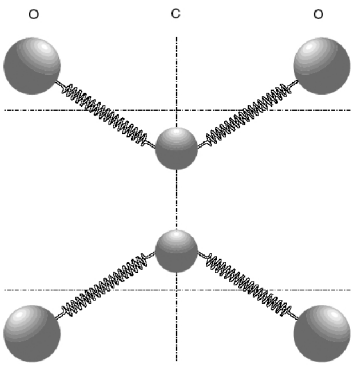


Рис. 16.37: Деформационное колебание молекулы CO_2

Молекула CO_2 имеет три нормальных колебания - симметричное валентное ν_1 (рис. 16.36), деформационное ν_2 (рис. 16.37) и несимметричное валентное ν_3 (рис. 16.38). Деформационное колебание дважды вырождено. Соответственно, заполнение колебательных уровней молекулы CO_2, в том числе не только нормальных частот ν_1, ν_2, ν_3, но и их обертонов и составных колебаний, определяет тот набор колебательных кван-

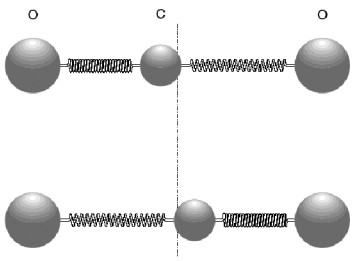


Рис. 16.38: Несимметричное валентное колебание молекулы CO_2

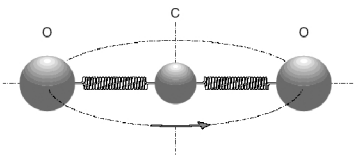


Рис. 16.39: Вращение молекулы CO_2

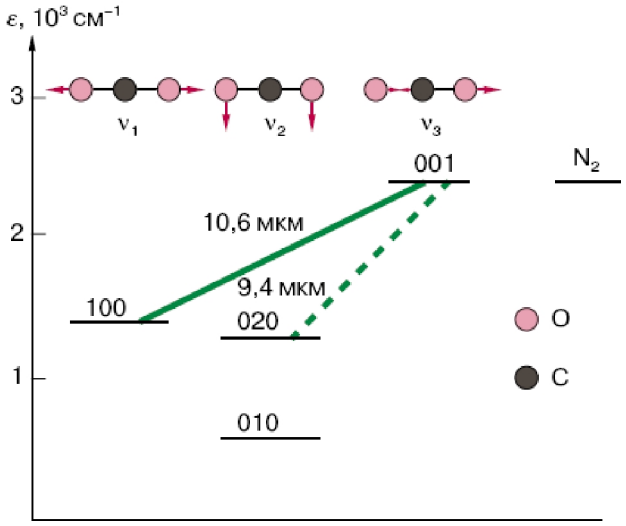


Рис. 16.40: Нижние уровни молекулы CO_2

товых чисел v_1, v_2, v_3, который описывает колебательное состояние молекулы. Обозначаются уровни комбинацией квантовых чисел: v_1, v_2^l, v_3. Индекс l вводится из-за вырождения деформационного колебания ν_2. Нам важны нижние колебательные уровни основного электронного состояния, показанные на рис. 16.40 вместе с условным представлением формы колебаний молекулы CO_2. Случайное совпадение частот колебаний ν_1 и $2\nu_2$ в силу резонанса Ферми смешивает эти уровни, и они в кинетических процессах часто выступают как одно состояние. Последнее обстоятельство является очень важным. Нижний лазерный уровень 10^00 генерационного перехода 00^01 - 10^00 имеет малое время релаксации в силу сильной связи с деформационным колебанием 02^00 и тем самым с колебанием 01^10. Внутри одной колебательной моды столкновительный обмен энергией в силу малости дефицита энергии происходит очень быстро, практически за одно газокинетическое столкновение. Колебание 01^10, как и всякое деформационное колебание, имеет большое сечение столкновительной дезактивации. Из простых геометрических соображе-

ний очевидно, что сечение неупругого столкновения для валентного колебания, локализующегося вдоль оси молекулы, много меньше, чем для деформационного колебания, которое может быть возбуждено (девозбуждено) частицей, налетающей на молекулу практически под любым углом к ее оси.

Если еще учесть случайное совпадение энергии первого колебания молекулы N_2 ($\Delta E = 18$ см$^{-1} \ll kT$) с уровнем 00^01 молекулы CO_2, то мы приходим к выводу, что молекула CO_2 хорошо отвечает требованиям к идеальному газоразрядному лазеру, изложенным в начале этой главы. Симметричные гомоядерные молекулы азота обладают большим собственным временем жизни в колебательно возбужденном состоянии, легко возбуждаются электронным ударом и охотно отдают энергию возбуждения CO_2.

В тлеющем электрическом разряде с приведенной напряженностью электрического поля в плазме разряда $E/p = 5$ В/(см Торр) при энергии электронов 2-3 эВ (резонансное возбуждение колебаний молекулы N_2 в диапазоне v = 1-8) и при плотности электронов (0,5 -5) 10^{10} см$^{-3}$ от 40 до 80% молекул азота возбуждены. Сечение возбуждения азота составляет $3 \cdot 10^{-16}$ см^2. Скорость столкновительной передачи энергии возбуждения от азота к CO_2 составляет (1-2)$\cdot 10^4$ с$^{-1}$ Торр$^{-1}$. Эта передача энергии идет эффективно между гармониками 00^0n молекул CO_2 и N_2 вплоть до колебания $v = 4 - 5$ молекулы N_2. Таким образом, в CO_2 происходит население верхнего лазерного уровня [18].

Что же касается опустошения нижнего лазерного уровня, то оказалось, что первый возбужденный уровень деформационной моды ν_2 01^10 эффективно релаксирует при столкновениях с атомами He. Гелий опустошает уровень 01^10 CO_2 со скоростью $4 \cdot 10^3$ с$^{-1}$ Торр$^{-1}$. При этом уровень 00^01 моды ν_3 гелием практически не затрагивается.

В итоге мы можем сказать, что цикл лазерной накачки CO_2-лазера в стационарных условиях выглядит следующим образом. Электроны плазмы тлеющего разряда возбуждают молекулы азота, которые передают энергию возбуждения несимметричному валентному колебанию молекул CO_2, обладающему большим временем жизни и являющемуся верхним лазерным уровнем. Нижним лазерным уровнем обычно является первый возбужденный уровень симметричного валентного колебания, сильно связанный резонансом Ферми с деформационным колебанием и поэтому быстро релаксирующий вместе с этим колебанием в столкновениях с гелием. Очевидно, что этот же канал релаксации эффективен в случае, когда нижним лазерным уровнем является второй возбужден-

ный уровень деформационной моды. Таким образом, CO_2-лазер - это лазер на смеси углекислого газа, азота и гелия, где CO_2 обеспечивает излучение, N_2 - накачку верхнего уровня, а He - опустошение нижнего уровня.

Подчеркнем, что роль гелия не сводится только к опустошению нижнего лазерного уровня. В дополнение к этому гелий облегчает возникновение и поддержание тлеющего разряда. В богатых гелием смесях газов разряд развивается практически так же, как и в чистом гелии, который является классическим объектом плазменных исследований. Кроме того, гелий обладает высокой теплопроводностью, что важно для охлаждения CO_2 в зоне разряда. Предотвращение разогрева CO_2 необходимо для того, чтобы избежать термического заселения низко расположенного уровня 01^10 (см. рис. 16.40). К этому следует добавить, что большое количество гелия в разряде препятствует диссоциации CO_2 электронами разряда.

Спектральные свойства CO_2 лазера

При малых давлениях ширина линии лазерного перехода определяется доплеровским уширением и составляет 50-60 МГц. Этому соответствует температура газа 400 К. Уширение за счет столкновений при изменении давления на 1 Тор в зависимости от состава газовой смеси составляет 4 МГц/Торр. Только при давлениях, превышающих $\sim$25 Торр, можно считать линию однородно уширенной. При характерных для CO_2 с продольной прокачкой давлениях в несколько тор линия излучения остается столь узкой и лазер автоматически работает на одной продольной моде.

Вращательная структура колебательных уровней существенно расширяет диапазон возможных частот генерации при колебательной инверсии. В одной колебательной полосе наблюдаются P- и R-ветви генерации. Соответствующие линии генерации обозначаются как $P(J)$ и $R(J)$, где J - номер вращательного подуровня нижнего лазерного уровня. В P-ветви переходы осуществляются из состояния с меньшим J в состояние с большим J, которое в соответствии с распределением (16.47), как правило, менее населено. Поэтому усиление на переходах в P-ветви несколько превышает усиление на переходах в R-ветви. Расстояние между отдельными вращательными линиями составляет величину, несколько меньшую 2 см$^{-1}$. Скорость установления равновесия в системе вращательных подуровней велика (порядка 10^7 с$^{-1}$ Торр$^{-1}$). Поэтому в стационарных условиях генерация, возникнув на какой-то одной враща-

тельной линии, для которой наилучшим образом выполнены условия самовозбуждения, продолжается на частоте этой линии, а ее мощность определяется накачкой во все вращательные подуровни несимметричного колебания 00^01. Интенсивная вращательная релаксация питает энергией тот подуровень, который опустошается излучением. Энергия, накапливаемая всеми подуровнями, излучается одним подуровнем. В этом состоит так называемый эффект вращательной конкуренции, во многом ответственный за высокую эффективность CO_2-лазера.

В неселективном резонаторе излучается та вращательная линия, стартовый подуровень которой в колебательном состоянии 00^01 наиболее населен. Обычно это линии $P(20)$ или $P(21)$ полосы 00^01 на частотах 944,2 и 942,4 $см^{-1}$ (длины волн 10,59 и 10,61 мкм). В R-ветви этой полосы наибольшим усилением обладают линии $R(18)$ и $R(20)$ с частотами 974,6 и 975,9 $см^{-1}$ (10,26 и 10,25 мкм). Генерация может происходить не только на переходах полосы $00^01 - 10^00$, но и на переходах полосы $00^01 - 02^00$ (R—ветвь - 9.3 мкм, P—ветвь - 9.6 мкм). Однако переходы полосы $00^01 - 10^00$ имеют большое усиление, а так как обе эти полосы имеют общий верхний уровень, то в неселективном резонаторе генерация обычно происходит на одной из вращательных линий P-ветви именно этой полосы (10,6 мкм) [18].

Богатая вращательная структура, наличие двух колебательных полос с инверсией населенности, вращательная конкуренция позволяют, используя перестраиваемый селективный резонатор, с высокой эффективностью получать лазерное излучение практически на любой из линий P- и R-ветвей полос $00^01 - 10^00$ и $00^01 - 02^00$. При малых давлениях возможна только дискретная перестройка (перестройка по линиям) с шагом, соответствующим расстоянию между линиями. Это расстояние различно в разных ветвях разных полос и изменяется от 0,8 до 1,5 $см^{-1}$ в R-ветвях и от 1,5 до 2,2 $см^{-1}$ в P-ветвях. Существует, однако, возможность и значительного уширения линий путем резкого увеличения давления рабочей смеси газов. Принимая значения спектрального интервала 2 $см^{-1}$ и столкновительного уширения 6 МГц/Торр, находим, что вращательные линии перекроются в пределах одной ветви одной колебательной полосы при давлении $\sim$14 атм. При таком давлении достигается полное, практически однородное перекрытие линий усиления. На самом деле применение достаточно добротного селективного резонатора позволяет не требовать столь полного перекрытия, и CO_2-лазеры высокого давления обеспечивают плавную перестройку частоты излучения уже при давлениях 6—7 атм [19].

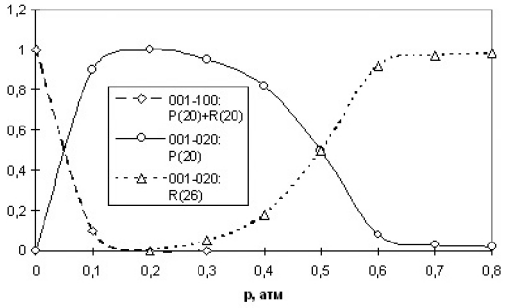


Рис. 16.41: Спектральный состав излучения в зависимости от давления элегаза в ячейке

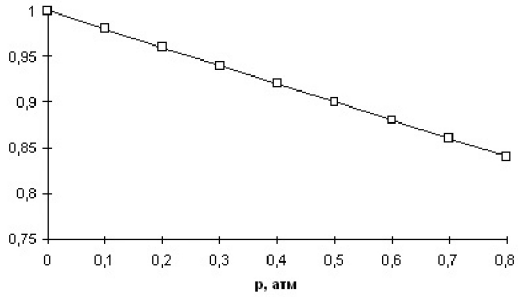


Рис. 16.42: Зависимость мощности излучения от давления элегаза

Для CO_2-лазеров, длительность импульса которых соизмерима с характерными временами обмена энергией между молекулами, возможна реализация режима многочастотной генерации, если обеспечить близкие коэффициенты усиления на каких-либо двух, или более, различных лазерных переходах молекулы CO_2. Наиболее просто такие условия обеспечить вводя в область резонатора резонансный поглотитель, например элегаз. Известно, что изменением давления внутрирезонаторной элегазовой ячейки можно осуществлять эффективную перестройку длины волны генерируемого излучения. Эта перестройка осуществляется дискретно, причем каждая линия расположена вблизи максимума какого-либо колебательно-вращательного перехода P- и R-ветвей полос $00^01 - 10^00$ и $00^01 - 02^00$. При достаточно плавном изменении давления в ячейке можно обеспечить близкие значения коэффициентов усиления для по крайней мере двух лазерных переходов, получая тем самым управляемую многочастотную генерацию.

На рис. 16.41 представлена зависимость относительной энергии излучения от давления p элегаза в ячейке для лазера, работающего на смеси $CO_2 : N_2 : He = 2 : 1 : 8$ при давлении смеси 2 атм. Как хорошо видно, для определенных диапазонов давления элегаза имеет место одновременная генерация на нескольких колебательно-вращательных переходах. Для любых двух соседних переходов ($P(20)$ и $R(20)$ полосы $00^01 - 10^00$, $R(20)$ полосы $00^01 - 10^00$ и $P(20)$ полосы $00^01 - 02^00$, $P(20)$ и $R(26)$ полосы $00^01 - 02^00$) возможна одновременная генерация с плавно изменяемой долей общей энергии, излучаемой на этих переходах. Изменение спектральных характеристик излучения (см. рис. 16.42) практически не сказывается на выходной энергии излучения.

CO_2-лазеры с диффузионным охлаждением

CO_2-лазеры средней мощности (до сотни ватт) конструируются в виде относительно длинных труб с продольным разрядом и продольной прокачкой газа. Типичная конструкция такого лазера показана на рис. 16.43. Здесь 1 - разрядная трубка, 2 - кольцевые электроды, 3 - медленное обновление среды, 4 - разрядная плазма, 5 - внешняя трубка, 6 - охлаждающая проточная вода, 7, 8 - резонатор. Продольный разряд наиболее прост в реализации. Необходимо только включить последовательно с разрядом достаточно большое сопротивление, чтобы ограничить ток разряда и скомпенсировать влияние падающего участка вольт-амперной характеристики разрядного промежутка. Продольная прокачка служит для удаления продуктов диссоциации газовой смеси в разряде. Охлаждение рабочего газа в таких системах происходит за счет диффузии на охлаждаемую снаружи стенку разрядной трубки. Существенной является теплопроводность материала стенки. С этой точки зрения, целесообразно применение труб из корундовой (Al_2O_3) или бериллиевой (BeO) керамик.

Электроды делают кольцевыми, не загораживающими путь излучению. Джоулево тепло выносится теплопроводностью к стенкам трубки, т.е. используется диффузионное охлаждение. Глухое зеркало делают металлическим, полупрозрачное - из $NaCl$, KCl, $ZnSe$, $AsGa$.

В качестве примера на рис. 16.44 представлен внешний вид лазера ЛГН-901 ОАО "Плазма" мощностью 9 Вт и стабильностью частоты генерации на уровне $5 \cdot 10^{-9}$.

Недопустимость нагрева газа выше $\Delta T_{max} < 200...300K$ при более или менее фиксированном КПД ограничивает мощность излучения, которую можно получить с единицы длины трубки независимо от ее радиуса R. В самом деле, пусть i - разрядный ток, который течет вдоль трубки, E - продольное электрическое поле, λ - коэффициент теплопроводности газа. Выделяющаяся в единице длины электрическая мощность iE выносится к поверхности тепловым потоком

$$iE = 2\pi R\lambda \left(\frac{dT}{dr}\right)_{r=R} \approx (2.8)^2 \pi\lambda\Delta T \qquad (16.50)$$

Практически в 1 м нельзя вкладывать более 1 кВт/м. Следовательно, с 1 м трубки можно снять не более 100 Вт излучения. Для увеличения мощности трубчатых лазеров с диффузионным охлаждением не остается ничего, кроме как наращивать длину трубок. Чтобы не выходить за разумные габариты (например, 2 м), в случае значительных мощностей

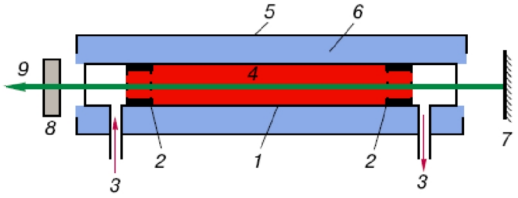


Рис. 16.43: Схема CO_2-лазера с диффузионным охлаждением

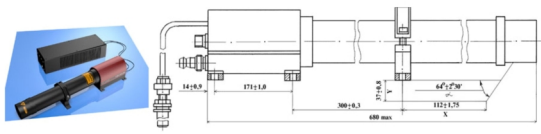


Рис. 16.44: CO_2-лазер ЛГН-901

несколько параллельных трубок включают последовательно в резонатор, ставя отражатели в местах поворотов излучения.

Электрическое питание подают раздельно в не слишком длинные (метровые) секции, чтобы не требовалось большого напряжения. Типичные параметры разряда в трубчатых лазерах: смесь $CO_2 : N_2 : He = 1 : 1 : 8$, $E/p \approx 2...4$ В/(см Торр), плотность электронов в плазме $n_e \approx 10^{10}$ см$^{-3}$, плотность тока $\sim$10 мА/см^2, объемный энерговклад $jE \sim 0.03 \cdot p$ Вт/см^3 (при типичном $p \approx 15$ Торр $jE \approx 0,5$ Вт/см^3. Лазеры с диффузионным охлаждением надежны в работе, хорошо себя зарекомендовали и в тех или других вариантах выпускаются промышленностью на мощности в десятки, сотни ватт и даже киловатт.

CO_2-лазеры с конвекционным охлаждением

Альтернативой диффузионному служит конвекционное охлаждение. Рабочий газ с большой скоростью продувают через область разряда, и джоулево тепло выносится разрядом. Применение быстрой прокачки позволяет поднять плотности энерговыделения и энергосъема. Если длина области разряда вдоль потока L, то при скорости u время пребывания газа в разряде $\tau = L/u$. Единица объема газа приобретает энергию

$$jE\tau = \rho c_p \Delta T, \tag{16.51}$$

где ρ - плотность, c_p - удельная теплоемкость при постоянном давлении (течение предполагается дозвуковым, так что давление в системе меняется не сильно). Сопоставляя (16.50) и (16.51), получаем время диффузионного вывода тепла $\tau = \Lambda^2/\chi$, где $\Lambda = R/(2,8)^2$, а $\chi = \lambda/(\rho c_p)$ - температуропроводность. Если $L = 30$ см, $u = 100$ м/сек, то время конвекционного охлаждения $\tau = 3$ мс, что на порядок меньше, чем в случае использования диффузионного охлаждения. Недопустимость сильного нагрева накладывает ограничение на удельный энерговклад

$$q = \frac{jE\tau}{\rho} < \frac{c_p \Delta T_{max}}{1-\eta} \approx 700...800 \text{Дж/г} \tag{16.52}$$

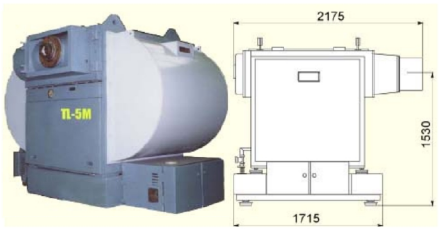


Рис. 16.45: Технологический лазер TL-5M

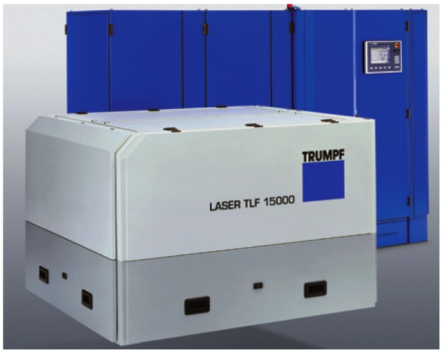


Рис. 16.46: Технологический лазер TFL-15000

В то же время $q = P_E/Q$, где P_E - вкладываемая в плазму мощность, а $Q = \rho u S$ - массовый расход газа через поперечное сечение S разрядной камеры. Чтобы получить 10 кВт излучения при КПД 10% требуется вложить 100 кВт мощности, что эквивалентно массовому расходу $Q \sim 130$ г/сек. Поэтому лазерную смесь прокачивают по замкнутому контуру, а газовый тракт непременно включает теплообменник, где от газа отбирается тепло, приобретенное в разряде. Смесь в контуре медленно обновляют. Часто разрядную камеру делают в виде широкого плоского канала [20]. Оказалось целесообразным использовать трубчатые конструкции с быстрой осевой прокачкой газа вдоль системы недлинных труб, последовательно включенных в резонатор и параллельно - в газовый тракт, чтобы не было большого гидравлического сопротивления.

В силу ограничения (16.52) наращивать мощность лазера можно только увеличением давления и объема, практически сечения канала S. Чрезмерное увеличение длины L вдоль потока требует и наращивания скорости прокачки. Однако технически очень трудно организовать большой расход со скоростью, существенно превышающей 100...150 м/с. При заданном времени пролета ($\tau = 3$ мс, $L = 30$ см, $u = 100$ м/сек) предельному энерговкладу отвечают слабо зависящие от давления максимально допустимые плотности электронов $3 \cdot 10^{10}$ см$^{-3}$ и тока в плазме 20 мА/см^2, что при характерном значении $E/p = 8$ В/(см Торр) соответствует плотности энерговклада $(jE)_{max} = 0.16p$ Вт/см^3.

В настоящее время выпускается достаточно много моделей технологических CO_2-лазеров с мощностью выходного излучения от нескольких до десятков киловатт. В качестве примера можно привести отечественный технологический лазер TL-$5M$ (рис. 16.45) мощностью 5 кВт, а также лазеры серии TFL (”Трумпф”, Германия) мощностью от 8 до 15 кВт (см. рис. 16.46). Подобные лазеры обеспечивают высокие скорости тех-

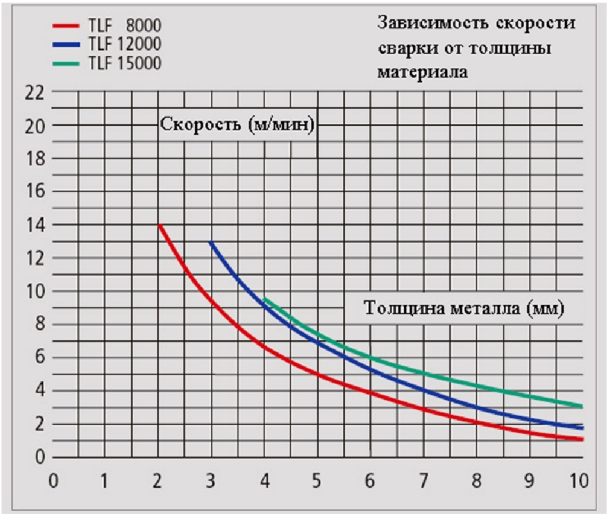


Рис. 16.47: Скорость сварки технологических лазеров серии TFL

нологической обработки материалов, например, сварку при скоростях вплоть до 15 мм/сек (см. рис. 16.47).

Объемный разряд

В традиционной схеме газового лазера с использованием длинных газоразрядных труб, электрический разряд и течение газа в которых осуществляется вдоль оси трубы, совпадающей с оптической осью резонатора, невозможно значительно повысить давление газа, так как при этом резко возрастает пробивное напряжение и требуются многомегавольтные источники импульсного напряжения. Кроме того, индуктивность длинного разрядного контура велика, и разряд в нем не может быть сделан достаточно кратковременным. Увеличение диаметра газоразрядных труб не помогает, так как при этом облегчается шнурование разряда.

Значительное увеличение энергосъема с единицы объема возможно при переходе к поперечной накачке газовых смесей атмосферного давления. Однако для этого необходимо обеспечить устойчивое горение объемного разряда в таких смесях [21].

Объемный разряд высокого давления имеет структуру, аналогичную тлеющему разряду, т.е. области катодного и анодного падения потенциалов, фарадеево темное пространство и положительный столб. В то же время объемный разряд имеет существенные отличия от классического тлеющего разряда [22]:

1. Приэлектродные зоны имеют малые размеры, поэтому можно приближенно считать, что положительный столб занимает весь промежуток.

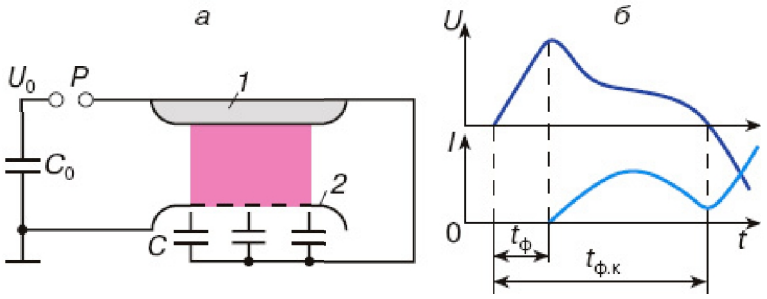


Рис. 16.48: Типичные электрическая схема возбуждения (а) и осциллограммы напряжения U и тока I (б) самостоятельного объемного разряда

2. Приэлектродные падения потенциалов составляют незначительную часть от приложенного к электродам напряжения U. Следовательно, с хорошей точностью можно считать, что напряженность поля $E = U/d$, где d - межэлектродное расстояние.

3. Для возбуждения объемного разряда необходима предварительная ионизация газа.

4. Объемный разряд нестационарен, то есть если его длительность искусственно не ограничивать, то он обязательно контрагируется (сожмется, образуя дуговой канал).

5. Удельная мощность такого разряда может превосходить 1 МВт/см^3, а средняя может достигать нескольких сот кВт/см^3, что намного превосходит аналогичные характеристики классического тлеющего разряда.

Стадией формирования разряда называют время его развития от момента подачи на электроды напряжения до образования катодного падения потенциала, обеспечивающего самоподдерживающееся протекание тока в промежутке.

На рис. 16.48 приведена схема возбуждения (а) и осциллограммы напряжения и тока в промежутке (б). Если на сплошной (1) и сетчатый (2) электроды от заряженного конденсатора C_0 через коммутатор P подать напряжение, то на фронте его нарастания между остриями, соединенными с обкладками конденсаторов C, и электродом 2 будет гореть вспомогательный разряд. УФ-излучение от вспомогательного разряда, проникая через сетчатый электрод 2 в основной промежуток 1-2 , ионизует частицы газового объема и выбивает электроны из поверхности электрода 1. По мере зарядки конденсатора C током, протекающим через

вспомогательный разряд, напряжение на электродах 1 и 2 будет расти. Как только оно достигает пробивного значения, между электродами 1 и 2 возбуждается самостоятельный разряд. Если интенсивность излучения вспомогательного разряда велика, то разряд между основными электродами имеет объемный характер. При малой интенсивности разряд наблюдается в форме канала, а в промежуточном случае после непродолжительной стадии объемного разряда происходит его сжатие в канал и уменьшение напряжения на электродах, как это показано на осциллограмме рис.16.48. Здесь, поскольку пробой происходит в нарастающем поле, длительность фронта нарастания напряжения равна времени формирования разряда.

Электроны, созданные УФ-излучением вспомогательного разряда и равномерно распределенные по всему основному объему, двигаясь в электрическом поле, набирая энергию и ионизуя частицы газа, образуют электронные лавины. Число электронов в лавине будет нарастать по закону

$$N = \exp(\alpha x), \tag{16.53}$$

где α - коэффициент ударной ионизации, x - пройденный электроном путь. Электроны, обладая существенно большей скоростью, будут находиться в головке лавины, а ионы распределены по всему ее следу. Вследствие этого, в лавине происходит разделение зарядов и образуется собственное электрическое поле, которое ослабляет внешнее поле. Когда внешнее и собственное поля сравниваются ($N \sim 10^8$), развитие лавины резко замедляется. В этом случае говорят, что лавина достигла критического размера. К моменту достижения в промежутке напряженности поля, достаточной для ионизационного размножения, в разрядной зоне было столько электронов, чтобы образованные ими лавины своими головками перекрыли весь активный объем.

Такой подход накладывает ограничения на длительность фронта t_f подаваемого импульса напряжения. Для образования плазмы, достаточно однородной во всем объеме, необходимо, чтобы t_f была меньше времени дрейфа электронов на расстояние, равное радиусу головки лавины, достигшей критического размера. В противном случае в прикатодной области образуется слой, обедненный электронами. Оказалось, что это ограничение можно преодолеть, если интенсивно облучать катод на фронте импульса напряжения [23].

Поскольку скорость движения электронов вдоль силовых линий поля больше, чем в других направлениях, то электроны при своем дрейфе от катода к аноду образуют цуг лавин, идущих по следу друг друга и

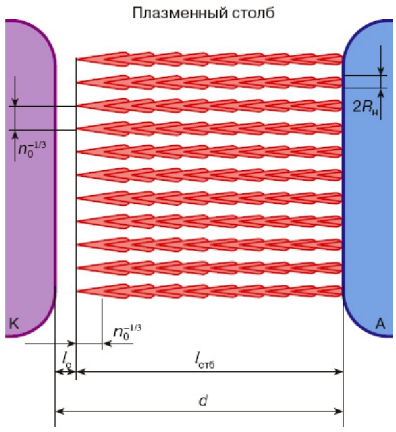


Рис. 16.49: Модель развития разряда

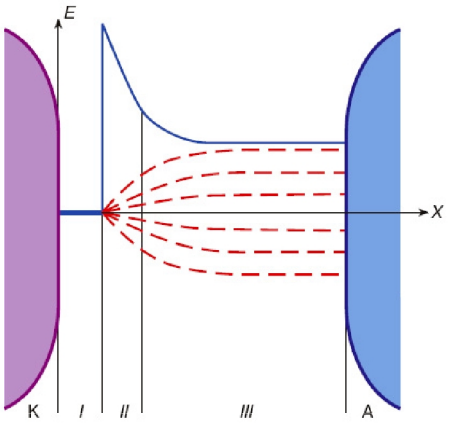


Рис. 16.50: Модель развития неустойчивости разряда

формирующих токовую нить (рис. 16.49). При этом радиус нити R будет увеличиваться со скоростью диффузии электронов. Одновременно с расширением нити будет нарастать число электронов и ионов в ней. По мере нарастания концентрации электронов и ионов скорость расширения нити будет замедляться из-за торможения электронов полем ионов. В конце концов скорость ее расширения начнет определяться скоростью движения ионов, т.е. произойдет переход от электронной к амбиполярной диффузии. Это случится, когда радиус нити станет равным радиусу Дебая. Поскольку скорость амбиполярной диффузии существенно меньше скорости электронной, то в рассматриваемом временном интервале ($t_f \sim 10^7$ с) можно считать, что расширение нити прекратится. Тогда, приравнивая радиус нити к радиусу Дебая и вводя величину $n_0^{cr} = 1/R_n^3$, можно определить n_0^{cr}.

Таким образом, если $n_0 < n_0^{cr}$, то разряд будет состоять из множества тонких диффузных нитей, которые в совокупности создают впечатление однородного разряда. Кроме того, при возрастании n_0 до n_0^{cr} предельная энергия, вводимая в газ, будет расти вследствие увеличения числа нитей, а следовательно, площади, занимаемой разрядом.

Однако, если даже удается сформировать однородный плазменный столб ($n_0 = n_0^{cr}$), это является необходимым, но не достаточным условием возбуждения разряда в объемной форме. На рассматриваемой стадии, когда существует плазменный столб, катодное падение потенциала, обеспечивающее самоподдержание разряда, еще не сформировано, важным условием формирования однородного разряда является обеспечение равномерной эмиссии (выхода) электронов с поверхности катода.

Это условие может быть реализовано только за счет бомбардировки

катода фотонами из плазменного столба. Причем из-за неидеальности катода и необходимости уменьшения влияния неоднородности эмиссии, возникающей за счет других факторов, нужно, чтобы фотоэмиссия превышала другие виды эмиссии в 50 -100 раз. При этом число квантов, выбивающих электроны из катода, пропорционально объему плазменного столба V и концентрации электронов в нем n. Для обеспечения выбивания электронов в нужном количестве nV должно быть больше некоторой критической величины $(nV)_{cr}$, которая зависит от условий зажигания разряда.

Таким образом, требования к n_0 в больших и малых объемах могут оказаться разными. Если в больших объемах для возбуждения объемного разряда необходимо выполнить только условие по перекрытию токовых нитей, то в малых объемах требования к n_0 возрастают и диктуются условием $nV > (nV)_{cr}$.

Самостоятельный объемный разряд повышенного давления является нестационарным, т.е. спустя некоторое время он переходит в искровой. Считается, что ввод энергии в газ происходит на стадии объемного разряда, так как при искровом разряде энергия поступает лишь в малую часть объема, занятую каналом. С практической точки зрения представляет интерес, при каких характеристиках разряда (электрическое поле, ток, длительность и частота следования импульсов) можно ввести в газ наибольшую энергию в единицу времени.

Для упрощения рассмотрим случай, когда на электроды подается высоковольтный импульс прямоугольной формы. После стадии формирования разряда ток в промежутке будет резко нарастать, а напряжение на электродах U_g падать до некоторой квазипостоянной величины. Интересно, что, сколько бы высокое начальное напряжение U_0 к промежутку ни прикладывалось, величина U_g практически мало меняется. U_g определяется только параметрами промежутка: межэлектродным расстоянием d, площадью S, составом и давлением газа p. Это объясняется тем, что именно при U_g ионизационные процессы становятся медленными, ток перестает нарастать и устанавливается квазистационарная фаза горения разряда. В этом случае плотность энергии, вводимой в газ, легко определить:

$$jE\tau = j\frac{U_g}{d}\tau = \frac{U_0 - U_g}{\rho S}\frac{U_g}{d}\tau \qquad (16.54)$$

где j - плотность тока, E - напряженность электрического поля в промежутках, τ - длительность разряда, ρ - волновое сопротивление контура.

Ограничение энерговклада связано прежде всего с развитием неустойчивостей, приводящих к контракции разряда. Природа сжатия области горения разряда применительно к CO_2-лазеру прежде всего связана с тепловыми и ионно-химическими неустойчивостями [22].

Действительно, если на фоне однородного объемного разряда возникло случайное увеличение плотности в токовой нити малого диаметра, то при определенных условиях эта флуктуация имеет тенденцию к нарастанию. Причина сжатия разряда состоит в том, что увеличение энергии, введенной в газ, приводит к повышенному его нагреву и уходу нейтральных частиц из токовой нити вследствие выравнивания давления. Следовательно, параметр E/N - отношение напряженности поля к концентрации нейтральных частиц - возрастает, что ведет к повышенной ионизации в этой области, а значит, к увеличению тока в ней и еще большему нагреву газа. Процесс развивается вплоть до образования канала. При этом характерное время сжатия объемного разряда составляет величину

$$\tau_T = \frac{p}{\sigma E^2} \frac{\gamma}{\gamma - 1}, \tag{16.55}$$

где σ - проводимость, p - давление невозмущенного газа, γ - показатель адиабаты.

Однако образование искрового канала довольно часто происходит в условиях, когда тепловыми явлениями можно пренебречь. Например, при несамостоятельном объемном разряде практически вся энергия затрачивается на возбуждение колебательных уровней азота, а передача ее в теплоту заведомо много больше времени формирования искрового канала. В этом случае имеет место ионизационная неустойчивость, когда увеличение плотности тока в нити связано с соударениями электронов с возбужденными частицами газа. Полагается, что плотность возбужденных частиц столь велика, что электрон, сталкиваясь с ними, получает их энергию возбуждения. Это увеличивает энергию электрона и, следовательно, скорость ионизационных процессов, что ведет к нарастанию тока в нити. При насыщении возбужденных состояний через определенное время концентрация электронов будет взрывообразно нарастать.

К аналогичным результатам может привести ступенчатая ионизация частиц, когда ионизация частицы происходит при ее двукратном соударении с электронами (первое соударение вызывает возбуждение, а второе - ионизацию частицы).

Изменение плазмохимического состава среды также может вызвать сжатие объемного разряда за счет развития химико-ионизационной неустойчивости. Например, в CO_2 лазере проходит более 100 плазмохими-

ческих реакций, наиболее важные из которых следующие [23]:

$$\begin{aligned} CO_2 + e &\rightarrow CO + 0^- \\ CO_2 + e &\rightarrow CO + O + e \\ CO + e &\rightarrow CO^* + e \\ CO^* + CO^* &\rightarrow C + CO_2 \\ O_2 + e &\rightarrow O_2^* + e \\ C + O_2^* &\rightarrow CO_2^+ + e \end{aligned} \qquad (16.56)$$

Видно, что накопление продуктов реакций обусловлено в основном взаимодействием частиц с электронами. Поэтому нарастание концентрации электронов будет вести к взрывообразной интенсификации процессов (16.56) и образованию канала.

Данные механизмы наиболее существенны в области разряда, где электрическое поле оказывается наиболее высоким. Условно разрядный промежуток (рис. 16.50) можно разбить на три зоны: область плазменного образования с высокой проводимостью, например катодное пятно I, область усиленного поля II и область собственно плазменного столба III. Распространение канала от катода к аноду происходит дискретно. Как только в области II за счет развития неустойчивости проводимость достигает аналогичного значения, как и в области I, канал скачком передвигается на расстояние II и процесс повторяется вплоть до перемыкания каналом промежутка К - А, что эквивалентно контракции разряда.

TEA CO_2-лазеры

Развитие физики и техники объемных разрядов высокого давления позволили создать высокоэнергетичные CO_2-лазеры, работающие при атмосферном давлении, которые получили название TEA CO_2-лазеров (Transversely Excited Atmospheric). При скромных размерах и простой конструкции TEA CO_2-лазеры представляют собой хороший прибор: энергия в импульсе составляет 1-10 Дж, длительность импульса 10^2-10^3 нс в зависимости от состава газовой смеси. Большое количество азота не только увеличивает запас энергии в активной среде, но и удлиняет процесс накачки излучающего состояния 00^01 молекул CO_2. При атмосферном давлении время передачи энергии от азота к CO_2 составляет величину порядка 100 нс, поэтому на временах, меньших 100 нс, наличие азота не сказывается на энергии излучения. В этом масштабе времени излучается энергия, запасенная в несимметричном валентном колебании

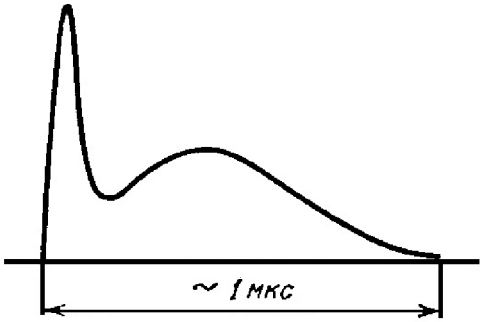


Рис. 16.51: Типичная форма импульса ТЕА CO_2 лазера

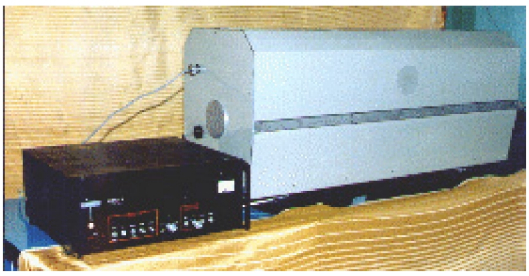


Рис. 16.52: Импульсно-периодический лазер "Игла"

00^0n молекул CO_2. При быстром разряде происходит процесс включения усиления, аналогичный включению добротности. При малом количестве (полном отсутствии) азота или на отрезке времени, меньшем (или порядка) 100 нс, импульс излучения имеет типичную форму импульса включения. Наличие азота, работающего как относительно инерционный резервуар энергии, приводит к удлинению импульса излучения, нарушению монотонности его хвостовой части и появлению вторичного, правда более расплывчатого, максимума. На рис. 16.51 приведена типичная форма импульса излучения ТЕА CO_2-лазера [24]. Общая длительность импульса излучения возрастает до 1 мкс, соответственно увеличивается и полная энергия излучения. Обычно в первом пичке излучения содержится от $1/3$ до $1/2$ полной энергии импульса.

Легко сделать оценку полной энергии импульса излучения ТЕА CO_2-лазера. Пусть условия самовозбуждения сильно перевыполнены. Тогда полная энергия в импульсе излучения определяется энергией несимметричного валентного колебания молекул CO_2 и колебательной энергией молекул N_2, находящихся в резонаторе лазера. За полное время импульса колебательная энергия азота передается CO_2 и излучается. Очевидно, что искомая энергия

$$Q = \frac{1}{2} h\nu \left(n_1^* + n_2^*\right), \tag{16.57}$$

где n_1^* и n_2^* - полное число возбужденных молекул CO_2 и N_2 соответственно. Этому выражению можно придать более удобную форму, введя коэффициенты κ_1 и κ_2, характеризующие степень возбуждения, т.е. среднее число колебательных квантов моды ν_3, приходящиеся на одну молекулу CO_2 и N_2 соответственно.

Переходя от числа частиц к парциальным давлениям и используя приближение идеальных газов ($PV = NkT$), получим

$$Q = \frac{1}{2}\frac{\kappa_1 + c_2\kappa_2}{1 + c_1 + c_2}\frac{h\nu}{kT}VP, \tag{16.58}$$

где P - полное давление газовой смеси в лазерной кювете, V - рабочий объем лазера, c_1 и c_2 - концентрации азота и гелия соответственно, отнесенные к концентрации CO_2.

С понижением температуры удельный энергосъем возрастает. При комнатной температуре $h\nu/kT \approx 4$. В хорошо организованном разряде достигаются значения $\kappa_1 \approx \kappa_2 \approx 0,4...0,5$. Тогда для смеси 1:2:3 значение удельного энергосъема составляет $q \sim 40...50$ Дж/(л атм).

В качестве примера на рис. 16.52 представлен компактный электроразрядный лазер "Игла" с частотой повторения импульсов до 1 кГц и энергией в импульсе до 300 мДж [25].

16.5.2 CO-лазер

В средней части ИК диапазона обращает на себя внимание CO-лазер, работающий в интервале длин волн 5-6,5 мкм. Этот лазер во многом подобен CO_2-лазеру. Высокий КПД, высокая выходная мощность, способность работать в непрерывном и импульсном режимах, многообразие методов достижения инверсии (газоразрядное, газодинамическое, химическое, электронно-лучевое возбуждение), относительная близость частотных интервалов и возможность выбора длины волны в сравнительно широком диапазоне существенно сближают эти лазеры.

CO-лазер работает на колебательно-вращательных переходах в основном электронном состоянии. Механизмы колебательного возбуждения молекул CO подобны механизмам возбуждения CO_2. Это - либо непосредственное возбуждение высших колебательных состояний CO электронным ударом, в процессе химической реакции, либо передача энергии от молекул N_2, возбужденных тем или иным способом. Однако механизм создания инверсии в CO-лазерах существенно отличается от такового в CO_2-лазерах [26]. В случае CO происходит релаксация существенно ангармонических осцилляторов. Этот процесс описывается системой кинетических уравнений, в которые входят населенности всех колебательных уровней, константы скоростей всех парциальных V-V и V-T-релаксаций, сечения возбуждения, концентрации доноров, энергии возбуждения, концентрации примесей, создающих новые каналы релаксации и соответствующие им константы, и т. д.

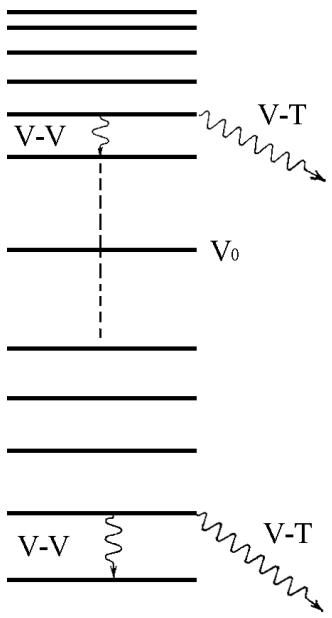


Рис. 16.53: Колебательные уровни молекулы CO

В системе колебательных уровней молекулы CO (рис. 16.53) существует некий уровень V_0 такой, что для уровней $V > V_0$ V-T-релаксация идет скорее, чем V-V-релаксация, и наоборот - для уровней $v < v_0$ процесс V-V-релаксации идет быстрее, чем V-T-релаксации. При этом значение V_0 зависит от температуры газа, уменьшаясь с его разогревом. Поэтому при низких температурах, когда V_0 велико, преобладает V-V-релаксация. В итоге при колебательном возбуждении распределение частиц по V резко отличается от больцмановского.

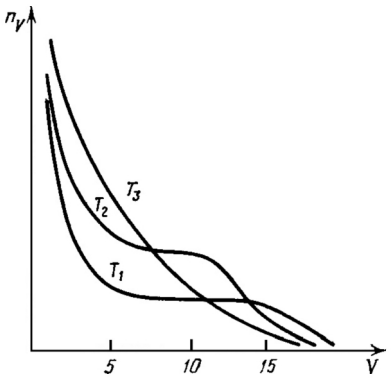


Рис. 16.54: Стационарное распределение населенностей по колебательным уровням основного электронного состояния молекулы CO при наличии колебательно возбуждения

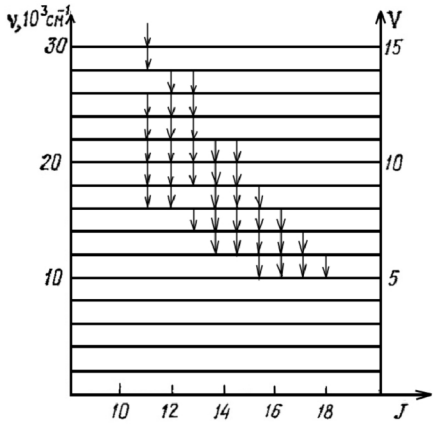


Рис. 16.55: Каскадный характер генерации в CO лазере

При температуре газа 150-300 К в колебательном распределении наблюдается плато. Это плато простирается от $v = 5$ до $v = 10$ при 200К, но может доходить и до $V = 30$-35 при более низких температурах и хорошо подобранных смесях (рис. 16.54). При увеличении температуры газа от 150 до 500 К плато исчезает, так как падает V_0, т.е. уменьшается роль возбуждения верхних колебательных уровней в процессах V-V-обмена и растет роль V-T-релаксации, а ее скорость увеличивается. При больших температурах и при наличии возбуждения колебательное распределение быстро стремится к равновесному больцмановскому .

Изложенное выше свидетельствует о необходимости охлаждения газовой смеси CO-лазеров и о целесообразности включения в ее состав гелия, обладающего высокой теплоемкостью. Плато в колебательных населенностях означает отсутствие полной колебательной инверсии. Однако в отсутствие колебательной инверсии возможна частичная вращательная инверсия. Тогда в генерации должны проявляться только линии P-ветви, что и наблюдается экспериментально. Точная формула

для коэффициента усиления в центре линии доплеровского уширенного колебательно-вращательного перехода $(v, J-1) \to (v-1, J)$ дает

$$\alpha_{v,v-1}(T) = \left(\frac{2c}{\pi kT}\right)^{3/2} (2J-1) A_{v,v-1} h\lambda^3 M^{1/2} \times \{N_v B_v \exp\left(-\frac{B_v J(J-1)hc}{kT}\right) - \exp\left(-\frac{B_{v-1} J(J+1)hc}{kT}\right) N_{v-1} B_{v-1}\} \quad (16.59)$$

При равенстве колебательных населенностей $N_v \approx N_{v-1}$ и примерном равенстве вращательных констант $B_v = B_{v-1}$ коэффициент усиления положителен и тем больше, чем ниже температура газа T.

Формула (16.59) и рис. 16.54 приводят к важному выводу о каскадном характере генерации в CO-лазере. Рисунок 16.55 показывает, как каскадные переходы приводят к последовательному заселению колебательных состояний [3]. Генерация на соответствующих колебательно-вращательных переходах происходит при этом последовательно с задержкой во времени. Ясно, что в силу каскадности генерации и ангармонизма колебательных состояний в CO-лазере невозможно всю энергию, запасенную в неравновесном распределении частиц по колебательным уровням, преобразовать в излучение на одной частоте генерации. В непрерывном режиме CO-лазер работает сразу на многих частотах, в импульсном режиме, как правило, происходит последовательное переключение частот генерации. При высоком давлении и интенсивной накачке (несамостоятельный разряд, поддерживаемый пучком электронов) и в импульсном режиме генерация происходит одновременно на нескольких частотах [19].

Селективные резонаторы, равно как и внешние дисперсионные элементы, позволяют выделять любую из возможных частот генерации. Наибольшее распространение получили простые системы с продольным разрядом, конструктивно подобные CO_2-лазерам. В смесях CO с гелием, азотом, небольшим количеством кислорода при охлаждении до 150-200 К во всех линиях генерации в непрерывном режиме достигается общая мощность генерации в десятки ватт. В разряде происходят сложные химические реакции, меняющие парциальный состав смеси и набор релаксационных партнеров. Переход к комнатным температурам и отпаянным системам стал возможным при переходе к смесям, содержащим ксенон.

В ТЕА CO-лазерах или в CO-лазерах с несамостоятельным разрядом используются смеси типа $CO : Xe : He = 1 : 1 : 8$.

Интерес к CO-лазеру обусловлен не только важностью диапазона длин волн, перекрываемого его излучением, но и его высокими энергетическими параметрами. Схема уровней энергии активной среды CO-лазера (см. рис. 16.55) такова, что суммарно во всех линиях генерации от $V \geq 25$ до $V = 5$ КПД энерговклада может превышать 50-75%. Заметим в заключение, что линии генерации CO-лазера обозначаются символом $P_{v,v-1}(J)$, где P обозначает P-ветвь, J - номер вращательного подуровня нижнего колебательного уровня перехода $V \to V - 1$. Спектры молекулы CO хорошо изучены, а поэтому такая символика оказывается достаточной.

16.5.3 Азотный лазер

В молекулярных лазерах возможна генерация и на переходах между электронными состояниями. Электронная энергия молекул сложно зависит от их строения. Система уровней богата и сложна. Энергия распределена между многими степенями свободы. Осевая симметрия двухатомных и линейных многоатомных молекул позволяет классифицировать электронные состояния молекулы по значениям квантового числа Λ, определяющим абсолютную величину проекции полного орбитального момента L на ось молекулы. По аналогии с атомными состояниями S, P, D, F, G, ... молекулярные состояния с $\Lambda = 0, 1, 2, 3, 4, \ldots$ обозначаются соответственно Σ, Π, Δ, Φ, Γ,... При этом мультиплетность уровня $\mu = 2s + 1$ указывается слева вверху: например, состояние с $\Lambda = 1$ и $s = 1/2$ обозначается как $^2\Pi$, с $\Lambda = 0$ и $s = 1$ - как $^3\Sigma$ и т. п.

Основное состояние химически устойчивых молекул - это, как правило, состояние $^1\Sigma$. Для дипольных переходов выполняется правило отбора $\Delta\Lambda = 0, \pm 1$, т. е. в дипольном приближении разрешены переходы $\Sigma \to \Sigma$, $\Pi \to \Sigma$ и т. д.

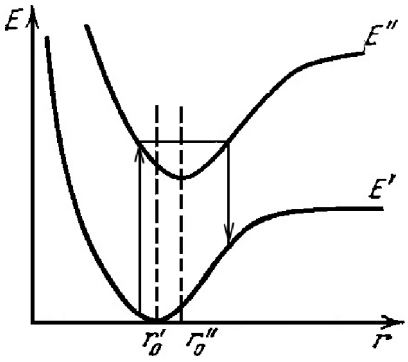


Рис. 16.56: Принцип Франка-Кондона

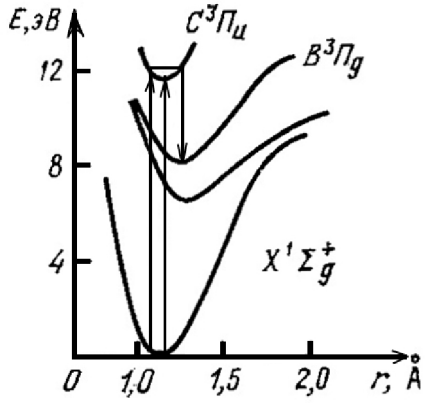


Рис. 16.57: Схема уровней энергии молекулы N_2

Принцип Франка - Кондона

Распределение интенсивностей в системе полос электронных переходов молекулы определяется свойствами кривых потенциальной энергии в основном и возбужденном электронных состояниях $E'(r)$ и $E''(r)$ в соответствии с принципом Франка - Кондона [27]: при переходе молекулы из одного электронного состояния в другое не происходит заметного изменения ни относительного положения, ни скоростей атомных ядер молекулы. Другими словами, принцип Франка - Кондона разрешает перехо-

ды из одного электронного состояния в другое только по вертикали на диаграмме потенциальных кривых, связывающей так называемые точки по ворота колебательного движения молекулы между стенками потенциальной ямы (рис. 16.56) Как правило, возбужденное электронное состояние соответствует более разрыхленной молекуле. Абсцисса минимума электронного терма, очевидно, соответствует в случае двухатомной молекулы равновесному расстоянию между ядрами r_0. Сказанное выше означает, что, как правило, $r_0^{''} > r_0^{'}$ (рис.16.56). Это обстоятельство оказалось определяющим для работы азотного УФ лазера ($\lambda = 337,1$ нм).

Принцип работы лазера

Схема уровней азотного лазера приведена на рис. 16.57. Расположение потенциальных кривых верхнего $C^3\Pi_u$, нижнего $B^3\Pi_g$ и основного $X^1\Sigma_g^+$ состояний таково, что при электронном возбуждении, в соответствии с принципом Франка-Кондона, происходит эффективное население уровней $v = 0$ и $v = 1$ состояния C. Состояние B при этом не заселяется. Фактически электроны столкновительно переводят молекулы N_2 вертикально вверх по диаграмме "потенциальная энергия - расстояние", не задевая сдвинутые направо термы и тем самым не заселяя нижние лазерные уровни. Вместе с тем тот же принцип Франка - Кондона разрешает излучательные переходы из состояния C в состояние B, но только вертикально вниз из правых поворотных точек терма $C^3\Pi_u$. Таким образом, принцип Франка - Кондона позволяет осуществить разнесение каналов возбуждения и генерации.

Ввиду малости времени жизни верхних состояний для возбуждения азотного лазера применяются импульсные газоразрядные системы с малой индуктивностью. Подчеркнем, что эти лазеры являются лазерами на самоограниченных переходах, т.к. их нижние уровни обладают большим временем жизни, чем верхние. Радиационное время жизни верхнего рабочего состояния азотного лазера 38 нс. Короткое время жизни верхнего состояния, крутой фронт включения инверсии и самоограниченный характер генерации приводят к тому, что время существования усиления очень мало. Для азотного лазера оно обычно составляет 3-10 нс. Длительность импульса накачки не должна превышать это время. Но за 3 нс свет проходит расстояние около 1 м. Следовательно, для эффективной генерации нужна бегущая волна возбуждения, распространяющаяся вдоль оси лазерной трубки синхронно с импульсом светового излучения. В этом случае достигается высокий коэффициент однона-

правленного усиления и происходит излучение усиливающегося по мере распространения и тем самым приобретающего направленность и монохроматичность импульса спонтанного излучения.

Азотный лазер принадлежит к классу лазеров на сверхсветимости. Это означает, что в них за время существования инверсии не успевает реализоваться обратная связь, они не являются автоколебательными системами с положительной обратной связью и испускают усиленное шумовое излучение. Монохроматичность и направленность излучения в этом случае достигается за счет свойств когерентного усиления бегущей волны в актах индуцированного испускания.

Давление газа в N_2-лазере обычно составляет 10-100 Тор. При более высоком давлении начинает сказываться столкновительное тушение возбужденных состояний. При плотности мощности накачки до 5 кВт/см^3 для азотного лазера характерной является пиковая мощность генерации 1 МВт в импульсе длительностью 10 нс. КПД этих лазеров невысок и в зависимости от условий возбуждения лежит в интервале 0,01-1%. Импульсные источники питания для этих лазеров, характеризующиеся многокилоамперными токами при многокиловольтном напряжении в импульсах наносекундной длительности, конструируются на основе генераторов Маркса, линий Блюмляйна и тому подобных технических средств сильноточной электроники и требуют тщательной отработки [28, 29, 30].

Отпаянный азотный лазер работает при частотах повторения импульсов до 100 Гц. Поперечная прокачка, приводящая к эффективному охлаждению активной среды лазера, может создать условия для увеличения частоты следования до 10^5 Гц - обратного времени жизни нижнего лазерного уровня $B^3\Pi_g$ [33]. При частоте следования в 1 кГц с потребительской точки зрения импульсный лазер становится эквивалентным лазеру непрерывного действия. Импульсно-периодические азотные лазеры нашли применение для накачки лазеров на красителях.

В качестве примера на рис. 16.58 представлен миниатюрный азотный лазер АИЛ-0.5 разработки ОАО "Плазма" (Рязань). Основные характеристики лазера:

- Энергия импульса излучения 5 мкДж
- Средняя мощность излучения 0,5 мВт
- Размер пучка излучения на уровне 0,1 - 1 $\times$ 5 мм
- Длительность импульса на уровне 0,5 - 5 нс
- Частота повторения импульсов 200 Гц



Рис. 16.58: N_2 лазер, модель АИЛ-0.5

- Габариты $200 \times 130 \times 70$ мм
- Масса - 3 кг

Азотный лазер на скользящем разряде

Традиционно для накачки азотных лазеров используют либо продольный разряд, либо поперечный разряд с прокачкой или без прокачки газовой смеси. Учитывая малое время жизни возбужденных молекул азота на уровнях, скорость ввода энергии должна быть значительной. В связи с этим, создание эффективных систем накачки - является актуальной задачей. Следует отметить, что для эффективной накачки молекул напряженность поля должна составлять $\sim$200 кВ/см·атм. Это еще более осложняет задачу формирования импульса накачки. Фактически продольный разряд может быть использован только для создания относительно маломощных лазеров из-за ограничения их длины. Использование поперечного разряда приводит к значительному росту напряжений и появлению дополнительных систем прокачки. В отпаянных мощных системах идет деградация газа и требуется система его восстановления.

Данные условия накачки могут быть обеспечены при использовании скользящего разряда [31, 32]. Однако для получения эффективной генерации требуется, с одной стороны, обеспечить большую частоту следования импульсов (для достижения большой средней мощности), с другой, обеспечить формирование излучения с нужной расходимостью.

Схема конфигурации электрода на скользящем разряде представлена на рис. 16.59, где 1 - инициирующий электрод, 2 - диэлектрическая пластина из лейкосапфира, 3 - электрод. Скорость развития скользящего разряда для положительной полярности инициирующего электрода со-

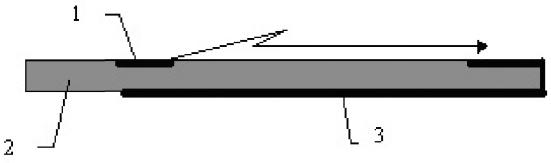


Рис. 16.59: Принцип формирования скользящего разряда

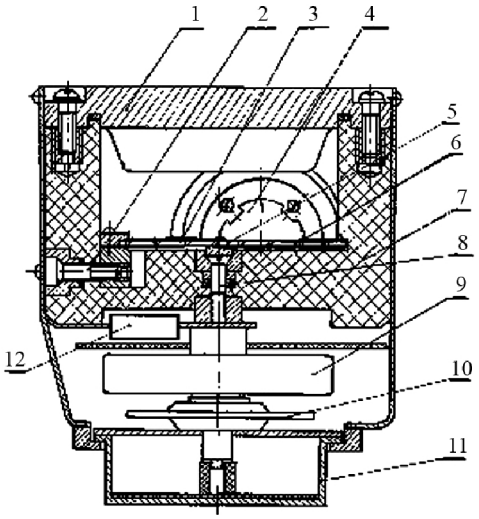


Рис. 16.60: Конструкция N_2-лазера на скользящем разряде

ставляет 1000 км/с. При подаче импульса напряжения с крутизной фронта, превышающей 10^{11} В/с, плазма скользящего разряда однородно заполняет поверхность диэлектрика. Конструктивная схема N_2-лазера на скользящем разряде представлена на рис. 16.60 [34]. Здесь 1 - герметизирующая крышка крышка, 2 - заземление, 3 - заземленный электрод, 4 - юстировочный узел, 5 - лейкосапфировая пластина, 6 - потенциальный электрод, 7 - корпус, 8 - проходные шпильки, 9 - конденсатор накопителя, 10 - разрядник, 11 - крышка системы накачки, 12 - конденсатор обострителя. Видно, что система накачки смонтирована фактически на обратной стороне листового электрода, что обеспечивает минимально возможную индуктивность разрядного контура. Последнее обстоятельство является существенным, т.к. время разряда $\tau_u \sim \sqrt{LC}$. Кроме того, система накачки выполнена в виде индуцирующего LC-генератора, коммутируемого по двухконтурной схеме. Наибольшая эффективность накачки такого генератора будет иметь место на стадии разряда "обострителя" C_0 на накачиваемый объем. Передача энергии от накопителя C_n к обострителю C_0 должна осуществиться за время порядка времени формирования скользящего разряда. При длине промежутка 1 см это время составляет порядка 10 нс, что совпадает с требованиями, накладываемыми на систему накачки азотного лазера. Однородный поверхностный разряд в данной электродной конфигурации имеет место только при условии, когда межэлектродный зазор многократно превышает толщину диэлектрической подложки, которая не должна превышать 0,5...1 мм. Толщина же скользящего разряда не превосходила 0,5 мм, что при длине разряда

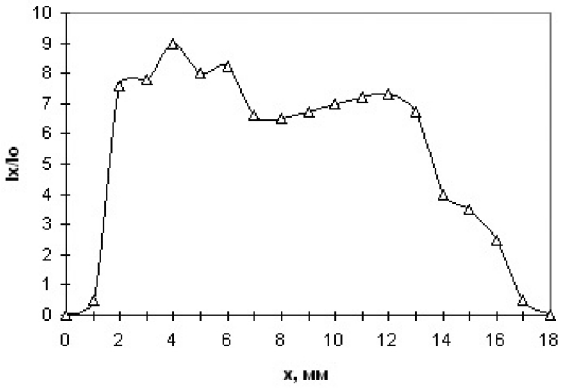


Рис. 16.61: Распределение интенсивности в направлении распространения скользящего разряда

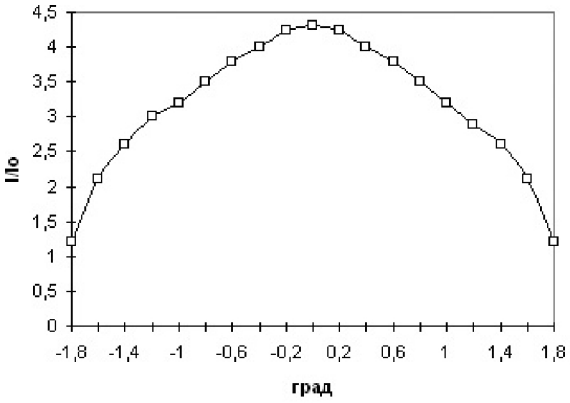


Рис. 16.62: Распределение интенсивности по углу

по оптической оси в 300 мм обеспечивала общий объем накачиваемой области порядка 2,25 мм^3. Столь малая длина позволяет использовать двухпроходный резонатор для формирования лазерного импульса излучения.

Интенсивность излучения азотного лазера на скользящем разряде имеет существенную неоднородность вдоль разрядного промежутка. Это обусловлено особенностями распределения электрического поля в скользящем разряде. Кроме того, имеет место существенное отличие расходимости лазерного излучения в плоскости формирования скользящего разряда и в направлении, перпендикулярном к ней, вследствие различия поперечных геометрических размеров в этих направлениях накачиваемой области на порядок и более. Эти два фактора в значительной степени затрудняют фокусировку излучения азотного лазера на скользящем разряде. Распределение интенсивности лазерного излучения вдоль разрядной области зависит от параметров формирования скользящего разряда (материал и толщина диэлектрической пластины, материал и геометрия электродов, величина межэлектродного зазора). Характерное распределение интенсивности излучения по направлению развития скользящего разряда и по углу относительно оси разряда для межэлектродного зазора 15 мм и толщине лейкосапфира 0,8 мм представлены на рис. 16.61 и рис. 16.62 соответственно. Видно, что даже при существенно неоднородном распределении энергии по сечению, использование двухпроходной схемы резонатора обеспечивало интеграцию энергии излучения и относительно равномерное распределение излучения по углу.

Повышение выходной мощности N_2-лазера, как правило, достигается путем либо увеличения энергии импульса накачки при одновременном

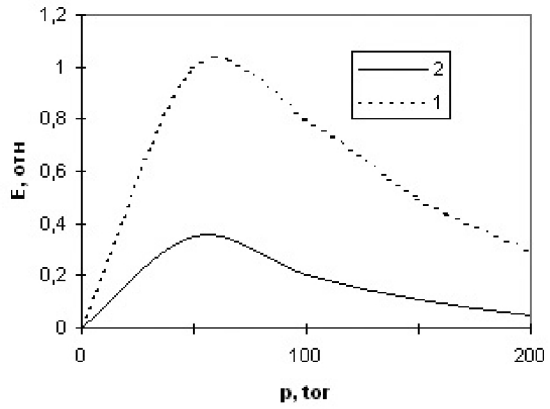


Рис. 16.63: Зависимость средней мощности излучения от давления для азота особой чистоты (1) и воздуха (2)

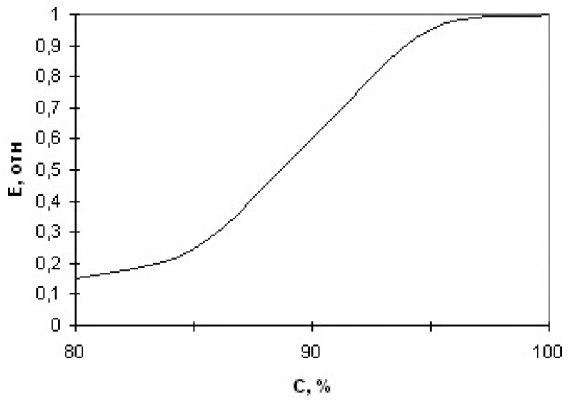


Рис. 16.64: Зависимость относительной мощности излучения от концентрации азота в активном объеме лазера

повышении крутизны его переднего фронта, либо увеличением частоты следования импульсов. И в том и в другом случае при использовании отпаянных излучателей резко снижается наработка лазера на отказ. Последнее обусловлено жестчением газа в разряде. Обычно для преодоления данного явления используют резервирование азота в специальных баллонах, значительно превышающих объем разрядной области, либо твердотельные подогревные генераторы газа, в которых азот получают термическим разложением нитрида железа. Альтернативным подходом является открытая схема газоснабжения лазера с использованием резервуара азота и вакуумного насоса. Для мощных лазеров данные схемы оказываются эквивалентными по габаритным характеристикам.

Поскольку процентное содержание азота в атмосфере составляет 78%, логично использовать воздух в качестве активной среды N_2-лазера. Однако выходная мощность лазера на воздухе и лазера на чистом азоте различается в 4-5 раз, причем для лазеров на объемном разряде это, как правило, связано с неоднородностью разряда и его контракцией. При использовании скользящего разряда переход от азота к воздуху практически никак не отражается на однородности разряда, хотя при использовании воздуха толщина разряда несколько уменьшается. На рис. 16.63 представлена зависимость средней мощности излучения от давления газовой среды при использовании азота особой чистоты (кривая 1) и воздуха (кривая 2). Видно, что характер зависимости не меняется - это подтверждает вывод о высокой стабильности и однородности скользящего разряда. Причем мощность излучения при использовании воздуха уменьшается не более, чем в три раза.

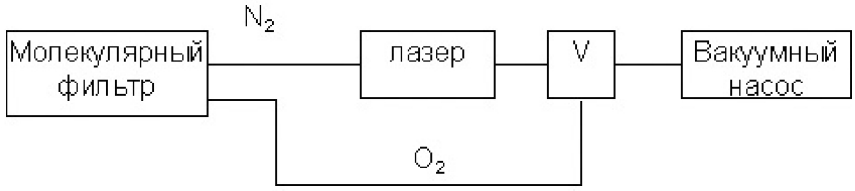


Рис. 16.65: Схема азотного лазера с непрерывной прокачкой

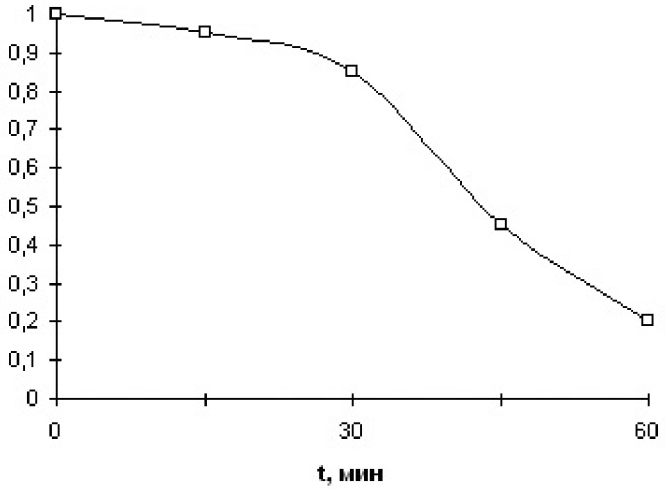


Рис. 16.66: Зависимость средней мощности излучения от времени непрерывной работы лазера

Экспериментальные исследования зависимости мощности излучения N_2-лазера на скользящем разряде на воздушной среде, обогащенной азотом (см. рис. 16.64) показало, что при повышении концентрации азота вплоть до значения 92% идет квазилинейное нарастание мощности излучения, которое после 93...94% сменяется асимптотическим стремлением к максимально возможному значению (100% азота). Причем в интервале концентраций азота от 94 до 100% средняя мощность меняется незначительно (на 1,2...1,5%). Все эксперименты проводились при фиксированных значениях электрических параметров системы накачки и частоте следования импульсов 300 Гц, и давлении газовой смеси 40 ± 5 Торр.

Данные результаты позволяют сделать вывод, что для лазера на скользящем разряде в качестве газовой среды может использоваться воздух, обогащенный азотом до 95%. Тогда возможна реализация схемы работы N_2-лазера (см. рис. 16.65), работающего на окружающем воздухе, обогащаемом до нужной концентрации азота за счет использования специального газового селектора [34]. Газовый селектор представляет собой молекулярный фильтр, позволяющий выделять кислород при подаче на

него перепада давления, большего 0,9 атм. Соответственно, остальная часть воздуха, прошедшего через газовый селектор, содержит воздушную среду с повышенной концентрацией азота. Эксперименты показали, что при перепаде давлений (давление окружающей среды и давление в излучателе) вплоть до 660 торр и производительности вакуумного насоса не менее 7×10^{-7} кг/сек (при общем объеме излучателя $\sim$1 л) концентрация кислорода в обогащенной смеси не превышает 5%, что гарантирует выходную мощность азотного лазера практически соответствующую его работе на чистом азоте.

На рис. 16.66 представлена зависимость средней мощности излучения лазера на скользящем разряде с молекулярным фильтром в зависимости от времени непрерывной работы на одной порции газовой смеси при частоте следования импульсов 300 Гц. Видно, что после 5 мин непрерывной работы (что эквивалентно $8 \cdot 10^4$ импульсов) начинает наблюдаться медленное падение мощности излучения. Ориентировочно после 15 мин непрерывной работы ($\sim 3 \cdot 10^5$ импульсов) мощность излучения составляет 95% от начального значения. После 15...20 мин работы наблюдался резкий, близкий к линейному, спад мощности излучения, который достигает величины 20% от начального значения при общей длительности работы 30 мин. После перезаправки лазера свежей порцией обогащенной смеси восстанавливается начальное значение мощности излучения. Следовательно, для азотного лазера допустимо использовать циклический режим работы с длительностью цикла, не превышающего 10^5 импульсов ($\sim$15 мин), и перезаправкой смеси между циклами. Для обеспечения стабильной выходной мощности лазерного излучения в течение более длительного периода непрерывной работы следует использовать непрерывную прокачку воздуха через газовый селектор. Фактически использование приведенной на рис. 16.66 схемы обеспечивает сколь угодно длительную непрерывную работу азотного лазера с максимально возможной мощностью излучения.

Основной недостаток азотного лазера на скользящем разряде - ножевая форма сечения генерируемого излучения. Однако и данная трудность может быть нивелирована при переходе от использования плоской формы разряда (рис. 16.59) к цилиндрической форме скользящего разряда, представленной на рис. 16.67. Здесь 1 - заземленный "ножевой" электрод, 2 - лейкосапфировая трубка, 3 - внутренний электрод, электрически соединенный с потенциальным электродом 5, 4 - скользящий разряд. Такая конфигурация электродов обеспечивает кольцевую форму излучения и позволяет применять сферическую оптику [35].

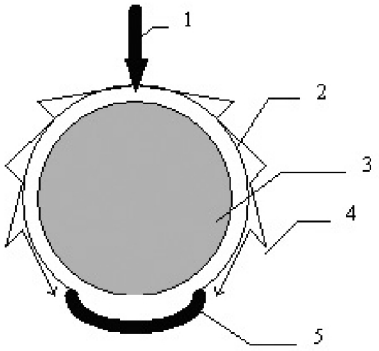


Рис. 16.67: Схема цилиндрического электродного узла азотного лазера со скользящим разрядом

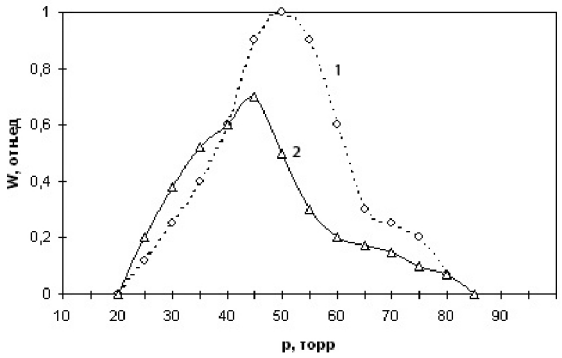


Рис. 16.68: Зависимость средней мощности излучения от давления азота для излучателя с плоским (1) и цилиндрическим (2) электродными узлами

Скользящий разряд развивался по образующей внешней поверхности лейкосапфировой трубки 2 (внешний диаметр 13 мм, толщина 1,5 мм, длина - 250 мм, длина разряда вдоль оси трубки 210 мм) между потенциальным электродом-подложкой 5, электрически соединенным с внутренним трубчатым электродом 3 (расположенным внутри трубки и прилегающим к ее внутренней поверхности), и ножевидным заземленным электродом 1. Двухконтурная электрическая схема питания скользящего разряда включала в себя высоковольтный источник питания с рабочим напряжением 11,4 кВ, емкостный накопитель, величина которого варьировалась в диапазоне 2200...4700 пФ, управляемый разрядник и емкостный обостритель номиналом 0,9 нФ. Емкостный обостритель был образован двумя рядами параллельно включенных, равномерно расположенных по длине трубки конденсаторов КВИ-2-0.33, соединяющих электрод 5 и ножевидный электрод 1. Подвод энергии к электродам 3 и 5 осуществлялся с одной из торцевых сторон трубки, а обратный токопровод был образован заземленным трубчатым металлическим корпусом лазера (диаметр 80 мм), соосным лейкосапфировой трубке. Такая конструкция лазера обеспечивала минимально возможную индуктивность контура (экспериментально измеренное значение индуктивности 5 нГн). Плазма скользящего разряда имела форму двух полуколец, которые визуально смыкались вблизи ножевидного электрода 1. Толщина плазмы разряда, измеренная по ее спонтанному излучению, составила 0,5 мм, а общая длина плазмы вдоль образующей цилиндрической поверхности (с каждой из сторон) - 20 мм.

На рис. 16.68 представлена зависимость средней мощности лазерного излучения от давления азота в излучателе лазера для плоской (кривая 1)

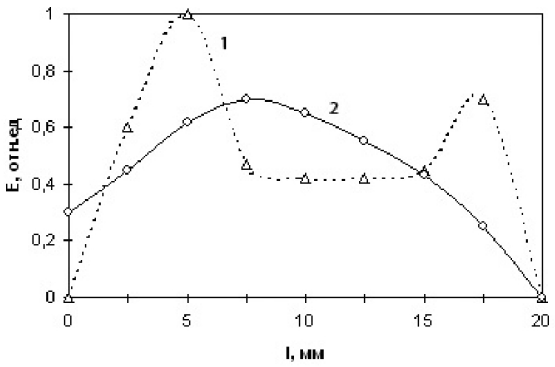


Рис. 16.69: Распределение электрического поля вдоль скользящего разряда для случаев плоской (1) и цилиндрической (2) геометрий разряда

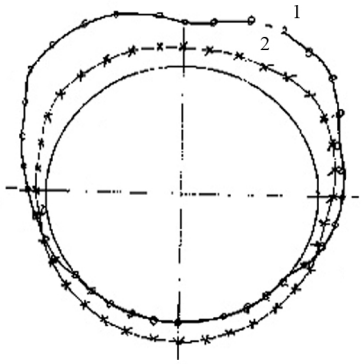


Рис. 16.70: Распределение энергии излучения в поперечном сечении лазера в ближней (1) и дальней (2) зоне

и цилиндрической (кривая 2) конфигурации скользящего разряда. Видно, что в обеих конфигурациях имеется довольно протяженное "плато", на котором выходная мощность изменяется незначительно. Максимум выходной мощности лазерного излучения (12 мВт) для цилиндрической конфигурации достигался при давлении азота 45 Торр и был сдвинут в сторону меньших значений давления на 10% по отношению к случаю плоской конфигурации разряда. Несколько меньшее значение выходной мощности лазерного излучения (на 30%) в случае цилиндрической конфигурации коррелирует с большим (на 40%) объемом плазмы разряда и, соответственно, с меньшим удельным энерговкладом при одинаковой запасаемой энергии накачки.

Скользящий разряд характеризуется существенной неоднородностью распределения электрического поля в поперечном направлении. При этом величина неоднородности в значительной мере определяется толщиной и материалом диэлектрика-подложки и величиной межэлектродного зазора для плоской конфигурации. При относительно небольших величинах зазора (15...20 мм) распределение поля имеет вид кривой с двумя "острыми" максимумами, расположенными несимметрично относительно оси (см. рис. 16.69). Аналогичное распределение получается для каждого из "полуколец" плазмы разряда в случае кольцевой конфигурации, если отсчитывать координату от ножевидного электрода вдоль образующей цилиндрической поверхности или в зависимости от полярного угла (см. рис. 16.69). Распределение интенсивности лазерного излучения для лазера с плоской конфигурацией фактически повторяет распределение плазмы разряда. Для цилиндрической конфигурации разря-



Рис. 16.71: Внешний вид азотного лазера на скользящем разряде с волоконным (кольцевым) выводом излучения и газовым селектором

да интенсивность излучения перераспределяется из-за кривизны плазмы. На рис. 16.70 представлена диаграмма распределения энергии по сечению вблизи выходного окна лазера (кривая 1) и в дальней зоне (кривая 2), нормированная на сумму всех измерений. Видно, что за счет геометрического "расплывания" энергии излучение в дальней зоне представляет собой сплошное кольцо, причем распределение излучения по полярному углу "сглажено" (для каждого из полуколец) по сравнению с распределением энергии в плазме разряда, а максимум энергетического распределения сдвигается "к центру", его полуширина составляет приблизительно $\sim 120^0$. Известно, что для лазеров на суперлюминисценции расходимость излучения определяется отношением характерного поперечного размера активной среды к ее длине. В случае кольцевой конфигурации максимальным поперечным размером является длина хорды, касательной к диэлектрической трубке и ограниченной толщиной плазмы разряда, что соответствует при заданных параметрах геометрической расходимости 10 мрад. Измеренное значение расходимости излучения составило 9,8 мрад, что меньше, чем в случае лазера с плоской конфигурацией плазмы. Учитывая, что однородность скользящего разряда фактически не зависит от частоты повторения импульсов, можно утверждать, что азотный лазер на скользящем разряде с кольцевым профилем может использоваться в виде высокочастотного стабильного источника лазерного излучения.

На рис. 16.71 представлен внешний вид азотного лазера с цилиндрической конфигурацией скользящего разряда и газовым селектором [36]. Основные характеристики лазера:

- Средняя мощность регулируется в пределах 0,25...20 мВт
- Длительность импульса 5 ± 1 нс
- Вывод излучения - волоконный (0,4 мм)
- Потребляемая мощность 210 Вт
- Габариты - $240 \times 330 \times 440$ мм

16.5.4 Эксимерные лазеры

Трудности освоения УФ диапазона носят не только технический, но и принципиальный характер, связанный с укорочением длины волны излучения. Действительно, в этом случае время жизни определяется спонтанным распадом, а коэффициент усиления может быть представлен в виде

$$\alpha \propto \Lambda < \mu >^2 p/\nu^5, \tag{16.60}$$

где Λ - скорость накачки, $< \mu >$ - матричный элемент, а p - давление. Отсюда следует, что сильное падение усиления с ростом частоты может быть хоть в какой-то мере скомпенсировано увеличением интенсивности накачки Λ и давления газа p, а также выбором перехода с большим значением $< \mu >^2$. Последнее обстоятельство практически полностью исключает из рассмотрения атомные газы, так как для атомов УФ переходы обычно запрещены. Остаются молекулы, но генерационные переходы между электронными состояниями устойчивых молекул характеризуются тем, что время жизни верхнего лазерного уровня короче, чем нижнего. Это существенно ограничивает возможности соответствующих лазеров.

Выход был найден при переходе от стабильных молекул к молекулам, не существующим в основном состоянии. Примером могут служить благородные газы, не образующие молекул-димеров типа A_2 в основном состоянии в силу симметричной заполненности электронных орбит их атомов A. Взаимодействие атомов A друг с другом в процессе газокинетических столкновений носит отталкивательный характер. Однако в процессе столкновения два атома A находятся вблизи друг друга, образуя на время пролета димер A. С увеличением давления относительное число атомов, пребывающих в состоянии таких временно существующих и не обладающих постоянными параметрами димеров, возрастает.

Как известно, время между газокинетическими столкновениями

$$\tau = \frac{1}{n\sigma u}, \tag{16.61}$$

где n — плотность частиц газа, σ — газокинетическое сечение, u — средняя тепловая скорость. Эффективное время пролета $\Delta\tau$ можно оценить величиной

$$\Delta\tau = \sqrt{\sigma}/u \tag{16.62}$$

При $\sigma = 10^{-16}$ см^2 и $u = 10^5$ см/с это время составляет 10^{-13} с, что соответствует нескольким периодам ИК колебаний. Относительное число

атомов, пребывающих в димерном состоянии, оценивается отношением

$$\Delta\tau/\tau = n\sigma\sqrt{\sigma} \tag{16.63}$$

Видно, что это число растет с ростом давления, но и при атмосферном давлении составляет 10^{-5}-10^{-4}. Если же по крайней мере один из сталкивающихся атомов находится в возбужденном электронном состоянии, то симметрия электронной оболочки атома нарушена и оболочка разрыхлена. Тогда при столкновении возникает возможность перескока электрона на орбиту, окружающую оба атома, что приводит к возникновению химической связи и стабилизации димера. Так как время жизни электронного возбуждения заметно превышает время пролета $\Delta\tau$, то относительное число возбужденных димеров существенно превышает оценку (16.63). После гибели электронного возбуждения атомы возвращаются в основное состояние, а димер разрушается.

Генерация на переходах с устойчивого верхнего в отталкивательное нижнее молекулярное состояние получена на димерах и галоидах благородных газов (Xe_2, Kr_2, Ar_2, $XeCl$, XeF, $KrCl$, KrF, $ArCl$, ArF) при высоком давлении газа и возбуждении активной среды пучком быстрых электронов или интенсивным газовым разрядом. Лазеры этого типа получили название эксимерных, так как основу их активной среды составляют молекулы-димеры, существующие устойчиво только в возбужденном электронном состоянии и потому называющиеся эксимерами (excited dimer).

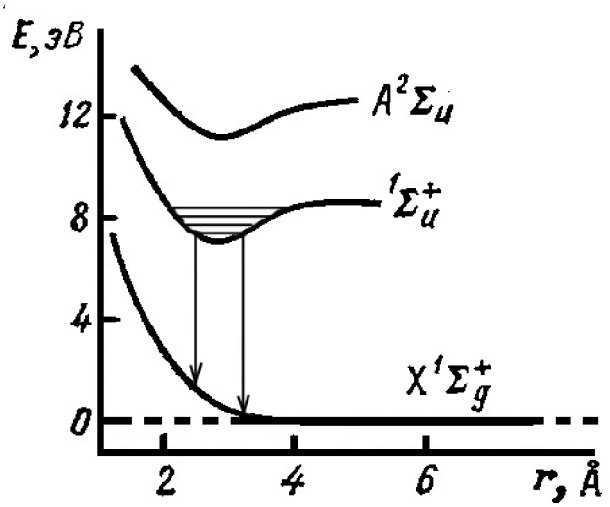


Рис. 16.72: Кривые потенциальной энергии эксимера Xe

Эксимерные лазеры, представляющие собой новый класс лазерных систем, открывают для квантовой электроники УФ диапазон [37]. Принцип действия эксимерных лазеров удобно пояснить на примере лазера на

ксеноне ($\lambda = 172,5$ нм). Основное состояние молекулы Xe_2 неустойчиво (рис. 16.72). Невозбужденный газ состоит в основном из атомов. Заселение верхнего лазерного состояния, т. е. создание возбужденной устойчивой молекулы Xe_2^*, происходит под действием пучка быстрых электронов в сложной последовательности столкновительных процессов. Среди этих процессов существенную роль играют ионизация и возбуждение атомов ксенона электронами. Возбужденные молекулы образуются при тройных столкновениях возбужденных атомов ксенона с невозбужденными:

$$Xe^* + 2Xe \rightarrow Xe_2^* + Xe \tag{16.64}$$

В общем балансе существенную роль играет конверсия атомарных ионов ксенона в молекулярный ион:

$$Xe^+ + 2Xe \rightarrow Xe_2^+ + Xe, \tag{16.65}$$

за которой следует диссоциативная рекомбинация:

$$Xe_2^+ + e \rightarrow 2Xe^* + e, \tag{16.66}$$

поставляющая возбужденные атомы для дальнейшего объединения их в возбужденные молекулы.

Существенным является трехчастичный характер столкновений, ведущих к образованию эксимерной молекулы, что приводит к требованию высоких давлений. Ксеноновый лазер работает при давлениях, превышающих 10 атм.

Возбужденная молекула (рис. 16.72) теряет энергию возбуждения в радиационных процессах

$$Xe_2^*(^1\Sigma_u^+) = 2Xe + \hbar\omega \tag{16.67}$$

$$Xe_2^*(^3\Sigma_u^+) = 2Xe + \hbar\omega \tag{16.68}$$

с временами распада 5 и 40 нс соответственно. Как только в результате этих генерационных переходов молекула оказывается в основном состоянии, она распадается. Это приводит к автоматическому опустошению нижнего лазерного уровня. Характерной чертой эксимерных лазеров является ненаселенность нижнего уровня.

Ввиду отталкивательного характера нижнего терма в нем не существует сколько-нибудь четко выраженных вращательно-колебательных состояний и генерационный переход является широкополосным, что позволяет получить перестраиваемое по частоте лазерное излучение. Для ксенонового лазера ширина линии усиления составляет 5 нм при центральной длине волны 172,5 нм.

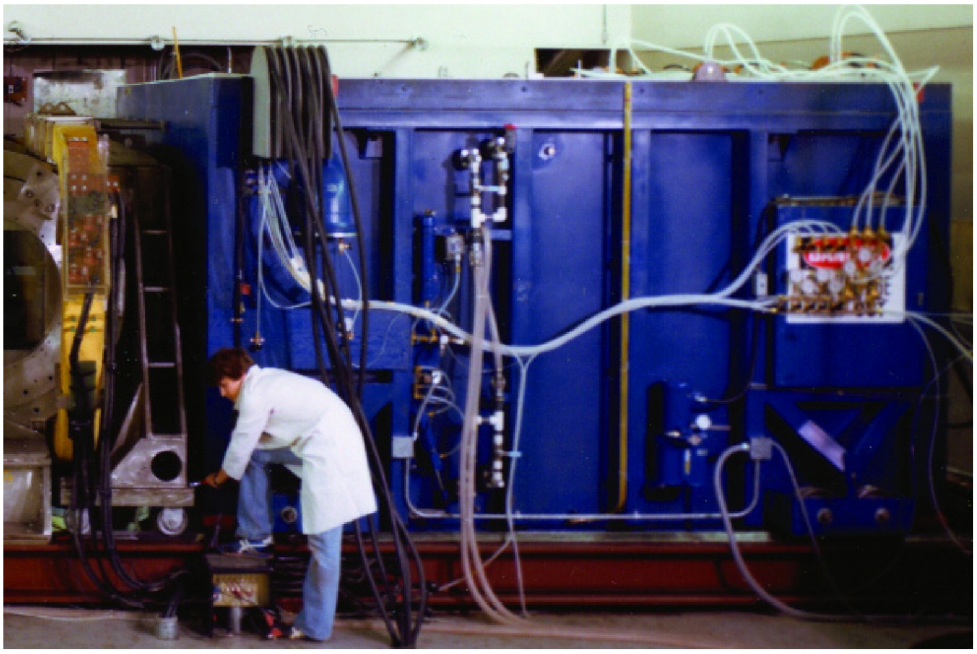


Рис. 16.73: Эксимерный лазер с электронно-лучевым возбуждением [40]

Высокое давление, широкая линия усиления, короткое время жизни верхних состояний приводят к требованию высокой интенсивности накачки с энерговкладом 0,2 дж/см за 0,1—1 нс. Ксеноновый лазер характеризуется высоким (до 20%) коэффициентом преобразования энергии электронного пучка в лазерное излучение. Достигнутые мощности генерации исчисляются сотнями мегаватт. Основной трудностью в разработке лазеров на димерах благородных газов является электронно-лучевой метод возбуждения, который предопределяет значительные габариты устройства (см. рис. 16.73) и неудобства его эксплуатации.

Большой интерес представляют эксимеры галоидов инертных газов (моногалогенидов благородных газов), главным образом потому, что в отличие от случая димеров благородных газов соответствующие лазеры работают не только при электронно-пучковом, но и при газоразрядном возбуждении [38, 39]. Механизм образования верхних термов лазерных переходов в этих эксимерах во многом неясен. Качественные соображения свидетельствуют о большей легкости их образования по сравнению со случаем димеров благородных газов. Дело в том, что существует глубокая аналогия между возбужденными молекулами, составленными из атомов инертного газа и галогена, и молекулами, составленными из атомов щелочного металла и галогена. Атом инертного газа в возбужденном электронном состоянии похож на атом щелочного металла, следующий за ним в таблице Менделеева. Этот атом легко ионизуется, так как энергия связи возбужденного электрона мала. В силу высокого сродства к

электрону галогена этот электрон легко отрывается и при столкновении соответствующих атомов охотно перепрыгивает на новую орбиту, объединяющую атомы, осуществляя тем самым так называемую гарпунную реакцию.

Гарпунный процесс оказывается столь эффективным, что он реализуется не в тринарных, а в бинарных столкновениях, притом даже не с атомом, а с молекулой галогена:

$$R + X_2 \rightarrow RX^* + X, \tag{16.69}$$

где R — атом инертного газа, X — галоген. Константа скорости этого процесса достигает $K \approx 10^{-10} - 10^{-11}$ см^3/с, т.е. достаточно велика. Существенную роль в общем балансе процессов, ведущих к образованию эксимерных молекул RX^*, играет также реакция

$$R^+ + X_2 + e \rightarrow RX^* + X \tag{16.70}$$

Галогены, и прежде всего фтор, химически чрезвычайно активны, поэтому важным является вопрос выбора галогеноносителя. К счастью, реакции типа (16.69) протекают с высокой скоростью и в тех случаях, когда в качестве галоидсодержащей молекулы используется не только молекула галогена X, но и любая другая молекула, например NF_3, SF_6, BF_3, фреоны и т.п.

Бинарный характер процессов (16.69) и (16.70) приводит к тому, что эксимерные лазеры на молекулах RX^* работают при заметно меньших давлениях, чем лазеры на молекулах R_2^*. Однако эти лазеры требуют наличия в рабочей смеси буферного газа, обычно аргона или гелия, при высоком парциальном давлении. Буферный газ служит при электронно-пучковом возбуждении для размножения электронов пучка и преобразования их высокой энергии в энергию, соответствующую эффективному возбуждению молекул, а при газоразрядном возбуждении — для обеспечения быстрого развития объемной ионизации и достижения плотности электронов $n_e = 10^{14} - 10^{15}$ см$^{-3}$.

Разница в давлениях и смесях для лазеров типа R_2^* и RX^* значительна. Типичные давления для Xe_2-, Kr_2-, Ar_2-лазеров соответствуют 10^4 Торр. Лазерные смеси для RX^*-лазеров содержат 0,5—1,5 атм аргона или гелия, несколько десятков тор инертного газа R и единицы тор галогена или галогеноносителя.



Рис. 16.74: Эксимерный лазер COMPex (Lambda Physics Co.,Ltd)

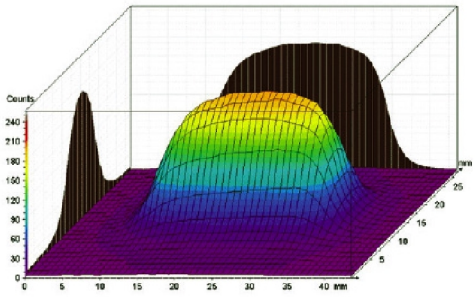


Рис. 16.75: Распределение энергии в импульсе излучения эксимерного лазера COMPex

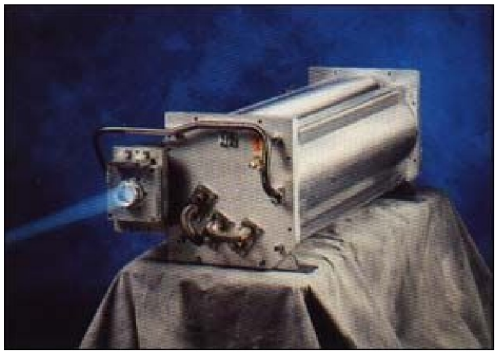


Рис. 16.76: Конструкция разрядной камеры эксимерного лазера COMPex

Наиболее распространенные эксимерные лазеры:

$Ar_2 - 126,5$ нм	$Kr_2 - 145,4$ нм	$Xe_2 - 172,5$ нм
$ArF - 192,0$ нм	$KrCl - 222,0$ нм	$KrF - 249,0$ нм
$XeCl - 308,0$ нм	$XeF - 352,0$ нм	

Подчеркнем также, что формирование однородного наносекундного разряда в газе атмосферного давления с электронной плотностью $10^{14} - 10^{15}$ см$^{-3}$ представляет собой сложную техническую задачу. При разработке эксимерных лазеров на моногалогенидах благородных газов существенную роль сыграл опыт, накопленный при создании импульсных лазеров высокого давления на CO_2, CO, N_2. Во многих случаях оказалось возможным использовать уже апробированные разработки с соответствующей заменой газов [41].

В качестве примера на рис. 16.74 представлен эксимерный лазер Lambda Physics, отличающийся высокой стабильностью энергии импульса излучения при его квазиоднородном распределении (см. рис. 16.75). Кон-

струкция разрядной камеры представлена на рис. 16.76. В данном лазере используется газовый разрядный контур замкнутого цикла. Особые меры приняты для обеспечения высокой стабильности работы и длительного жизненного цикла. В зависимости от выбранной смеси лазер COMPex (габариты $1282 \times 375 \times 793$ мм^3) обеспечивает следующие выходные энергетические параметры лазерного излучения:

- F_2(157 нм) - 10 мДж;
- ArF(193 нм) - 200 мДж;
- KrF(248 нм) - 300 мДж;
- $XeCl$(308 нм) - 200 мДж;
- XeF(351 нм) - 150 мДж;

при максимальной частоте повторения импульсов 100 Гц.

Глава 17

Химические лазеры

Лазеры, инверсия населенностей в активной среде которых создается за счет неравновесного распределения среди продуктов химической реакции энергии, выделившейся в процессе реакции, непосредственно в реакционном объеме, называются химическими лазерами. Другими словами, излучение химического лазера есть прямой непосредственный результат химической реакции. Излучение химического лазера является эффектом, обратным фотохимическому эффекту, в котором химическая реакция возникает как прямой, непосредственный результат поглощения атомом или молекулой фотона. Очевидно, что для создания химических лазеров могут привлекаться только экзотермические химические реакции.

17.1 Экзотермические реакции

Анализируя реакции, проводимые в газовой фазе, легко видеть, что колебательные степени свободы молекул являются хорошим аккумулятором энергии, выделившейся при химической реакции. Во-первых, при молекулярных химических реакциях перестраиваются химические связи молекул, рвутся одни связи, создаются новые связи, на сохраняющихся связях происходят замещения одних связываемых ядер другими и т.д. Колебательные моды молекул локализуются по связям в структуре молекул. Следовательно, энергия высвобождается при экзотермической реакции через перестраиваемую в ходе реакции химическую связь и локализуется в виде колебательной энергии молекул. Во-вторых, в газовой фазе колебательная (или, более точно, колебательно-поступательная) релаксация происходит относительно медленно.

В силу изложенного химические лазеры работают главным образом на переходах между колебательными уровнями молекул [42]. Для по-

нимания принципа создания инверсной населенности важно знать, как химическая энергия распределяется между колебательными уровнями молекул в результате реакции. Простейший случай можно представить реакцией замещения

$$A + BC \rightarrow AB(v) + C = AB^* + C \tag{17.1}$$

Ряд элементарных реакций типа (17.1) подробно изучен. Так, спектроскопическими методами найдено, что в реакции

$$F + H_2 \rightarrow HF^* + H \tag{17.2}$$

отношение колебательной энергии к полной энергии, выделившейся при реакции, составляет $E_v/E_{total} = 0,7$. Примерно такова же ситуация в реакциях $F + D_2$, $H + F_2$, $H + Cl_2$, $H + Br_2$ и т.д. Как правило, во всех реакциях образования галогеноводородов по схеме (17.1) в результате экзотермического замещения возникает инверсия населенностей. Полная колебательная инверсия

$$\frac{N_{v'}}{g_{v'}} > \frac{N_v}{g_v}, \quad v' > v, \tag{17.3}$$

возникшая в акте перестройки внутримолекулярной связи, может существовать только в течение некоторого определенного конечного времени. Релаксационные процессы устремляют неравновесную систему к равновесию, которому отвечает больцмановское распределение населенностей с температурой, соответствующей энергии, выделившейся при реакции. Молекула обладает колебательными, вращательными и поступательными степенями свободы. Термализация энерговыделения экзотермической реакции предполагает равнораспределение этой энергии по всем степеням свободы молекулы. Другими словами, в равновесии все виды движения молекулы характеризуются одной и той же температурой T. Физическим процессом, приводящим к установлению этого равновесия, являются межмолекулярные газокинетические столкновения. А при столкновениях эффективен квазирезонансный обмен энергией. При колебательно-поступательной V-T релаксации, когда

$$h\nu_v > kT, \tag{17.4}$$

условия квазирезонансности сильно нарушены. Поэтому для V-T релаксации требуется много, иногда много сотен или тысяч, газокинетических столкновений. Именно поэтому время V-T релаксации велико.

Вместе с тем при столкновениях молекул возможен обмен квантами колебательной энергии $h\nu_v$ между колебательными уровнями с различными значениями колебательного квантового числа v. Если ангармонизм молекулы мал, то дефицит энергии при такой передаче также мал:

$$2\chi(v+1) < kT, \tag{17.5}$$

и колебательно-колебательный обмен (V-V релаксация) происходит практически со скоростью газокинетических столкновений. При V-V релаксации сохраняется общее число колебательных квантов, изменяется лишь распределение энергии по уровням. Если ангармонизм молекул мал, получающееся в процессе V-V релаксации распределение близко к больцмановскому с некоторой эффективной колебательной температурой $T_v \neq T$. Очевидно, что при этом полная колебательная инверсия (17.3) исчезает.

За время V-V релаксации происходит и вращательно-поступательная R-T релаксация, приводящая в равновесие вращательные и поступательные степени свободы, характеризуемые в результате некоторой единой температурой T. Быстрое установление равновесия во вращательно-поступательном резервуаре обусловлено квазирезонансностью обмена энергией при соответствующих столкновениях в силу малости вращательной энергии:

$$BJ(J+1) < kT \tag{17.6}$$

Сечения V-V и R-T релаксаций близки к газокинетическому сечению. Как правило, R-T релаксация идет несколько быстрее V-V релаксации. Но V-T релаксация идет много медленнее, поэтому в течение длительного времени, равного многим (сотням или тысячам) интервалам между газокинетическими столкновениями, $T_v \neq T$. Если выбраны такие реакции типа (17.1), для которых экзотермичность реализуется в преимущественно колебательном энерговыделении, то тогда в течение относительно длительного времени

$$T < T_v \tag{17.7}$$

В этой ситуации возможна так называемая частичная инверсия, условие существования которой для уровня v', J', расположенного выше уровня v, J, записывается в виде

$$\frac{N_{v'J'}}{g_{v'J'}} > \frac{N_{vJ}}{g_{vJ}} \tag{17.8}$$

Это условие выполняется, в отличие от условия полной инверсии (17.3), только для некоторых J и J'.

Рассмотрим этот вопрос несколько подробнее. Больцмановское распределение по колебательно-вращательным уровням при квазиравновесных колебательной и вращательной температурах T_v и T принимает вид

$$\frac{N_v}{g_v} = \frac{1}{\sum_v} \exp\left(-\frac{E_v}{kT_v}\right) \frac{1}{\sum_r} \exp\left(-\frac{BJ(J+1)}{kT}\right), \tag{17.9}$$

где энергия E_{vJ} вращательного подуровня J колебательного уровня v принята равной

$$E_{vJ} = E_v + BJ(J+1) \tag{17.10}$$

(что справедливо для двухатомных или линейных молекул), а $\sum_v$ и $\sum_r$ обозначают соответственно колебательную и вращательную статистические суммы. Условие частичной инверсии выполняется в случае, если

$$\frac{T_v}{T} > \frac{E_{v'} - E_v}{B} \frac{1}{J(J+1) - J'(J'+1)}, J' < J \tag{17.11}$$

При этом правила отбора для колебательно-вращательных переходов $\Delta v = \pm 1$, $\Delta J = 0, \pm 1$ позволяют упростить (17.11) с помощью соотношений $- E_{v'} - E_v = h\nu$, $J = J' + 1$

$$\frac{T_v}{T} > \frac{h\nu}{2BJ} \tag{17.12}$$

Иначе говоря, частичная инверсия реализуется только в P-ветви (значение J для вращательного подуровня верхнего лазерного уровня на единицу меньше, чем для вращательного подуровня нижнего уровня) и для значений J нижнего уровня, определяемых запасом колебательной энергии. т.е. значением T_v:

$$J > \frac{h\nu}{2B} \frac{T}{T_v} \tag{17.13}$$

В то же время при полной колебательной инверсии возможно усиление на всех трех ветвях: P, Q и R.

Возможность существования частичной инверсии является важной особенностью молекулярных систем. В колебательно-вращательных спектрах инверсия может осуществляться не только за счет различия в населенностях колебательных уровней. Существенное значение имеет распределение населенностей в колебательном уровне по вращательным подуровням.

Итак, пока не прошла V-V релаксация, существует полная колебательная инверсия, обусловленная характером распределения энергии

элементарного экзотермического химического акта по колебательным состояниям молекул продуктов реакции. Пока не прошла V-T релаксация, существует частичная вращательная инверсия в P-ветви. Различать эти два вида инверсии легко по спектру возможных частот генерации.

17.2 Химический КПД

Важнейшим вопросом для химических лазеров является вопрос о выборе химической реакции, создающей инверсию.

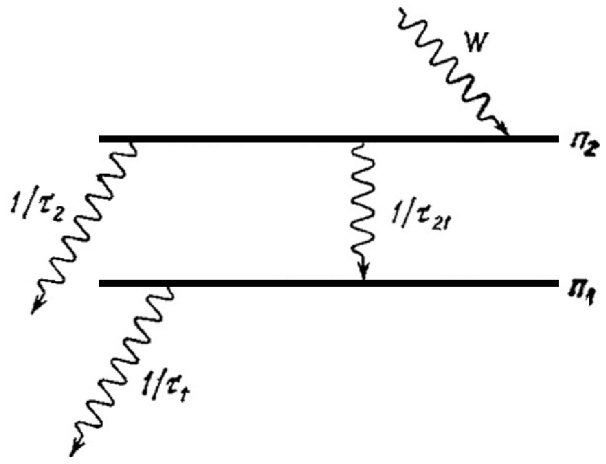


Рис. 17.1: Кинетика накачки химического лазера

Рассмотрим простую модель (рис. 17.1). Пусть уровень 2 заселяется в процессе химической реакции со скоростью W. Тогда в рассматриваемом двухуровневом приближении скоростные уравнения имеют вид

$$\begin{aligned} \frac{dn_2}{dt} &= W - \left(\frac{1}{\tau_2} + \frac{1}{\tau_{21}}\right) n_2 \\ \frac{dn_1}{dt} &= \frac{n_2}{\tau_2} + \frac{n_1}{\tau_{21}} \end{aligned} \tag{17.14}$$

Стационарное значение разности населенностей

$$n_2 - n_1 = W\tau_2 \frac{\tau_{21} - \tau_1}{\tau_2 + \tau_{21}} \tag{17.15}$$

при $\tau_1 \ll \tau_{21}$ достигает максимального значения

$$n_2 - n_1 = W\tau_{eff}, \tag{17.16}$$

где $1/\tau_{eff} = 1/\tau_2 + 1/\tau_{21}$. Для развития генерации это максимальное значение должно превышать некоторое пороговое значение n_{th}. Следовательно, скорость химической накачки должна превышать некоторое значение, определяемое плотностью пороговой инверсии и эффективным временем релаксации:

$$W > \frac{n_{th}}{\tau_{eff}} \tag{17.17}$$

Примем теперь, что скорость химической накачки тождественна скорости химической реакции. Пусть рассматриваемая реакция может быть записана в виде

$$A + B \rightarrow AB^* \tag{17.18}$$

Тогда скорость получения продукта AB^* определяется произведением концентраций исходных реагентов $[A]$ и $[B]$ и так называемой константы скорости реакции K:

$$W = [A][B]K \tag{17.19}$$

Величина K подчиняется закону Аррениуса [42]:

$$K = K_0 \exp\left(-\frac{E_a}{kT}\right), \tag{17.20}$$

где E_a — так называемая энергия активации реакции, а предэкспоненциальный множитель K_0 слабо зависит от температуры и всегда меньше величины, определяемой числом газокинетических столкновений:

$$K_0 \leq < \sigma u > \tag{17.21}$$

При обычных значениях энергии активации ($E_a \approx 10^{-20}$ ккал/моль) и $300K$ константа скорости реакции мала ($K \approx 10^{-18} - 10^{-21}$ см^3/с), что не может обеспечить выполнения условия (17.17). Для химической накачки нужны реакции с энергией активации, исчисляемой единицами килокалорий на моль (1 эВ соответствует энергия 23 ккал/моль). Столь малые энергии активации могут быть только у реакций с участием свободных атомов или свободных радикалов. Но приготовление свободных химически активных атомов или свободных радикалов крайне энергоемко. Энерговыделение радикальных реакций при 300 К составляет величину того же порядка, что и затраты энергии на приготовление радикалов.

При рассмотрении вопроса о химической накачке возникает, таким образом, проблема такого снижения затрат энергии на создание радикалов,

при котором инициирование химической реакции типа (17.18) не было бы энергоемким. Тогда энергосъем, примерно равный энерговыделению химической реакции, мог бы заметно превышать энергию инициирования реакции. В идеальном предельном случае можно было бы надеяться на осуществление чисто химического лазерного эффекта, получаемого без каких-либо затрат энергии на инициирование реакции.

Обсуждаемая проблема решается использованием цепных и самоподдерживающихся химических реакций. В этих реакциях каждый химически активный центр (радикал, атом) воспроизводится в процессе реакции. Многократное использование радикалов перерабатывает в излучение запас химической энергии смеси. Многократность включения радикалов в реакции в ходе цепного химического процесса может перекрывать энергозатраты на создание того небольшого числа радикалов, которое нужно для начала развития цепного процесса.

Действительно, чтобы реализовать реакции типа (17.1) или (17.18), нужно иметь атомы (радикалы) A и (или) B. В простейшем случае мы имеем двухатомные молекулы A_2 и B_2. Тогда продукт AB обычно может быть получен в реакции

$$A_2 + B_2 \rightarrow 2AB \tag{17.22}$$

Но эта прямая нецепная реакция имеет большую энергию активации и идет со скоростью, недостаточной для образования инверсии выше пороговой.

Применим теперь внешнее инициирующее воздействие, например подвергнем газ воздействию интенсивной вспышки достаточно жесткого УФ излучения. В результате часть молекул диссоциирует:

$$A_2 + h\nu_{UV} \rightarrow 2A \tag{17.23}$$

и возможно установление быстрой цепной реакции

$$\begin{aligned} A + B_2 &\rightarrow AB^* + B \\ B + A_2 &\rightarrow AB + A \\ A + B_2 &\rightarrow AB^* + B \\ &\ldots \end{aligned} \tag{17.24}$$

Второй акт в цепи (17.24) восстанавливает исходную ситуацию, и выработка желаемого продукта AB^* продолжается в отсутствие инициирующего воздействия. Однако реальная цепь не бесконечна, активные центры существуют конечное время и в конце концов гибнут. При анализе цепных реакций используется понятие химической длины цепи ν_{ch},

равной отношению концентрации молекулярного продукта AB к концентрации исходных (инициирующих) радикалов A.

По существу, длина ν_{ch} определяется отношением скорости самого медленного акта цепи к скорости гибели активных центров. Очевидно, что чем длиннее цепь, тем меньше доля энергии первого инициирования в общем энергобалансе реакции и, следовательно, тем выше КПД возможного лазера. Но для лазерного эффекта нужен не просто молекулярный продукт AB, нужны возбужденные молекулы AB^*. Всегда существующие релаксационные процессы приводят к гибели возбуждения, т.е. гибели инверсии. Поэтому работу химического лазера следует характеризовать, вводя понятие лазерной длины цепи ν_l, определяемой как отношение скорости выработки возбужденных молекул AB^* к скорости гибели инверсии из-за релаксации. Причины гибели радикалов и релаксации инверсии, в принципе, одинаковы — газокинетические столкновения. Но релаксация протекает быстрее, поэтому и именно лазерная длина цепи определяет КПД лазера.

Пусть на создание исходного радикала требуется энергия E_d. Каждый радикал сработал ν_l раз. Тогда энергозатраты источника инициирования (его КПД равен η_i), приходящиеся на один акт полезного излучения, составляют $E_d/\eta_i\nu_l$. Если энерговыделение акта реакции образования одной молекулы AB^* равно ΔH и доля этой энергии η_p идет в нужное нам колебание молекулы AB, то в одном акте излучается энергия $\Delta H\eta_p$, и КПД инициирования химического лазера, называемый также внешним КПД, оказывается равным

$$\eta_0 = \nu_l\eta_i\eta_p\frac{\Delta H}{E_d} \tag{17.25}$$

Этот коэффициент при большой лазерной длине цепи может превышать, даже значительно превышать, 100%. Именно в этом заключено преимущество химических лазеров.

Наряду с КПД инициирования представляет интерес величина химического КПД лазера η_{ch}, по определению равного отношению энергии лазерного излучения Q_l к общему запасу химической энергии в системе Q_{ch}:

$$\eta_{ch} = \frac{Q_l}{Q_{ch}} \tag{17.26}$$

Величина η_{ch} важна прежде всего потому, что химическая энергия отнюдь не является даровой, она заключена в исходных реактивах, приготовление которых может быть весьма энергоемким.

Из предыдущего рассмотрения очевидно, что

$$Q_l = \nu_l \eta_p \Delta H [A]_0, \tag{17.27}$$

где $[A]_0$ — исходное число радикалов при инициировании.

Запас химической энергии в системе определяется величиной энерговыделения реакции образования одной молекулы AB^* и тем, сколько таких молекул может быть образовано заданным составом реагентов исходной смеси. Последнее равняется числу тех молекул исходной смеси, которые входят в результирующий молекулярный продукт в стехиометрически меньшей концентрации. Это число, обозначаемое символом $[N]$ в случае реакции типа (17.22), или, точнее говоря, реакций (17.23), (17.24), равно концентрации $[A_2]$ молекул A. Будем исходить из простейшего случая. Тогда

$$Q_{ch} = \Delta H [A_2] \tag{17.28}$$

$$\eta_{ch} = \nu_l \eta_p \frac{[A]_0}{[A_2]} \tag{17.29}$$

Химический КПД, как и КПД инициирования, тем больше, чем длиннее лазерная цепь и чем больше КПД реакции η_p. Вместе с тем глубина инициирования, т.е. относительное число активных центров $[A]_0/[A_2]$, созданных источником инициирования, также определяет η_{ch}.

К настоящему времени разработаны как импульсные химические лазеры, так и химические лазеры непрерывного действия. В импульсных лазерах во взаимно стабильной смеси газов импульсное инициирование включает цепную реакцию, приводящую к излучению. Для импульсного инициирования применяются разного рода процессы фотолиза и радиолиза, главным образом УФ диссоциация и диссоциация электронным пучком. В качестве источников УФ излучения применяются искровые разряды, взрывающиеся проволочки, скользящий разряд, кварцевые лампы. Характерная длительность импульсов излучения этих источников составляет примерно 1 мкс. Электронные пучки могут обеспечивать более кратковременное воздействие (1—100 нс), но их общая эффективность ниже.

17.3 HF/DF-лазер

Реакцию с большой хемолазерной длиной цепи удалось найти, используя смесь молекул водорода (или дейтерия) и фтора [43]. Кинетически развитие цепного процесса в этой смеси полностью подобно (17.23), (17.24):

$$\begin{aligned} F_2 + h\nu_{UV} &\rightarrow 2F \\ F + H_2(D_2) &\rightarrow HF^*(DF^*) + H(D) \\ H(D) + F_2 &\rightarrow HF^*(DF^*) + F \\ &\dots \end{aligned} \tag{17.30}$$

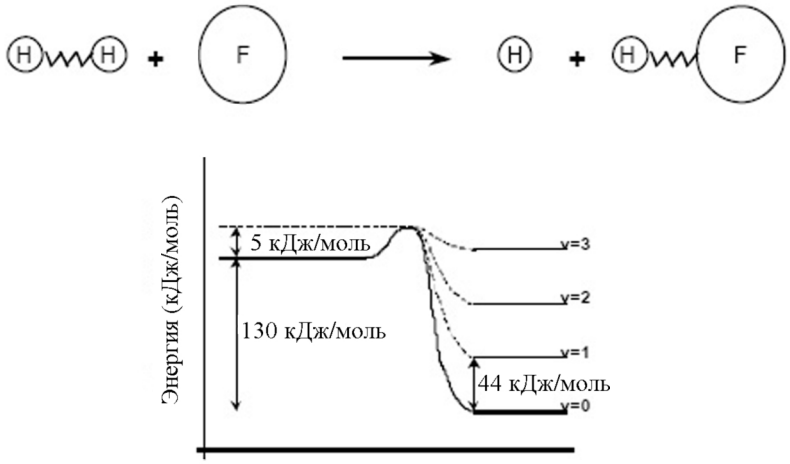


Рис. 17.2: Химическое возбуждение колебательных уровней молекулы HF

Отличительной особенностью реакций (17.30) является получение колебательно возбужденных молекул $HF^*(DF^*)$ в обоих звеньях цепи. Скорость обоих звеньев реакции водорода с фтором выше скорости релаксационных процессов. Это и обусловливает возникновение длинной хемолазерной цепи во фторводородном процессе. Кроме этого следует отметить относительно низкий потенциальный барьер (см. рис. 17.2) возбуждения (5кДж/моль) по сравнению с выделяющейся в процессе реакции энергии (130 кДж/моль), обеспечивающей эффективное возбуждение первых 4 колебательных уровней молекулы HF.

В реакциях (17.30) свободные химически активные частицы (атомы F) создавались за счет затрат энергии УФ ионизации. Но получить их можно и чисто химическим путем. Например, если составить смесь водорода H_2 и фтора F_2 со значительным избытком фтора, то при горении этой смеси выделится большое количество энергии - смесь нагреется. При температуре в 1500-2000 K и давлении 1-20 атм практически весь избыток молекулярного фтора диссоциирует на атомы, так что основными компонентами прореагировавшей смеси будут HF и атомарный фтор F. Заметим, что на этом этапе никакого неравновесного возбуждения молекул в итоге не происходит - вся энергия химической реакции затрачивается на диссоциацию молекул фтора и нагрев смеси.

Получив большое количество атомарного фтора, можно организовать быстрый химический процесс $F + H_2 \rightarrow HF^* + H$ с получением неравновесно возбужденных молекул HF^* и в конечном счете лазерного излучения.

Однако реакции с участием радикалов очень быстры, и предварительное смешение реагентов практически невозможно. На помощь приходит техника смешения реагентов в быстрых газовых потоках. Приготовленный атомарный фтор нужно выпустить в виде струи разреженного газа и смешать ее со струей молекулярного водорода. Тогда в зоне смешения этих струй будет протекать указанная выше реакция с образованием активной лазерной среды. Процесс будет нецепным, если весь фтор находится в атомарном состоянии. Можно организовать и цепной процесс. Для этого нужно понизить температуру сгорания смеси, что легко сделать уменьшив в ней относительное содержание молекулярного водорода или разбавив ее, например, гелием. При температуре 1000-1200 K в атомарное состояние перейдет только малая часть фтора (5-10%), так что с молекулярным водородом будет смешиваться и атомарный и молекулярный фтор и возникнет цепной процесс по описанной схеме.

Метод получения химически активных центров путем диссоциации молекул за счет тепла химической реакции выглядит универсальным. Однако температура, необходимая для диссоциации молекул, резко возрастает по мере увеличения энергии диссоциации. Молекула фтора F_2 имеет относительно малую энергию диссоциации, поэтому в диапазоне температур 1500-2000 K фтор может быть полностью разложен на атомы при любых практически интересных давлениях. Но, например, для диссоциации молекулы водорода на атомы при давлении порядка атмосферного требуется температура выше 4000 K. Такие температуры создают технические трудности, да и получить их за счет химической энергии непросто.

17.3.1 HF/DF-лазер с тепловым инициированием реакции

Чтобы получать генерацию в химическом лазере продолжительное время, необходимо достаточно быстро менять реагенты в реакторе и уметь производить химически активные центры непрерывно в течение всего времени работы лазера. Поскольку реакции с участием радикалов очень быстры, то для смены вещества в реакторе нужны околозвуковые или даже сверхзвуковые скорости прокачки.

Химический лазер продолжительного действия состоит из источника химически активных центров; системы смешения свободных атомов или радикалов с другим компонентом, реакция с которым дает возбужденные молекулы; реактора, где создается активная лазерная среда, и оптического резонатора. Кроме того, нужны быстрая подача исходных и откачка отработанных реагентов (см. рис. 17.3).

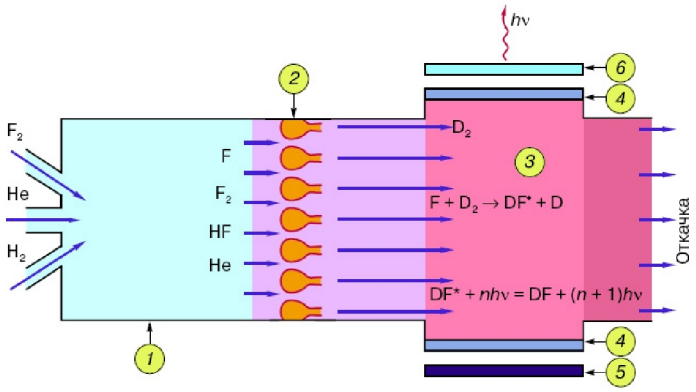


Рис. 17.3: $HF(DF)$-лазер с тепловым инициированием реакции

В камеру сгорания вводятся молекулярный фтор, водород и гелий. Фтор находится в большом избытке по отношению к водороду. В камере происходит обычное равновесное горение водорода во фторе с выделением тепла, достаточного для диссоциации избытка молекулярного фтора.

Соотношение компонентов в камере сгорания подбирают таким, чтобы обеспечить практически полную диссоциацию избытка молекул фтора (степень диссоциации больше 95%). Для этого требуется температура 1500-1800 K. Реакцию в сильно нагретой смеси нельзя использовать для создания активной среды: смесь необходимо охладить. Для этого ее пропускают через сопловую решетку, разгоняя поток до сверхзвуковых скоростей, что сопровождается охлаждением газа. На выходе из сопел к сверхзвуковому потоку примешивается поток молекул дейтерия. В результате смешения этих двух потоков и образуется рабочая смесь, реакция в которой $F + D_2 \rightarrow DF^* + D$ приводит к образованию колебательно-возбужденных молекул фтористого дейтерия, генерирующих лазерное излучение.

Ключевая проблема здесь - процесс смешения. Он должен быть быстрым. Поэтому сопловой блок состоит из набора сопел, разбивающих общий поток на струи малого сечения - порядка 1-2 мм. Дейтерий тоже подается в виде струй малого сечения, что и обеспечивает достаточно эффективное смешение реагентов.

Разгон струи в сопловом блоке решает и другие задачи. Реакция ато-

марного фтора с дейтерием очень быстра. При малой скорости потока ширина активной зоны в направлении потока оказывается малой, что затрудняет генерацию излучения. При практически достигаемой сверхзвуковой скорости потока $\sim 10^5$ см/с и давлении реагентов в зоне генерации в 5-10 тор ее ширина составляет несколько сантиметров, а это вполне достаточно для формирования излучения хорошего оптического качества. Сверхзвуковой поток обеспечивает к тому же и быструю прокачку вещества, позволяя получить большие мощности излучения при относительно небольших поверхностях сопловых решеток.

В реакции атомарного фтора с дейтерием выделяется значительная энергия. Часть этой энергии (около 15%) уносится лазерным излучением. Остальная часть в конечном счете нагревает поток. Известно, что нагрев может сильно затормозить сверхзвуковую струю и даже подавить процесс сверхзвукового истечения (переведя его в дозвуковой). Разбавление сверхзвуковой струи гелием, который не вступает в химическую реакцию и уменьшает количество тепла, выделяющегося на единицу массы газового потока, предотвращает опасный перегрев, приводящий к срыву сверхзвукового течения.

Следует отметить, что молекулы HF, выходящие с потоком атомарного фтора и гелия из камеры сгорания, лишь сопутствующий продукт реакции. Они не являются излучателями в лазере и более того играют в дальнейшем отрицательную роль, дезактивируя возбужденные молекулы в лазерной зоне. Такая дезактивация происходит особенно активно, если излучают колебательно-возбужденные молекулы того же сорта. Именно поэтому в лазерную зону вводится дейтерий, если в камере сгорания в качестве горючего использовался водород. Если же необходимо получить генерацию на фтористом водороде, то в камере сгорания нужно использовать либо дейтерий, либо другое горючее, но такое, чтобы среди продуктов реакции не было молекул, сильно тушащих колебательно-возбужденные молекулы HF^*.

Наибольшая на настоящее время мощность излучения в 2,2 МВт получена на установке MIRACL (разработка TRW(USA)). Внешний вид лазера представлен на рис. 17.4, а система оптического управления излучением на рис. 17.5.

17.3.2 HF/DF-лазер на нецепной реакции

Использование непрерывных HF/DF лазеров на цепной реакции связано с большими эксплуатационными трудностями. Фактически свобод-

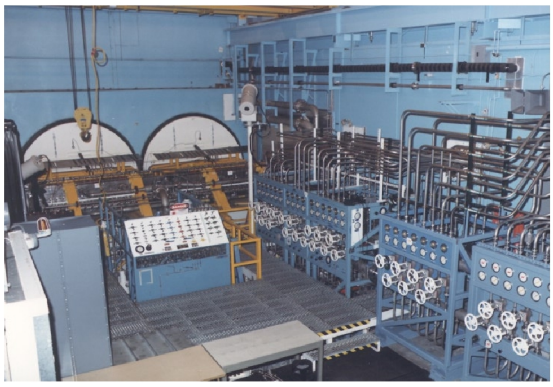


Рис. 17.4: Химический DF-лазер MIRACL

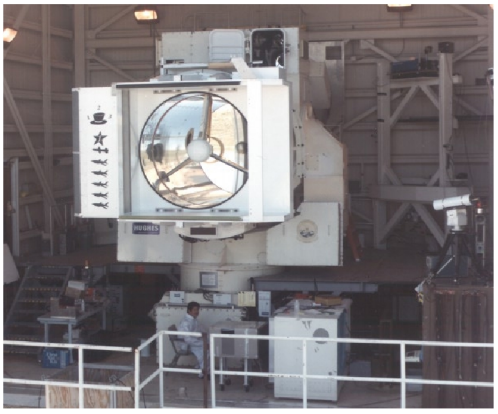


Рис. 17.5: Система управления оптическим излучением лазера MIRACL

ны от этих недостатков импульсные химические лазеры на нецепной реакции, когда химически агрессивные компоненты смеси образуются только в момент инициирования и полностью связываются в процессе химической реакции [44]. В качестве активной среды в подобных лазерах использовались различные фторосодержащие газы, имеющие относительно низкий потенциал ионизации, что позволяет использовать для создания и поддержания объемного разряда электрическое поле с относительно невысоким значением приведенной напряженности поля, что немаловажно с точки зрения проектирования компактных лазерных систем. Наиболее широкое распространение среди импульсных лазеров на нецепных реакциях получили лазеры на смеси $SF_6 + H_2(D_2)$, инициируемые поперечным электрическим разрядом. Для стабилизации разряда, также как и в случае CO_2-лазера, используется гелий.

В силу особенностей работы химических лазеров на нецепной реакции конструкция их излучателя мало чем отличается от конструкции электроразрядного CO_2-лазера. Основной конструктивной особенностью является необходимость защиты внутренних узлов лазера от химически агрессивных компонент смеси (прежде всего оптических узлов) и введения блока, обеспечивающего или поддерживающего стабильность химических характеристик газовой смеси. В качестве последнего обычно используют химический поглотитель, предназначенный для адсорбции нарабатываемых в процессе работы молекул $HF(DF)$, и электростатический фильтр, служащий для фильтрации газовой смеси от мелкодисперсных твердых частиц (прежде всего серы), нарабатываемой в процессе работы за счет электрического и химического разложения смеси.

Генерация излучения в SF_6-$H_2(D_2)$-He лазере возможна благодаря возбуждению колебательных уровней молекулы $HF(DF)$ за счет сле-

дующих химических реакций, инициируемых электрическим разрядом:

$$
\begin{aligned}
SF_6 + e &\to SF_6^- \\
SF_6 + e &\to SF_5^- + F \\
SF_6 + e &\to SF_5 + F^- \\
SF_6 + e &\to SF_5 + F + e \\
SF_6 + e &\to SF_5^+ + F + 2e \\
SF_5 + e &\to SF_4^- + F \\
SF_5^- + SF_5^+ &\to 2SF_4 + 2F \\
SF_5^+ + e &\to SF_4 + F \\
H_2 + e &\to 2H + e \\
SF_6^- + H &\to SF_5^- + HF_{v=0} \\
F + H_2 &\to HF^*_{v\le 3} + H \\
H + F_2 &\to HF^*_{3\le v\le 6} + F \\
H + HF^*_{3\le v\le 6} &\to H^*_{2,v'\le 2} + F \\
H + H + M &\to H_2 + M \\
F + F + M &\to F_2 + M \\
H + F + M &\to HF + M \\
HF^*_v + M &\to HF^*_{v-1} + M \\
HF^*_v + HF^*_{v'} &\to HF^*_{v+1} + HF^*_{v'-1} \\
HF^*_v + H^*_{2,v'} &\to HF^*_{v+1} + H^*_{2,v'-1} \\
HF^*_v &\to HF^*_{v-1} + h\nu
\end{aligned}
\qquad (17.31)
$$

Анализ реакций (17.31) показывает, что атомарные компоненты нарабатываются в разряде за счет прямого электронного удара, а затем за счет химической реакции приводят к колебательному возбуждению молекул $HF(DF)$. Дезактивация возбужденных молекул идет в основном в тринарных процессах, вероятность которых значительно ниже. Фактически процесс управляется созданной плотностью электронов и зависит от тока газового разряда и приведенной напряженности поля.

В HF-лазере относительные населенности возбужденных колебательных уровней составляют $n(v=3) : n(v=2) : n(v=1) = 0,31 : 1,0 : 0,47$. В связи с этим в HF-лазере наиболее значительна генерация на переходах $2-1$ и $1-0$. Для DF-лазера отличие состоит в том, что энергия, накопленная в молекулах DF, распределяется по большему числу колебательных уровней, чем в молекуле HF, причем

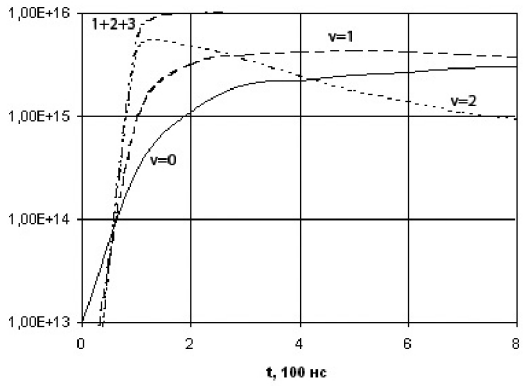


Рис. 17.6: Динамика изменения населенностей колебательных уровней HF для смеси $SF_6 : H_2 : He = 6 : 1 : 6$ при $p = 200$ торр

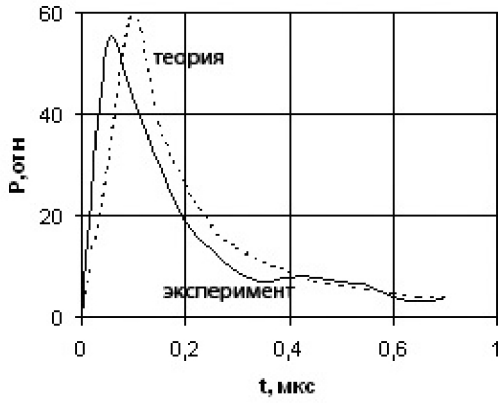


Рис. 17.7: Форма импульса излучения электроразрядного HF лазера на нецепной реакции

максимальную населенность имеет уровень $v = 3$. Процесс генерации в приближении однородного по активному объему разряда описывается системой уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{dn(v)}{dt} &= \sum_{m=2}^{17} W_m + L^{V-V} + L^{V-T} + L^I \\ \frac{dI^{v,J}_{v-1,J+1}}{dt} &= c\mu_0 \left(\chi_{v-1,J+1} - k_{loss}\right) I^{v,J}_{v-1,J+1} + \Phi \\ \frac{dT}{dt} &= \frac{1}{c_v}\left(\sum_{m=2}^{17} \Delta H_m W_m + \sum E_{V-T} L^{V-V}\right) \end{aligned} \tag{17.32}$$

Здесь $n(v)$ - населенность колебательного уровня v, W_m - скорость m-той реакции (17.31), вычисленная в соответствии с законом действующих масс, L^{V-V}, L^{V-T}, L^I- скорости процессов V-V релаксации, V-T релаксации и вынужденного излучения соответственно, $I^{v,J}_{v-1,J+1}$ - плотность излучения генерации на переходе $(v, J) \to (v-1, J+1)$ (рассматривались только P-переходы, для которых усиление максимально), c - скорость света, μ_0 - коэффициент заполнения резонатора, $\chi_{v-1,J+1}$, k_{loss} - коэффициенты усиления и нерезонансных потерь соответственно, Ф - член, учитывающий спонтанное излучение, T - температура, c_v - теплоемкость смеси в постоянном объеме, E_{V-T} - энергетический вклад процесса V-T релаксации.

Решение системы (17.32) для смеси $SF_6 : H_2 : He = 6 : 1 : 6$ при $p = 200$ Торр представлено на рис. 17.6. Расчетная длительность инициирующего импульса составляла 100 нс, что соответствует концен-

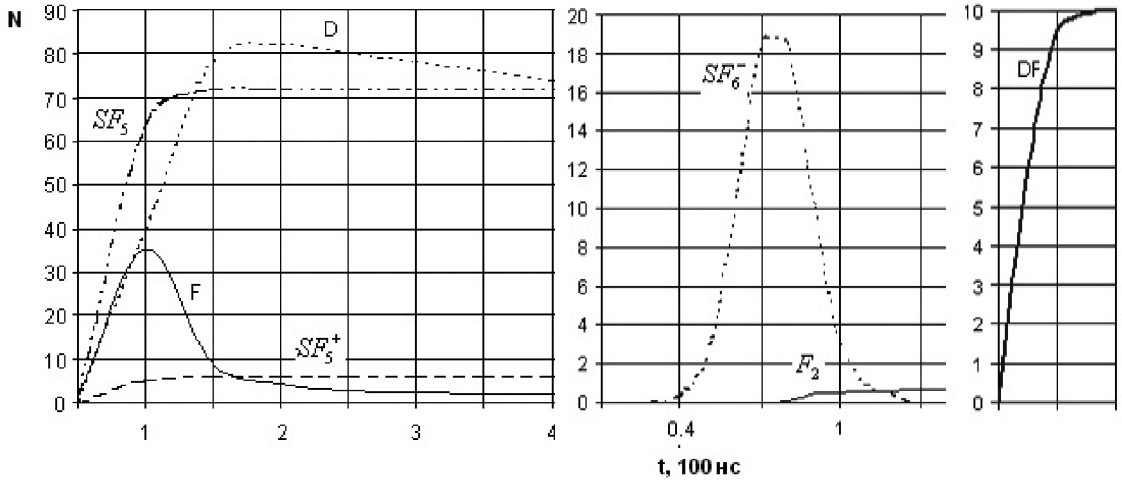


Рис. 17.8: Динамика изменения концентрации (10^{16} см$^{-3}$) компонент смеси

трации электронов $3,5 \cdot 10^{13}$ см$^{-3}$. В результате реакций (17.31) в смеси вырабатывается такое количество атомарного фтора, что химическое возбуждение продолжается еще около 100 нс после завершения разряда и концентрация HF^* растет. При этом заселяются преимущественно первый и второй колебательные уровни. До 230-250 нс существует полная инверсия второго уровня и до 0,9-1 мкс - первого уровня. Суммарное давление HF в активной области составляет $\sim 0,3$ Торр. За время $\sim$3-5 мкс распределение по колебательным уровням становится равновесным. А длительность импульса излучения составляет $\sim$200 нс (см. рис. 17.7). Варьирование исходного состава смеси показало, что наличие гелия, улучшая характеристики разряда, не искажает динамику населенностей колебательных уровней молекулы HF. Это объясняется тем фактом, что скорость V-T релаксации на атомах He настолько мала, что не оказывает влияния на процесс возбуждения HF даже при высоких концентрациях гелия.

Энергосъем для свежеприготовленной смеси $\sim$40-70 Дж/л·атм. Однако ситуация кардинально меняется при использовании импульсно-периодического режима работы с высокой частотой повторения импульсов. За один импульс в единице активного объема вырабатывается $2 \cdot 10^{18}$ молекул HF, что соответствует наработке концентрации $HF \sim 10^{17}$ см$^{-3}$ за 1 сек работы при частоте следования импульсов 1 кГц. Это не сказывается на химической кинетике и эффективности генерации для перехода 2 - 1, но нарушает инверсию населенностей уровней 1 - 0, что ведет к снижению энергии излучения ориентировочно на 30%.

Для электроразрядного $HF(DF)$ лазера на нецепной реакции максимальная энергия излучения достигается при составе смеси $SF_6 : H_2 =$

$(10:1)-(6:1)$. Динамика нарабатываемых компонент в смеси в течение импульса накачки представлена на рис. 17.8. Повышение концентрации D_2 в смеси при неизменном суммарном давлении несколько меняет форму импульса генерации и значительно сокращает его длительность, поскольку скорость химической реакции образования DF^* прямопропорциональна парциальному давлению D_2. Но регулировать длительность лазерного импульса можно лишь в ограниченной области, т.к. значительное увеличение концентрации D_2 ведет к уменьшению энергии излучения вследствие релаксации DF^* на дейтерии. КПД генерации при оптимально подобранных смесях составляет 6-8% в зависимости от геометрии разрядной камеры и объема активной области.

17.3.3 Спектральные характеристики HF/DF-лазера

Эффективное возбуждение нескольких колебательных состояний молекулы $HF(DF)$ предопределяет богатый спектр излучения лазера при использовании неселективного резонатора. Особенно ярко это проявляется в импульсном режиме работы, когда в течение импульса инверсия меняется от полной к частичной.

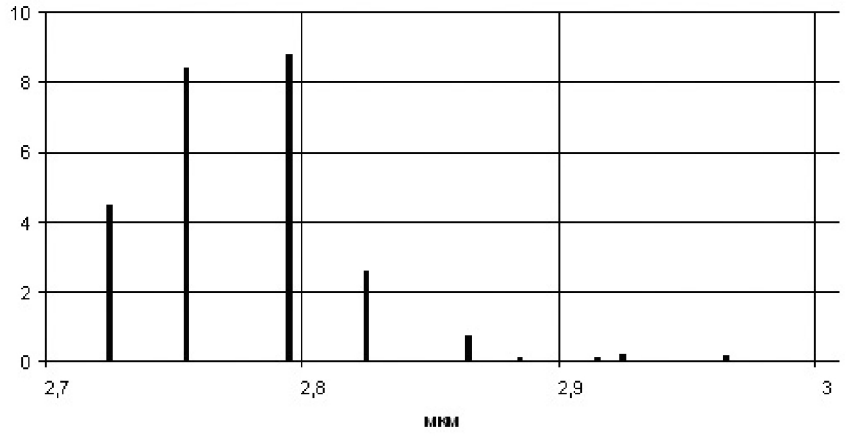


Рис. 17.9: Энергораспределение по спектру излучения для смеси $SF_6 : H_2 = 6:1$

В HF лазере генерация наблюдается в диапазоне 2,7...2,9 мкм (см. рис. 17.9), а в DF лазере - в диапазоне 3,5...4,2 мкм. Спектр излучения $HF(DF)$ лазера на нецепной реакции существенно зависит от полного давления, напряженности электрического поля и состава смеси, особенно от присутствия компонент, обуславливающих быстрое установление вращательного равновесия. Так для смеси $SF_6 : D_2 = 7:1$ при начальной температуре T=300 K и давлении 130 тор наиболее интенсивными линиями являются $P_{1-0}(12) = 3,83$ мкм, $P_{2-1}(12) = 3,96$ мкм,

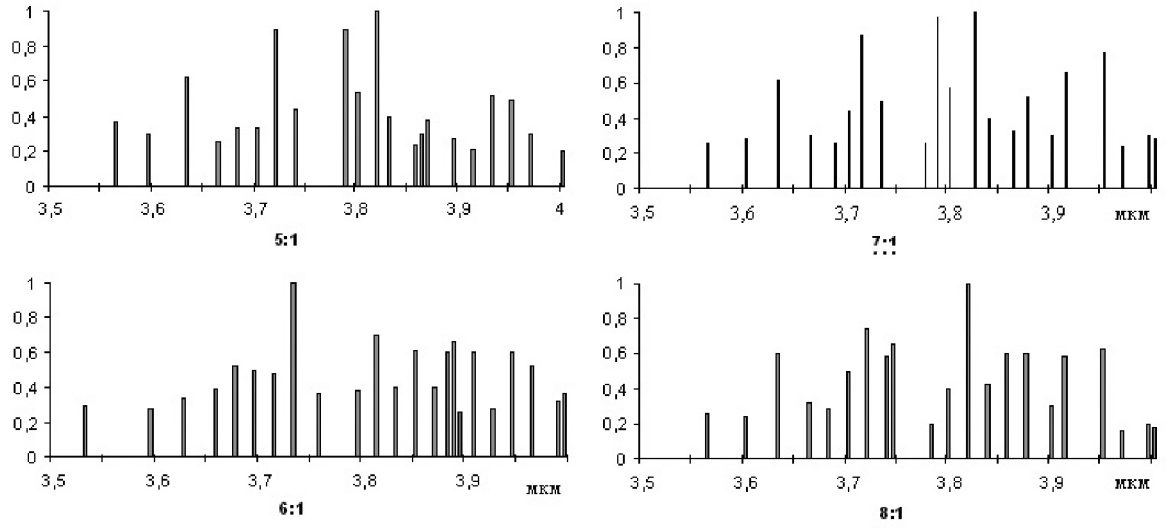


Рис. 17.10: Зависимость относительного энергораспределения спектра генерации DF-лазера от состава смеси

$P_{3-2}(11) = 4,04$ мкм с максимумом на линии $P_{2-1}(12)$. Повышение на 40% величины напряженности поля приводит к перераспределению спектра излучения со смещением максимума на линию $P_{2-1}(11) = 3,91$ мкм. В целом внутри каждой колебательной полосы происходит перераспределение энергии в сторону меньших длин волн при повышении напряжения.

Если зависимость суммарной выходной энергии вблизи оптимальных параметров газовой смеси и параметров накачки носит относительно плавный характер, то спектр излучения меняется существенным образом. На рис. 17.10 представлено относительное энергораспределение спектра генерации DF-лазера для различного состава смеси при неизменном суммарном давлении $p = 130$ Торр. Видно, что наиболее существенно спектр меняется в длинноволновой области спектра. Так, соотношение суммарных интенсивностей пиков в области (3,897-4,005) мкм при соотношении компонент $SF_6/D_2 = 5/1, 6/1, 7/1, 8/1$ соответственно составляет $I_{5/1} : I_{6/1}I_{7/1}I_{8/1} = 0,74 : 1 : 0,93 : 0,77$, т.е наблюдается выраженный максимум для смеси $SF_6 : D_2 = 6 : 1$. Обеднение смеси дейтерием приводит к значительному снижению интенсивностей линий генерации 3,965 мкм, 3,989 мкм, 4,005 мкм, с другой стороны чрезмерное обогащение смеси приводит к исчезновению линии генерации 3,989 мкм.

Исследования спектра излучения в зависимости от суммарного давления при фиксированном составе $SF_6 : D_2 = 6 : 1$ показало (см. рис. 17.11), что повышение давления выше 130 торр, так же как и разбавление смеси гелием (до 450 торр), приводит к исчезновению линий

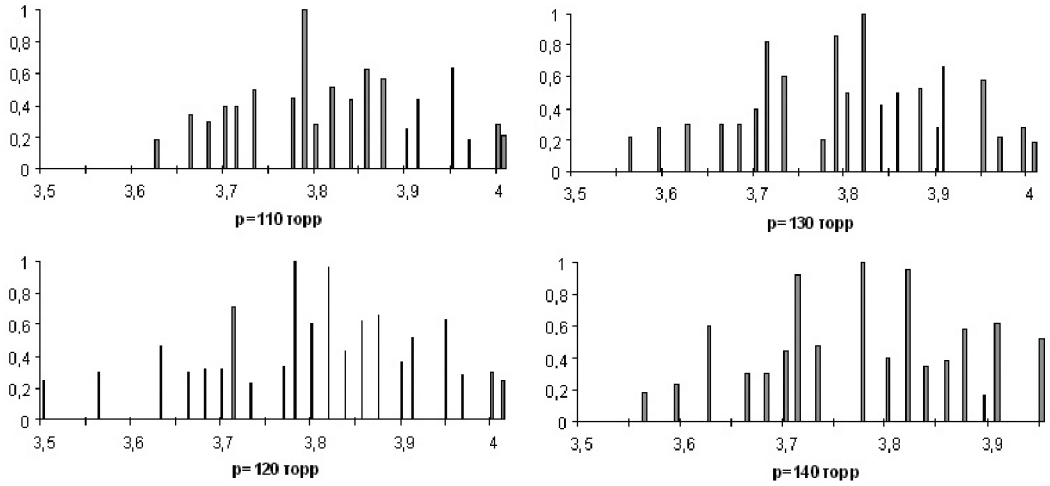


Рис. 17.11: Зависимость относительного энергораспределения спектра генерации DF-лазера от давления, смесь $SF_6 : D_2 = 6 : 1$

генерации в области 4 мкм, а снижение давления ниже 120 торр - к исчезновению линии генерации в области длин волн меньше 3,6 мкм. Аналогичный вывод следует и из зависимости спектра излучения от величины разрядного напряжения, т.е. изменение характера спектра излучения прежде всего определяется приведенной напряженностью поля, которая в свою очередь определяет скорость реакций прямого электронного удара в плазме газового разряда.

При правильно выбранных значениях и параметрах лазера выходные энергетические характеристики излучения достаточно стабильны в течение достаточно длительного времени. Падение средней мощности излучения при высокой частоте следования импульсов за счет выработки компонентов смеси может быть компенсирована периодической подпиткой смеси дейтерием. Однако наиболее чувствительным к изменению характеристик лазера в процессе импульсно-периодической работы является спектр его излучения.

Без использования химического поглотителя в тракте прокачки происходит быстрое отравление рабочей среды и последовательно (по мере нарастания концентрации DF) исчезают линии генерации 4,04 мкм и 4,001 мкм. После наработки 10^3 импульсов исчезает линия 3,987 мкм, но появилась 3,907 мкм. Таким образом, в процессе работы идет перераспределение спектра излучения с увеличением доли энергии излучаемой вблизи 3,8 мкм.

Введение адсорбента (химическая очистка) приводит к существенному росту ресурса работы лазера на одной заправке и стабилизации не только выходных энергетических, но и спектральных характеристик

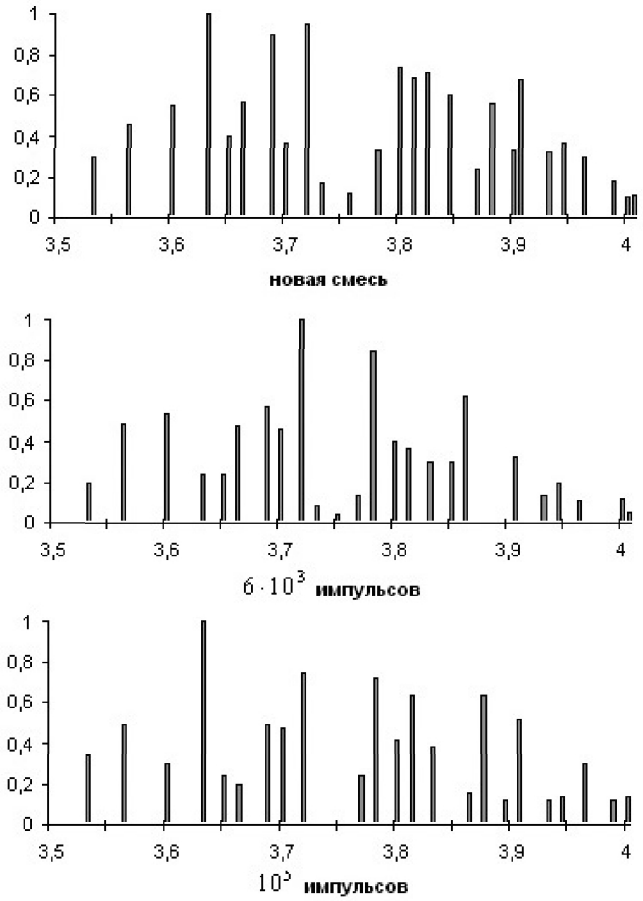


Рис. 17.12: Динамика изменения спектра излучения DF-лазера, смесь $SF_6 : D_2 = 6 : 1$, давление $p = 130$ Торр

DF-лазера. Средняя выработка дейтерия составляла 0,55 торр на каждую тысячу импульсов. На рис. 17.12 представлено относительное энергораспределение спектра генерации лазера на свежей смеси, после $6 \cdot 10^3$ и 10^5 импульсов соответственно. Анализ графиков позволяет сделать вывод, что по мере наработки импульсов в основном происходит перераспределение интенсивностей линий спектра генерации без существенного изменения характеристик спектра. После наработки 10^5 импульсов в спектре исчезают наиболее низкоинтенсивные линии - 3,728 мкм, 3,745 мкм, 4,04 мкм. Интенсивность линий 4,001 мкм и 3,985 мкм остается практически неизменной.

17.4 Химический DF-CO_2-лазер

Другой способ создания активной лазерной среды основан на передаче энергии от одной молекулы к другой. Одним из наиболее интересных лазеров подобного рода является DF-CO_2-лазер, в котором возбуж-

денные молекулы DF^* возникают в ходе цепной реакции, поджигаемой при смешивании радикала NO с молекулярным фтором, что дает атомарный фтор, служащий активным центром цепной реакции:

$$\begin{aligned} NO + F_2 &\to NKF + F \\ F + D_2 &\to DF^* + D \\ D + F_2 &\to DF^* + F \\ &\dots \end{aligned} \tag{17.33}$$

Полученные в результате реакции молекулы DF^* в силу близкого значения энергии быстро передают возбуждение антисимметричному колебанию молекул CO_2, которые и служат излучателем:

$$DF^* + CO_2 \to CO_2^*(00^01) + DF \tag{17.34}$$

Деформационные и симметричные моды колебания молекулы CO_2 лежат значительно ниже возбужденных колебательных уровней молекулы DF и в столкновениях (17.34) практически не возбуждаются.

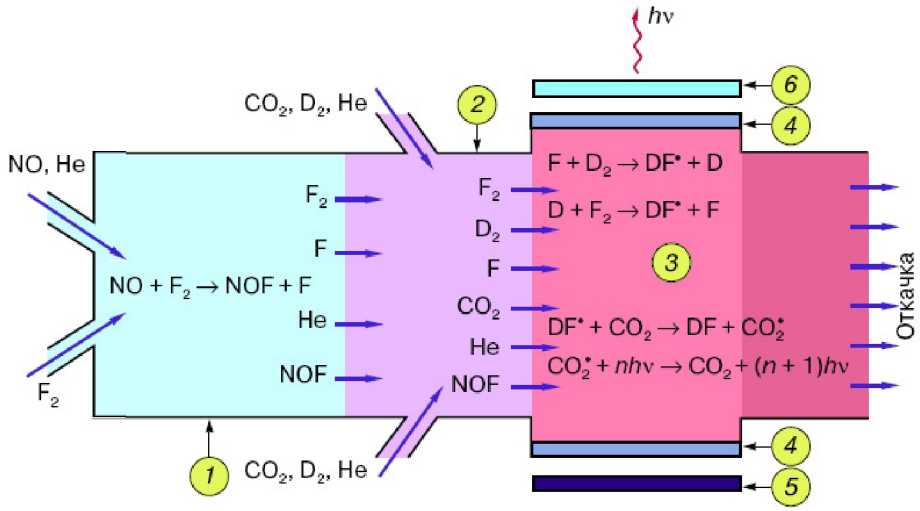


Рис. 17.13: Схема химического DF-CO_2-лазера

Смысл такого механизма создания инверсной населенности в том, что инверсное распределение в молекулах CO_2 сохраняется гораздо дольше, чем в молекуле DF. К тому же для образования инверсного распределения в молекуле CO_2 не требуется инверсного распределения в молекулах DF. Фактически данный механизм образования инверсии тождествен механизму работы CO_2:N_2-лазера, возбуждаемого электрическим разрядом.

Схема устройства такого лазера показана на рис. 17.13. Здесь 1 - камера наработки атомарного фтора, 2 - смесительная камера, 3 - зона

реактора (лазерная зона), 4 - окна для вывода излучения в резонатор, 5 - глухое зеркало резонатора, 6 - полупрозрачное зеркало резонатора. Оптимальные объемные соотношения реагентов - $NO{:}F_2{:}D_2{:}CO_2{:}He = 1 : 6 : 5 : 45 : 100$, скорость потока реагентов - $2 \cdot 10^4$ см/сек, химический КПД 4-5%, удельная мощность излучения 50-60 Вт/г.

17.5 Химический кислород-йодный лазер

Кислород-йодный лазер использует энергию синглетного кислорода $O_2(^1\Delta)$ (см. рис. 17.14) - молекулы кислорода, находящейся в первом электронно-возбужденном состоянии [45, 46].

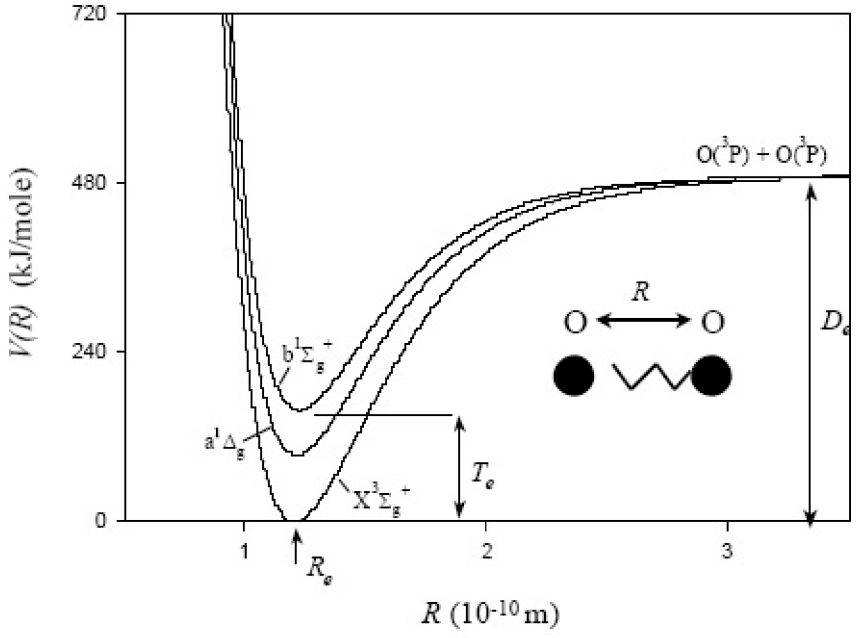


Рис. 17.14: Схема уровней молекулы O_2

Синглетный кислород может быть получен практически со 100% эффективностью в двухфазной реакции хлора с перекисью водорода. Каждая молекула синглетного кислорода несет в себе запас энергии примерно в 1 эВ. А время жизни молекулы $O_2(^1\Delta)$ составляет $\sim$64 минуты при очень низкой вероятности деактивации в столкновениях. Это позволяет использовать синглетный кислород как эффективный энергетический резервуар, который можно транспортировать с малыми потерями на достаточные расстояния. К потоку синглетного кислорода примешивают поток молекул йода I_2, который за счет энергии синглетного кислорода разбивается на атомы. Этот процесс происходит достаточно быстро. Для

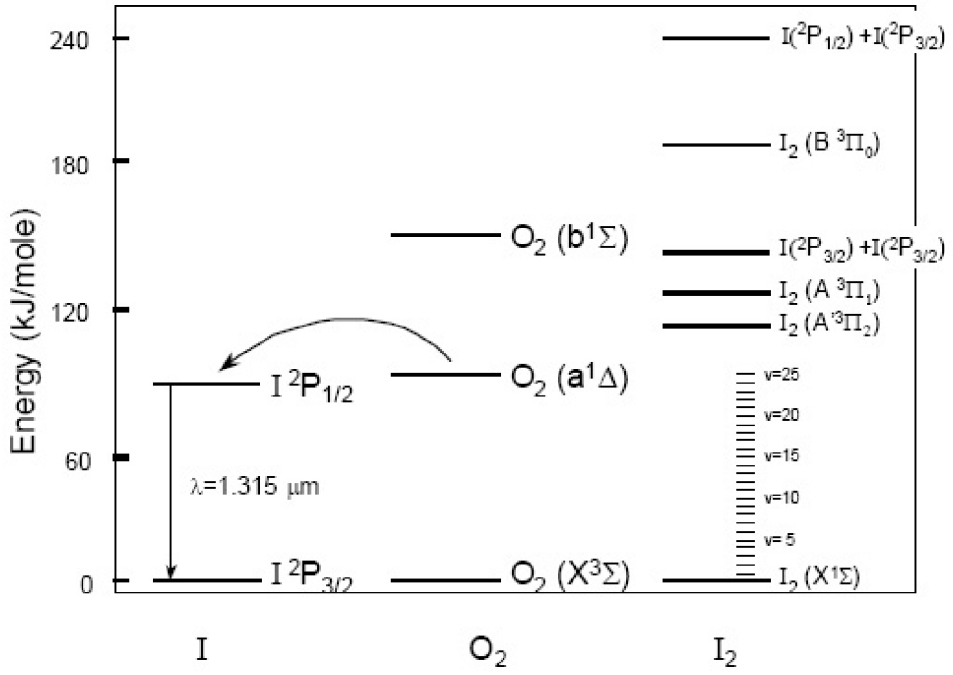


Рис. 17.15: Схема работы кислород-йодного лазера

диссоциации одной молекулы йода необходима энергия двух молекул синглетного кислорода:

$$2O_2(^1\Delta) + I_2 \rightarrow 2O_2(^3\Sigma) + 2I \tag{17.35}$$

Образовавшиеся атомы йода при столкновении с синглетным кислородом переходят в возбужденное состояние:

$$O_2(^1\Delta) + I(^2P_{3/2}) \rightarrow O_2(^3\Sigma) + I(^2P_{1/2}) \tag{17.36}$$

создавая инверсию и обеспечивая генерацию на длине волны 1,315 мкм (см. рис. 17.15). Следует отметить, что атом йода многократно совершает излучающий цикл, прежде чем два атома йода объединятся в молекулу. Поэтому затраты энергии на диссоциацию молекулы йода (17.35) малы по сравнению с энергией излучения.

Концентрация возбужденных атомов йода в реакции (17.36) может быть приближенно записана в виде:

$$\frac{[I(^2P_{1/2})]}{[I(^2P_{3/2})]} = \frac{[O_2(^1\Delta)]}{[O_2(^3\Sigma)]} K_{eq}(T), \tag{17.37}$$

где коэффициент $K_{eq} \approx 0,75 \exp(402/T)$.

Спектральный состав излучения определяется сверхтонкой структурой уровней атома йода (см. рис. 17.16), а максимум интенсивности до-

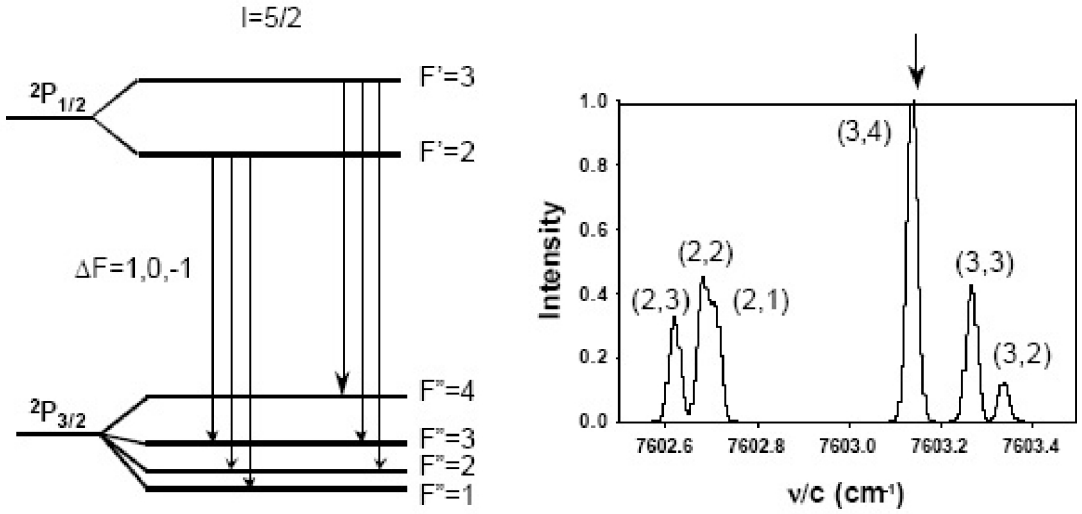


Рис. 17.16: Строение и спектр излучения атома йода

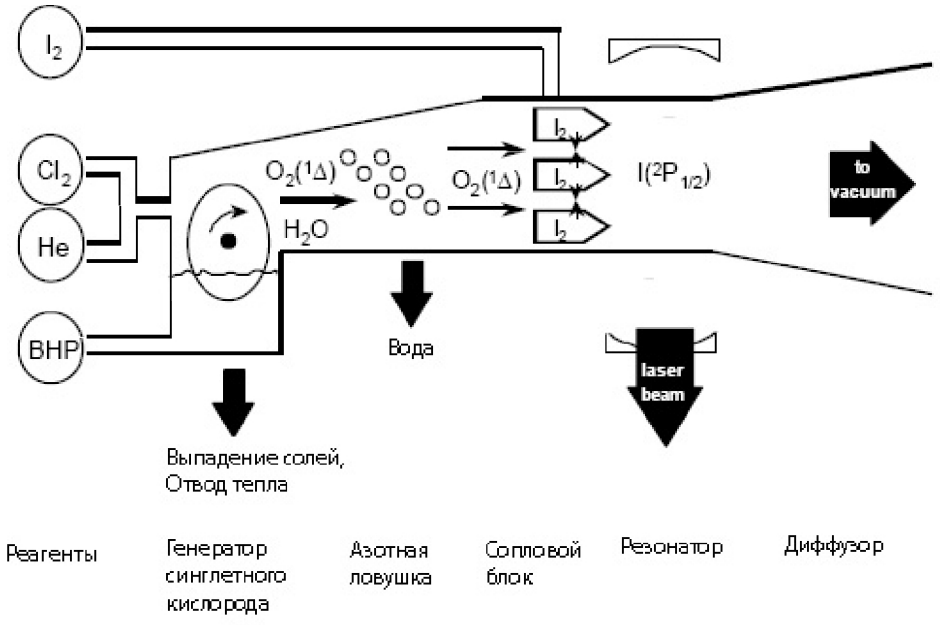


Рис. 17.17: Схема кислород-йодного лазера

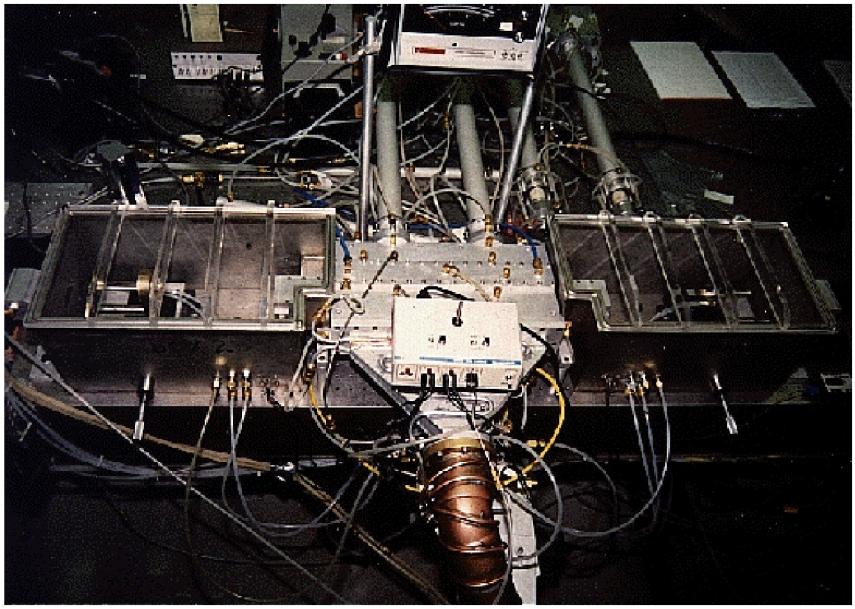


Рис. 17.18: Сверхзвуковой кислород-йодный лазер

стигается на переходе $I(5^2P_{1/2}(F'=3)) \rightarrow I(5^2P_{3/2}(F''=4))$. Учитывая, что коэффициент вырождения уровней $g_f = 2F+1$, инверсия населенностей может быть определена в виде:

$$\begin{aligned}\Delta &= [I(5^2P_{1/2}(F'=3))] - \frac{g_2}{g_1}[I(5^2P_{3/2}(F''=4))] = \\ &= \frac{7}{12}\left([I(5^2P_{1/2})] - \frac{1}{2}[I(5^2P_{3/2})]\right) = \\ &= \frac{7}{12}\left(K_{eq}\frac{Y}{1-Y} - \frac{1}{2}\right)[I(5^2P_{3/2})],\end{aligned} \tag{17.38}$$

где

$$Y = \frac{[O_2(^1\Delta)]}{[O_2(^3\Sigma)] + [O_2(^1\Delta)]}$$

При температуре 300 K порог генерации достигается при относительной концентрации синглетного кислорода $\sim$15%. Ввиду сильной температурной зависимости понижение температуры приводит с существенному снижению порога генерации, например, при $T = 160$ K порог генерации достигается при относительной концентрации $O_2(^1\Delta)$ в 5%. Учитывая, что смешение йода с синглетным кислородом осуществляют, как правило, в сверхзвуковой струе, то в кислород-йодном лазере удается получить коэффициент усиления слабого сигнала на уровне 1%/м.

Схема кислород-йодного лазера представлена на рис. 17.17, а генераторный блок сверхзвукового кислород-йодного лазера на рис. 17.18. Следует отметить, что принципиальным для эффективной работы лазера

является обеспечение эффективного смешения йода и синглетного кислорода, а также конструкция генератора синглетного кислорода. Простейшие генераторы синглетного кислорода представляют собой барботажные камеры, в которых молекулярный хлор "пробулькивается" через смесь перекиси водорода со щелочью. Однако эффективность генератора синглетного кислорода в значительной степени зависит от соотношения поверхности взаимодействия к общему объему жидкости. В связи с этим в современных кислород-йодных лазерах применяют дисковые генераторы, в которых взаимодействие осуществляется в тонкой пленке жидкости. Это уменьшает как время диффузии молекул $O_2(^1\Delta)$ из жидкой фазы, так и деактивацию синглетного кислорода.

В генераторе гидрат окиси щелочного металла (как правило, KOH) используется для получения иона гидропероксида (O_2H^-):

$$\begin{aligned} KOH &\rightarrow K^+ + OH^- \\ OH^- + H_2O_2 &\rightarrow O_2H^- + H_2O, \end{aligned} \tag{17.39}$$

который затем в двухфазной реакции с хлором образует синглетный кислород:

$$\begin{aligned} O_2H^- + Cl_2 &\rightarrow HOOCl + Cl^- \\ O_2H^- + HOOCl &\rightarrow ClO_2^- + H_2O_2 \\ ClO_2^- &\rightarrow O_2(^1\Delta) + Cl^- \end{aligned} \tag{17.40}$$

Наряду с синглетным кислородом газовый поток из генератора включает в себя пары воды, которые эффективно деактивируют возбужденное состояние атомов йода. Для исключения данного эффекта в тракт вводят азотную ловушку, в которой происходит кристаллизация и осаждение паров воды (см. рис.17.17).

В химическом кислород-йодном лазере достигается удельный энергосъем 10^5 Дж/л при техническом КПД $\sim 10\%$ [47].

Глава 18

Твердотельные лазеры

18.1 Схемы накачки

При переходе от газов к конденсированным средам прежде всего обращает на себя внимание резкое (в 10^3 раз) увеличение плотности инверсии. Следовательно, в случае создания активной среды в конденсированной фазе возможна существенно большая энергия излучения. Но для твердого тела не представляется возможной реализация всех тех методов создания активной среды, которые характерны для газов и которые основаны, по существу, на явлениях переноса зарядов и частиц в среде или организации неравновесных потоков среды.

Наличие в твердом теле широких полос поглощения приводит к возможности поглощения большой энергии при использовании интенсивных источников немонохроматического света. Следовательно, если прозрачный диэлектрик содержит некоторые примесные центры, создающие в нем подходящую систему уровней энергии, то инверсия населенностей в этой системе уровней может быть создана только путем поглощения энергии света в ней. При этом принципиальным является наличие

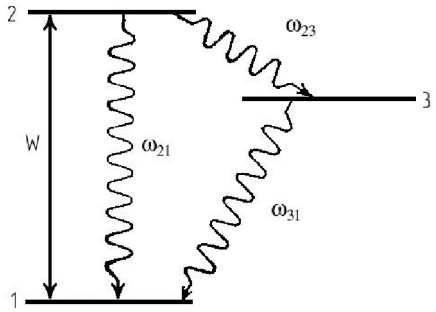


Рис. 18.1: Трехуровневая схема накачки

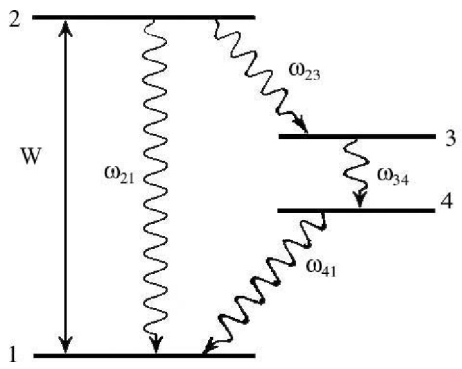


Рис. 18.2: Четырехуровневая схема накачки

по крайней мере трех уровней энергии (рис. 18.1). Для простоты будем считать, что уровни не вырождены. Кроме того, пусть все $h\nu_i \gg kT$ (оптический диапазон). Уровни 1 и 2 связаны излучением, индуцирующим переходы с вероятностью $W_{12} = W_{21} = W$. Распад уровня 2 проходит по двум каналам ($2 \to 1$ и $2 \to 3$) с вероятностями w_{21} и w_{23} соответственно. Уровень 3 распадается с вероятностью w_{31}. Ввиду условия $h\nu_i \gg kT$ термическим заселением уровней 2 и 3 можно пренебречь. Тогда скоростные уравнения для населенностей уровней 1, 2 и 3 записываются в виде

$$\begin{aligned} \frac{dn_1}{dt} &= (n_2 - n_1)W + n_2 w_{31} + n_3 w_{31}, \\ \frac{dn_3}{dt} &= n_2 w_{23} - n_3 w_{31}, \\ N &= n_1 + n_2 + n_3, \end{aligned} \tag{18.1}$$

где N — полная плотность частиц. В стационарном режиме из (18.1) легко получить выражение для разности населенностей

$$n_3 - n_1 = N \frac{W(w_{23} - w_{31}) - w_{31}(w_{23} + w_{21})}{W(w_{23} + 2w_{31}) + w_{31}(w_{23} + w_{21})} \tag{18.2}$$

Условием инверсии на переходе $3 \to 1$ является положительность числителя в дроби (18.2), что достигается при

$$W > w_{31} \frac{w_{23} + w_{21}}{w_{23} - w_{31}} \tag{18.3}$$

Выполнение неравенства (18.3) возможно только при

$$w_{23} > w_{31} \tag{18.4}$$

Смысл последнего условия ясен: в процессе безызлучательных переходов верхний уровень должен населяться быстрее, чем опустошаться. Трехуровневая схема накачки соответствует рубиновому лазеру. Для рубина уровень 3 является метастабильным, а для вероятностей безызлучательных переходов выполняется неравенство

$$w_{23} \gg w_{31}, w_{21} \tag{18.5}$$

Тогда условие инверсии приобретает вид

$$W > w_{31} \tag{18.6}$$

Смысл этого условия прост: если с верхнего непосредственно накачиваемого уровня частицы поступают на метастабильный уровень значительно быстрее, чем стекают с него ($w_{23} > w_{31}$), то инверсия создается и удерживается, если верхний уровень накачивается быстрее, чем опустошается метастабильный уровень. В этих условиях разность населенностей составляет

$$n_3 - n_1 = N\frac{W - w_{31}}{W + w_{31}} \tag{18.7}$$

и при $W \to \infty$ стремится к N, что, конечно, как правило, не реализуется.

Так как в рассматриваемой трехуровневой схеме инверсия создается по отношению к основному состоянию, то возникает она не сразу после включения накачки. Частицы должны накопиться на метастабильном уровне под действием накачки в течение некоторого конечного времени τ. Для определения интервала времени, в течение которого разность $n_3 - n_1$ станет положительной, необходимо решить систему уравнений (18.1). Ограничимся рассмотрением случая, соответствующего рубиновому лазеру. Тогда вероятность безызлучательного перехода w_{23} является наибольшей из всех скоростей процессов, определяющих распределение частиц по уровням энергии 1, 2 и 3. При всех разумных интенсивностях накачки для рубина наряду с условием (18.5) выполняется условие

$$w_{23} > W \tag{18.8}$$

Это означает, что на резонансном уровне 2 частицы не накапливаются, т.е. они сразу же передаются на метастабильный уровень 3. В лазерном цикле накачки (см. рис. 18.1) уровень 2 играет роль посредника, передающего энергию возбуждения верхнему лазерному уровню 3, подобно тому как это делает азот в CO_2-лазере. Тогда, полагая $n_2 = 0$ и, следовательно, считая $n_3 = N - n_1$, система (18.1) сводится к одному уравнению первого порядка:

$$\frac{dn_1}{dt} = -(W + w_{31})n_1 + Nw_{31} \tag{18.9}$$

Отсюда легко получается уравнение для инверсии $x(t) = n_3(t) - n_1(t)$:

$$\frac{dx}{dt} = -(W + w_{31})x + (W - w_{31})N \tag{18.10}$$

При начальном условии $x(0) = -N$ решение уравнения (18.10) имеет вид

$$x(t) = N\left(\frac{W - w_{31}}{W + w_{31}} - \frac{2W}{W + w_{31}}\exp\left(-(W + w_{31})t\right)\right) \tag{18.11}$$

которое при $x \to \infty$, как и следовало ожидать, переходит в (18.7).

Время просветления рабочего перехода τ легко определяется из (18.11) приравниванием $x(t) = 0$:

$$\tau = \frac{1}{W + w_{31}} \ln \frac{2W}{W - w_{31}} \tag{18.12}$$

Так как вероятность индуцированных переходов накачки пропорциональна интенсивности накачки, то это произведение определяет минимальную энергию, необходимую для приведения системы в состояние с отрицательным поглощением. В общем случае

$$W\tau = \frac{W}{W + w_{31}} \ln \frac{2W}{W - w_{31}} \tag{18.13}$$

Постоянство произведения $W\tau$ при больших интенсивностях накачки, когда влиянием всех релаксационных процессов можно пренебречь, имеет простой физический смысл: это произведение пропорционально энергии, необходимой для перевода всех частиц из основного состояния на верхний лазерный уровень.

Целесообразно подчеркнуть еще раз, что необходимость предварительной затраты энергии при создании инверсии населенностей метастабильного уровня по отношению к основному состоянию в трехуровневой системе обусловлена тем, что приходится переводить с уровня 1 через уровень 2 на уровень 3 по крайней мере половину всех частиц. Инверсия в трехуровневой схеме создается по отношению к хорошо заселенному основному состоянию. Поэтому представляют большой интерес схемы, в которых оптическая накачка создает инверсию по отношению к термически незаселенному уровню, как это происходит, например, в газовых лазерах при возбуждении электронным ударом. Это может быть сделано с помощью четырехуровневой системы (рис. 18.2).

Будем учитывать безызлучательные переходы, идущие только сверху вниз. Тогда система скоростных уравнений имеет вид

$$\begin{aligned}
\frac{dn_2}{dt} &= (n_1 - n_2)W - n_2(w_{21} + w_{23} + w_{24}) \\
\frac{dn_3}{dt} &= n_2 w_{23} - n_3(w_{31} + w_{34}) \\
\frac{dn_4}{dt} &= n_2 w_{24} + n_3 w_{34} - n_4 w_{41} \\
N &= n_1 + n_2 + n_3 + n_4
\end{aligned} \tag{18.14}$$

Рассмотрим условия получения стационарной инверсии на переходе 3⟶4. Выполняя несложные алгебраические преобразования, из (18.14) можно получить, что инверсия положительна при

$$w_{41} > w_{34} + \frac{w_{24}}{w_{23}}(w_{31} + w_{34}) \tag{18.15}$$

Это условие качественно отличается от трехуровневого случая (см. (18.3)) тем, что оно не зависит от W. Обычно

$$w_{23} \gg w_{24}, w_{34}, w_{31} \tag{18.16}$$

Тогда условие инверсии принимает более простой вид:

$$w_{41} > w_{34}, \tag{18.17}$$

смысл которого ясен: нижний лазерный уровень должен опустошаться за счет безызлучательных переходов в основное состояние быстрее, чем заселяться переходами с верхнего лазерного уровня. Благоприятное инверсии условие (18.16) означает, что канал безызлучательного заселения верхнего лазерного уровня переходами $2 \longrightarrow 3$ является наиболее эффективным релаксационным процессом в этой схеме уровней.

Отсутствие порога по накачке в создании инверсии в четырехуровневой схеме в отличие от трехуровневой (см. (18.17)) связано с тем, что в скоростных уравнениях (18.14) мы пренебрегли вероятностью безызлучательного заселения нижнего уровня w_{14}. Но эта величина не равна нулю тождественно. При энергии уровня $E_4 = h\nu_{41} \gg kT$ величина w_{14} экспоненциально мала по сравнению с w_{41}, но конечна. В отсутствие накачки на уровне 4 есть немного частиц. Они-то и дают порог возникновения инверсии по накачке, тем более низкий, чем сильнее выполняется неравенство $E_4 \gg kT$. По существу, последнее неравенство является условием применимости проведенного выше рассмотрения и критерием четырехуровневого характера рассматриваемой системы. Нагрев может свести четырехуровневую систему к трехуровневой с соответствующим резким возрастанием порога. Итак, порог возникновения инверсии по накачке мал, когда нижний уровень лазерного перехода расположен выше основного состояния на

$$\Delta E \gg kT \tag{18.18}$$

В соответствии с проведенным рассмотрением оказывается, что стационарная инверсия в четырехуровневой схеме существенно иначе зависит от интенсивности накачки, чем в случае трехуровневой схемы.

Из (18.14) в предположении выполнения условия (18.16) получается, что

$$n_3 - n_4 = N\frac{W(w_{41} - w_{34})}{W(w_{41} + 2w_{34}) + w_{23}w_{34}} \tag{18.19}$$

Из этой формулы видна пропорциональность инверсии интенсивности накачки при $W \ll w_{23}$, что характерно для реальной ситуации, и очевидно условие инверсии (18.17), не зависящее от интенсивности накачки. Именно это все в целом качественно отличает четырехуровневую схему от трехуровневой. При $W \to \infty$ и $w_{41} \gg w_{34}$ инверсия $n_3 - n_4 = N$.

Итак, из рассмотренных примеров видно, как вспомогательное излучение накачки, существенно меняя распределение населенностей между уровнями вспомогательного перехода, приводит к возникновению инверсии населенностей между уровнями, связанными со вспомогательными уровнями безызлучательными переходами. Метод радиационной накачки во многоуровневых системах оказался очень мощным и достаточно общим методом создания активных сред.

При рассмотрении метода вспомогательного излучения накачки существенную роль играют вероятности безызлучательных переходов W_{ik}. Конкретный механизм такого взаимодействия сильно зависит от вида рассматриваемой системы. В твердом теле столкновения частиц друг с другом исключены. Но остается взаимодействие с фононами, т. е. с колебаниями решетки. Активные центры, обычно ионы, диссипируют свою избыточную энергию в колебательный резервуар кристаллической решетки твердого тела, играющий роль того термостата, в который погружены активные центры. Обмен энергией происходит между заданным электронным или электронно-колебательным состоянием активного центра и электрическими диполями, возникающими при колебаниях атомов решетки твердого тела.

Обычно энергия фононов не превышает 250—500 $см^{-1}$, поэтому релаксация энергии активных центров в колебания решетки является многофононным процессом, т. е. в единичном акте релаксации рождается одновременно много фононов. Вероятность такого процесса падает с ростом степени фононности, т. е. отношения энергии релаксирующего состояния к энергии самого высокочастотного из возможных в рассматриваемом твердом теле фонона. Частота такого фонона связана с температурой Дебая Θ_D простым соотношением $h\nu_D = k\Theta_D$. Это приводит к тому, что, как правило, более высоко расположенные уровни энергии активного центра непосредственно в решетку релаксируют медленнее, чем уровни, расположенные ниже.

Кроме безызлучательной релаксации энергии примесного центра в колебания решетки (w_{21}, w_{31}, w_{41}), в рассматриваемых выше случаях трех- и четырехуровневых схем существенную роль играет безызлучательная передача энергии от одного возбужденного уровня одного центра другому возбужденному уровню другого центра (w_{23}, w_{24}, w_{34}). Если дефицит энергии между уровнями мал по сравнению с kT, то передача энергии происходит эффективно в диполь-дипольном взаимодействии. При наличии заметного дефицита энергии, а именно этот случай сейчас интересен для нас, только бинарное межцентровое диполь-дипольное взаимодействие не может обеспечить эффективную передачу энергии. В процесс передачи вовлекаются фононы как третье "тело". Взаимодействие становится тринарным, и дефицит энергии в процессе многофононной релаксации уходит в колебания решетки, нагревая тем самым твердое тело как целое.

Степень фононности определяется отношением дефицита энергии к энергии принимающих участие в этом процессе фононов. Очевидно, что чем ближе непосредственно возбуждаемый уровень к верхнему лазерному уровню, тем меньше степень фононности и тем более эффективна передача энергии. При этом меньшая доля энергии возбуждения тратится на паразитный нагрев среды. Кроме того, меньшая степень фононности данного процесса объясняет, почему в рассмотренных выше случаях вероятность безызлучательной передачи энергии может быть самой большой из всех входящих в уравнения (18.1) и (18.14) вероятностей w_{ik}.

Итак, активная среда лазеров на твердом теле — это некая матрица, содержащая активные центры или совокупность центров разного вида как примесь-активатор. Легко сформулировать ряд очевидных требований к матрицам лазерных активных элементов. Прежде всего матрица должна легко активироваться, т. е. активная примесь должна легко и однородно входить в матрицу в регулируемых количествах, не нарушая при этом оптических и механических свойств матрицы. Кроме того, значения вероятностей безызлучательных релаксационных переходов для вводимых в матрицу примесных центров должны быть благоприятны для получения инверсии.

Матрица должна быть оптически однородной и прозрачной для генерируемого (усиливаемого) излучения и для излучения накачки. В мощных лазерах активная среда подвергается интенсивному лучевому воздействию. Заметная доля энергии этого воздействия превращается в тепло. Поэтому материал матрицы должен обладать высокой теплопровод-

ностью. Матрица должна быть термостойкой п термооптически стойкой, т. е. ее оптические параметры должны возможно более слабо изменяться при нагреве. Очевидным является требование механической, химической стойкости матрицы. Кроме того, матрица должна быть оптически и фотохимически стойкой по отношению к воздействию как можно более интенсивных световых потоков импульсного и непрерывного режимов в спектральных диапазонах излучения накачки и усиления. Матрица также должна быть технологичной в изготовлении и оптической обработке.

Активными примесями в кристаллах, используемых в квантовой электронике, являются те или иные ионы элементов переходных групп. Особенностью атомов этих групп является наличие внутренних частично заполненных электронных оболочек. В периодической системе элементов имеется пять переходных групп — группы железа, палладия, редкоземельных элементов, платины и актинидов.

Примесные ионы, будучи внедрены изоморфно в решетку кристаллической матрицы, подвергаются воздействию внутрикристаллического поля. Занимая место какого-то основного иона решетки, в идеальном кристалле все примесные ионы находятся в одинаковых условиях. В принципе, внутрикристаллическое поле одинаково для всех этих ионов, имеет одну силу, ориентацию, симметрию и одинаковым образом возмущает все уровни энергии всех ионов. Чем совершеннее кристалл, тем меньше разброс значений силы поля в местах внедрения ионов и тем меньшее уширение уровней вызывает влияние внутрикристаллического поля. Очевидно, что пространственная неоднородность поля приводит к неоднородному уширению линий соответствующих переходов для всего образца в целом. В стеклянных матрицах неоднородное уширение особенно велико.

18.2 Рубиновый лазер

Рубиновый лазер - первый лазер, реализованный в 1960 году Т. Мейманом [48]. Его активным веществом является рубин - твердый раствор $\alpha - Al_2O_3 : Cr_2O_3$. Лазерные кристаллы содержат около 0.05% ионов Cr^{3+} (бледно-розовый рубин). Синтез и рост кристаллов рубина осуществляется методом Вернейля - плавлением порошкообразной шихты $Al_2O_3 + Cr_2O_3$ в высокотемпературном пламени и последующей кристаллизацией на вращающейся затравке. Разработана технология выращивания больших образцов (диаметром 20-25 мм, длиной 250-300 мм), возможно изготовление плоских и сложных образцов большого размера.

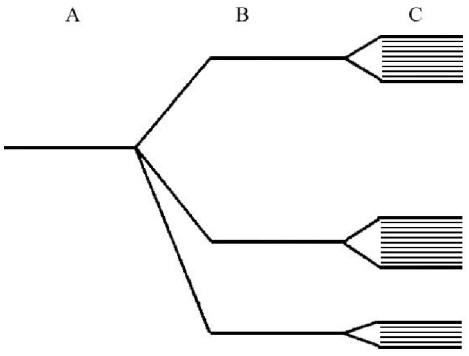


Рис. 18.3: Последовательное снятие вырождения для иона хрома: A - свободный ион, B - кубическое поле, C - кубическое и тригональное поля

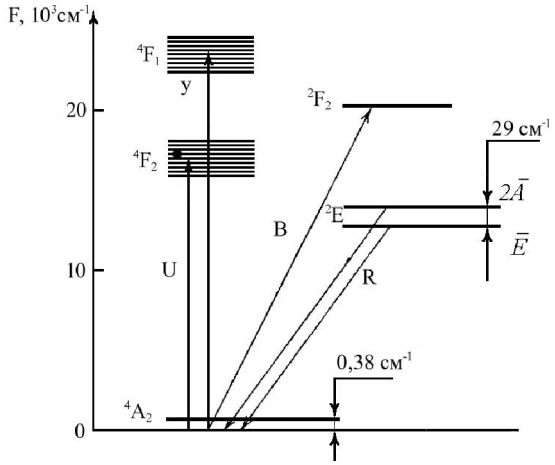


Рис. 18.4: Уровни энергии рубина

Корунд обладает прекрасными механическими, тепловыми, диэлектрическими и оптическими свойствами. Для него характерна высокая теплопроводность — при температурах 300—400 К только на порядок меньшая, чем у металлов, и близкая к металлической теплопроводность при гелиевых температурах. Кристалл обладает ромбоэдрической симметрией, ось третьего порядка совпадает с оптической осью кристалла (осью c). Для обыкновенной волны показатель преломлении равен 1,769, для необыкновенной — 1,760 (D-линия натрия).

В кристаллах рубина ионы хрома являются активными примесным центрами. В решетке Al_2O_3 ионы Cr^{3+} изоморфно замещают ионы Al^{3+} так, что они окружены шестью ионами O^{2-}, образующими октаэдр. Это ближайшее октаэдрическое окружение создает сильное электрическое поле, которое существенно влияет на уровень энергии иона Cr^{3+}. Более удаленные ионы Al^{3+} влияют слабее.

Внутрикристаллическое электрическое поле, в силу эффекта Штарка, приводит к снятию вырождения, сдвигу и расщеплению термов свободного иона.

Основное состояние $^4F_{3/2}$ иона Cr^{3+} соответствует 7-кратному орбитальному ($L = 3$) и 4-кратному спиновому вырождениям. Результирующая степень вырождения составляет 28 раз. Сильное кубическое поле расщепляет 28-кратно вырожденное состояние на два орбитальных триплета и один орбитальный синглет (рис. 18.3). Относительно слабая тригональная составляющая внутрикристаллического поля осуществляет дальнейшее снятие вырождения, расщепляя 12-кратно вырожденные

триплеты на 6 дублетов каждый. При этом орбитальный синглет расщепляется, давая дублет с расстоянием между компонентами 0.38 $см^{-1}$.

Из рис. 18.3 видно, что состояния, обусловленные тригональным расщеплением орбитальных триплетов расположены существенно выше синглета. Времена жизни дублетов малы (меньше 100 нс), поэтому все они перекрываются, образуя широкие полосы поглощения на длинах волн 410 и 550 нм.

Таковы уровни энергии основного состояния $^4F_{3/2}$ иона Cr^{3+} в кубическом (и тригональном) поле решетки корунда Al_2O_3. У свободного иона Cr^{3+} ближайшим к основному ^4F терму является терм ^2G ($S = 1/2$, $L = 4$). Его 18-кратное вырождение в поле кубической симметрии частично снимается. Уровень ^2G расщепляется на четыре подуровня. Один из них ложится несколько ниже зеленой полосы 550 нм основного состояния иона Cr^{3+}. Тригональное поле и спин-орбитальная связь расщепляет этот подуровень на 29 $см^{-1}$. Электродипольные переходы в основное состояние из этого дублета запрещены, но запрет частично снят нечистотой уровней, что приводит к метастабильности дублета.

В результате получается схема уровней иона Cr^{3+} в $\alpha - Al_2O_3$, приведенная на рис. 18.4 в наиболее широко применяемых в настоящее время обозначениях. Линии переходов, обозначенные в порядке возрастания волнового числа последовательностью латинских букв R, U, B, Y, составляют английское слово Ruby (рубин). Отметим, что B-, U- и Y-линии наблюдаются в поглощении, R-линия — это линия люминесценции. Расщепление R-линии на 29 $см^{-1}$ учитывается введением обозначений R_1 и R_2 для спектральных компонент этого люминесцентного дублета. При комнатной температуре длина волны R_1-линии составляет 694,3 нм, R_2-линии — 692,8 нм.

В системе уровней, представленной на рис. 18.4, рубиновый лазер работает по трехуровневой схеме, в которой уровнем 1 является основное состояние $^4A_2$, уровнем 2 — полосы $^4F_2$ и $^4F_1$, уровнем 3 — дублет ^2E. Время безызлучательной передачи энергии из полос $^4F_2$ и $^4F_1$ в дублет ^2E составляет 100 нс, между подуровнями дублета $\overline{E}$ и $2\overline{A}$ происходит быстрый (за 100 нс) релаксационный обмен энергией.

При импульсе накачки длиннее 100 нс между подуровнями уровня 3 успевает установиться тепловое равновесие. Поэтому обычно генерация наблюдается на линии B, т.к. соответствующий подуровень сильнее заселен и матричный элемент перехода $\overline{E} \rightarrow^4 A_2$ несколько больше. При комнатной температуре ширина линии усиления составляет около

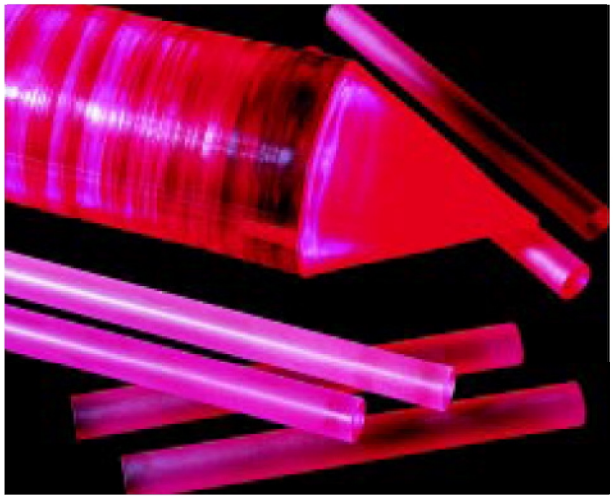


Рис. 18.5: Рубиновые лазерные стержни

11 см$^{-1}$. Изменение температуры кристалла, меняя параметры решетки, перестраивает частоту генерации. В диапазоне температур от +200 до —200 ^0C изменение длины волны генерации составляет $\Delta\lambda = 2$ нм.

В полосах накачки U и Y поглощение составляет 2—3 см$^{-1}$. Это означает, что диаметр рубиновых стержней или толщина рубиновых пластин при двустороннем освещении излучением накачки не должны превышать 2—2,5 см (см. рис. 18.5). В противном случае излучение накачки не сможет достаточно эффективно проникнуть внутрь объема рабочего кристалла, активная среда окажется сильно неоднородной в поперечном сечении, что приведет к ухудшению параметров лазерного излучения.

Спектральные полосы накачки представляют собой гладкие бесструктурные образования с шириной $\Delta\lambda \approx 100$ нм и центрами на длинах волн $\lambda = 410$ и $\lambda = 560$ нм. Пороговое значение объемной плотности энергии накачки в зеленой полосе составляет около 3 Дж/см^3.

При сильном превышении порога в длинных (порядка 1 мс) импульсах излучения удельная энергия генерации составляет 0,2—0,25 Дж/см^3. Коэффициент линейного усиления достигает в рубиновых лазерах значения 0,2—0,5 см$^{-1}$.

Накачка осуществляется излучением мощных импульсных ламп-вспышек. Наиболее экономичны ксеноновые лампы. Их КПД достигает 50%, эффективная температура в зеленой области составляет 6500 К, в фиолетовой — 10000 К. Очевидно большое значение правильно выбранной конструкции осветителя. Здесь целесообразно подчеркнуть, что наличие в схеме уровней рубина (см. рис. 18.4) широких полос поглощения U и Y позволяет применять для оптической накачки в трехуровневой схеме получения инверсии немонохроматическое излучение. По существу, в

рубиновом лазере происходит преобразование световой энергии высокотемпературного источника излучения сплошного спектра в монохроматическое излучение. Это обстоятельство имеет большое принципиальное значение.

В мощных рубиновых лазерах применяются круглые стержни диаметром 2—3 см длиной 20—30 см. В обычных условиях роста ось c кристалла составляет угол 90-60^0 с осью стержня. Излучение такого кристалла линейно поляризовано. Вектор поля $\vec{E}$ излучения перпендикулярен к плоскости, проходящей через ось c и ось стержня. Выращивание кристаллов нулевой ориентации, т. е. с осью c, параллельной оси кристалла, возможно, но технологически представляет существенно большие трудности. Излучение нулевых кристаллов неполяризовано.

Качество кристалла существенным образом определяет параметры лазера, расходимость его излучения, порог самовозбуждения, режим работы и т.д. Высокая теплопроводность рубина позволяет работать в режиме с высокой частотой повторения импульсов. Высококачественные кристаллы работают при комнатной температуре в непрерывном режиме (накачка излучением ртутных ламп).

Основным недостатком рубинового лазера является трехуровневый механизм его работы. Этот недостаток является принципиальным, обусловленным схемой уровней трехвалентного иона хрома.

18.3 Неодимовый лазер

Более перспективными оказались ионы редкоземельных элементов [49], незаполненная $4f$-оболочка которых расположена ближе к ядру, чем $3d$-оболочка элементов группы железа и $5f$-оболочка актинидов. Для редкоземельных ионов характерно наличие узких линий люминесценции на переходах между состояниями оболочки $4f$ [50]. Ионы группы редких земель обладают также интенсивными полосами поглощения на переходах $4f \rightarrow 5d$, удобными для накачки активных сред (см. рис. 18.6).

Наибольшее значение имеет ион Nd^{3+}. Трехвалентный ион неодима легко активирует многие матрицы. Из них самыми перспективными оказались кристаллы иттрий-аллюминиевого граната $Y_3Al_5O_{12}$ (ИАГ) и стекла. Накачка переводит ионы Nd^{3+} из основного состояния $^4I_{9/2}$ в несколько относительно узких полос, играющих роль верхнего уровня. Эти полосы образованы рядом перекрывающихся возбужденных состояний, их положения и ширина несколько меняются от матрицы к матрице. Из полос накачки осуществляется быстрая передача энергии возбужде-

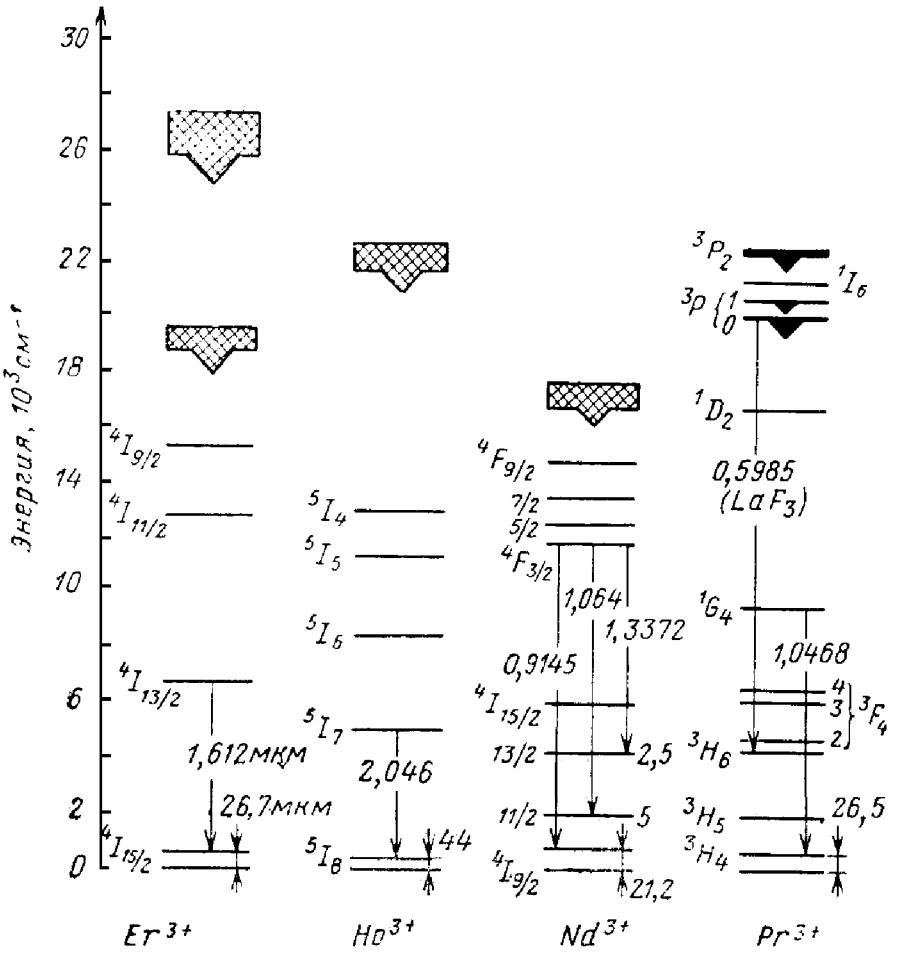


Рис. 18.6: Энергетические уровни трехвалентных редкоземельных ионов

ния на метастабильный уровень $^4F_{3/2}$ (рис. 18.6). Время жизни этого уровня составляет 0,2 мс в ИАГ и 0,7 мс в стекле. Наибольшей вероятностью обладает лазерный переход $^4F_{3/2} \rightarrow ^4 I_{11/2}$ ($\lambda = 1064$ нм). Энергетическая щель между состояниями $^4I_{11/2}$ и $^4I_{9/2}$, равная примерно 2000 см$^{-1}$, обеспечивает четырехуровневый характер генерации неодимового лазера.

Чем ближе к уровню $^4F_{3/2}$ расположены полосы поглощения, тем выше КПД генерации. Достоинством кристаллов ИАГ является наличие интенсивной красной линии поглощения (см. рис. 18.7).

Технология роста кристаллов основана на методе Чохральского [51], когда ИАГ и присадка плавятся в иридиевом тигле при температуре около 2000^0C с последующим выделением части расплава из тигля с помощью затравки. Температура затравки несколько ниже температуры расплава, и при вытягивании расплав постепенно кристаллизуется на поверхности затравки. Кристаллографическая ориентировка закристаллизовавшегося расплава воспроизводит ориентировку затравки.

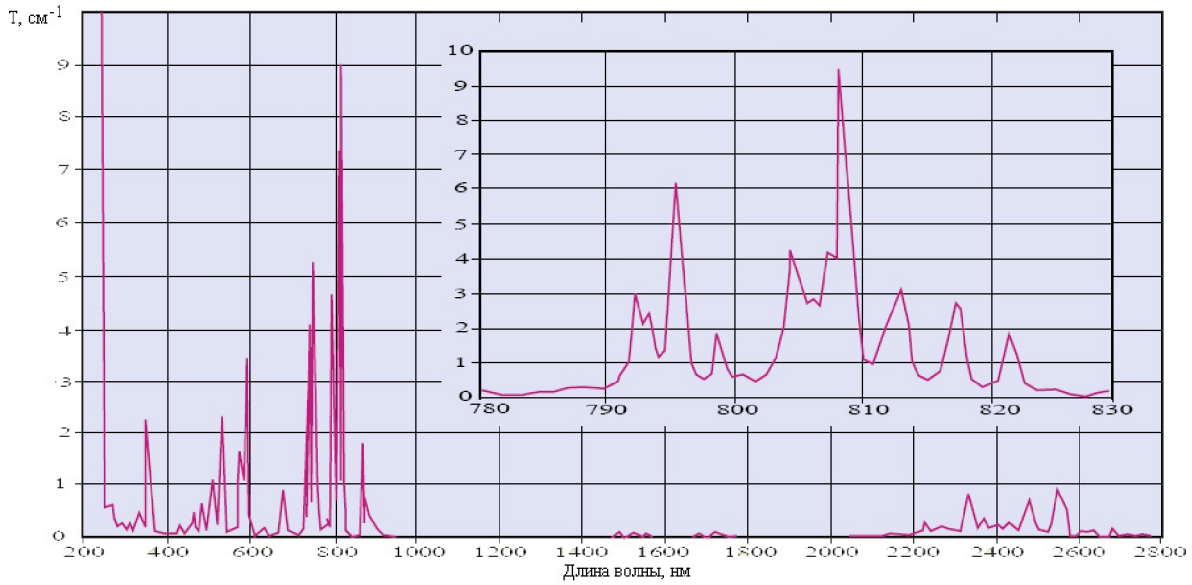


Рис. 18.7: Спектр поглощения Nd:YAG



Рис. 18.8: Ростовые установки

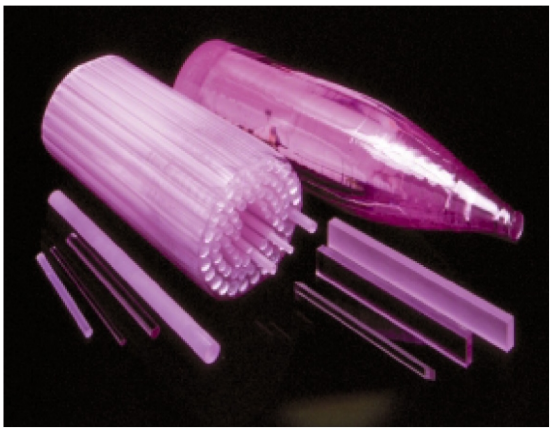


Рис. 18.9: Лазерные кристаллы Nd:YAG

Выращивание кристалла осуществляется в инертной среде (аргон или азот) при нормальном давлении с малой добавкой кислорода (1-2%). Как только кристалл достигает нужной длины его медленно остужают для предотвращения разрушения из-за термических напряжений. Процесс роста занимает от 4 до 6 недель, в зависимости от размеров кристалла, и происходит под компьютерным управлением. На рис. 18.8 представлены ростовые установки, а на рис. 18.9 образцы лазерных кристаллов. Ввиду того, что концентрация неодима возрастает по длине выращенного образца непосредственно для изготовления лазерных кристаллов используется только около 25% его длины.

В стеклах из-за неоднородности локальных электростатических полей ближайшего окружения линия люминесценции неодима 1,06 мкм неоднородно уширена ($\Delta\lambda \sim 30$ нм). В кристаллах ИАГ однородное уширение составляет примерно 0,7 нм.

Сильное неоднородное уширение приводит к тому, что неодимовое стекло имеет меньшее усиление, а соответствующие лазеры — более богатую модовую структуру, чем гранат, активированный неодимом. Вместе с тем стекло допускает большее (до 6%) введение активных центров. Кристаллы ИАГ активируются до концентрации 1,5% в стехиометрическом замещении иона на Y^{3+} на Nd^{3+}.

Обычно области применения неодимовых лазеров на гранате и стекле существенно различны. В силу большей теплопроводности и однородности гранатовые лазеры легко работают в непрерывном и в импульсно-периодическом режимах. Неодимовое стекло в силу больших объемов и более высокой концентрации активатора хорошо накапливает энергию. Поэтому именно стекло служит активной средой импульсных лазеров высокой энергии. В случаях, когда существенно высокое качество излучения, используется схема задающий генератор—усилитель мощности. В этой схеме задающим генератором является часто гранатовый лазер, а усилителем мощности (или оконечным каскадом усиления мощности) — лазер на неодимовом стекле.

Неодимовые лазеры работают в широком диапазоне режимов генерации, от непрерывного до существенно импульсного с длительностью, достигающей фемтосекунд. Последняя достигается методом синхронизации мод в широкой линии усиления, характерной для лазерных стекол.

При создании неодимовых, как, впрочем, и рубиновых, лазеров реализованы все характерные методы управления параметрами лазерного излучения, разработанные квантовой электроникой. В дополнение к так называемой свободной генерации, продолжающейся в течение практи-



Рис. 18.10: Внешний вид лазерного комплекса Nova

чески всего времени существования импульса накачки, широкое распространение получили режимы включаемой (модулированной) добротности и синхронизации (самосинхронизации) мод.

В режиме свободной генерации длительность импульсов излучения составляет 0,1—10 мс, энергия излучения в схемах усиления мощности достигает многих килоджоулей. Характерная длительность импульсов включаемой добротности составляет около 10 пс при использовании для модуляции добротности электрооптических устройств. Дальнейшее укорочение импульсов генерации достигается применением просветляющихся фильтров как для модуляции добротности (0,1—10 пс), так и для синхронизации мод (1—10 пс).

На рис. 18.10 представлен один из самых мощных лазерных комплексов Nova [52], предназначенный для экспериментов по управляемому лазерному термоядерному синтезу (рис. 18.11). Лазерный комплекс Nova построен по принципу задающий генератор-усилитель и имеет выходную энергию 10 кДж при длительности 2 пс. В настоящее время идет разработка комплекса, который будет обладать выходной энергией 100 кДж.

Исключительно важное значение имеет лучевая стойкость активного вещества лазера. Без создания достаточно стойких прозрачных материалов, выдерживающих большие потоки лазерного излучения без разрушения и нарушения оптической однородности, невозможно создание

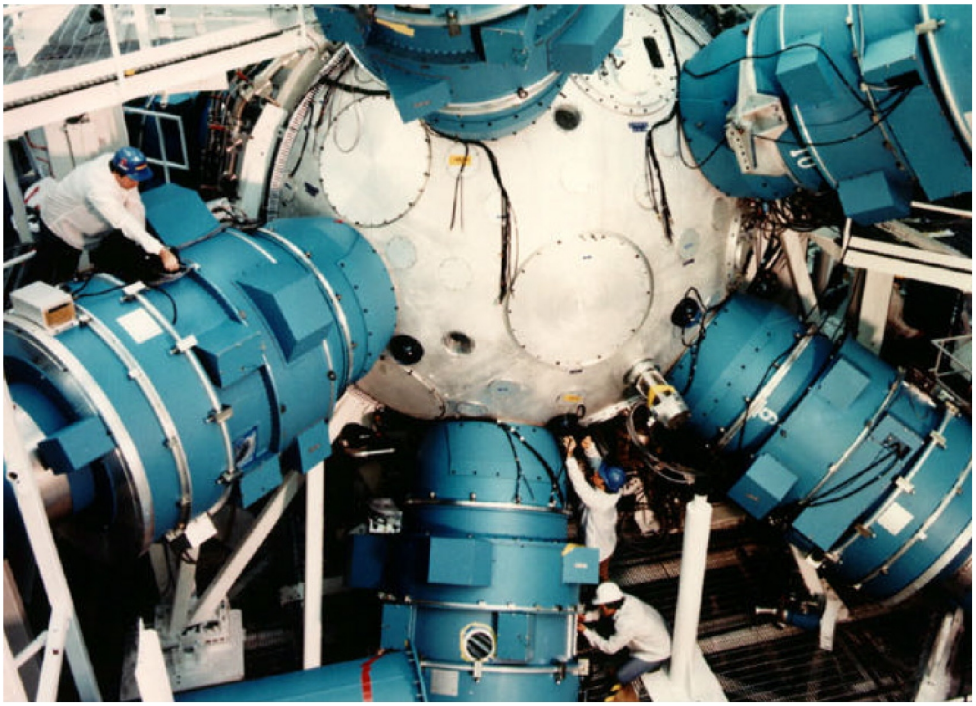


Рис. 18.11: Камера лазерного термоядерного синтеза комплекса Nova

надежно работающих лазеров большой мощности. В отличие от газовых лазеров, где слабым местом в смысле оптического разрушения обычно являются окна газовых кювет и зеркала, для твердотельных лазеров существенной является лучевая стойкость материала активной среды. К настоящему времени наибольшей лучевой стойкостью обладают неодимовые стекла, не содержащие металлических включений (платина, железо и тому подобные примеси технологического происхождения). В режиме свободной генерации (длительность импульса излучения 0,1—1 мс) порог разрушения составляет $10^3..10^4$ Дж/см^2. Для импульсов модулированной добротности (1—10 нс) для лучших из стекол пороговое значение плотности энергии излучения, разрушающей торцы активных элементов, составляет несколько сотен джоулей на квадратный сантиметр. Это справедливо, однако, при малом пятне облучения (фокусировка практически в точку). При большом поперечном сечении (около 1 см^2) облучаемой области порог разрушения снижается на порядок и более, главным образом в силу вероятности попасть под излучение такому дефекту материала, который легко инициирует лавинно нарастающее разрушение. Для импульсов длительностью, меньшей 1 нс, пороги разрушения составляют единицы джоулей на квадратный сантиметр.

Физические процессы, лежащие в основе механизмов разрушения твердых тел и стекол лазерным излучением, весьма разнообразны. Отметим здесь только роль эффекта так называемой самофокусировки, заклю-



Рис. 18.12: Лазерные кристаллы Nd : YLF



Рис. 18.13: Лазерные кристаллы Nd : $KGd(WO_4)_2$



Рис. 18.14: Лазерные кристаллы Nd : YVO_4

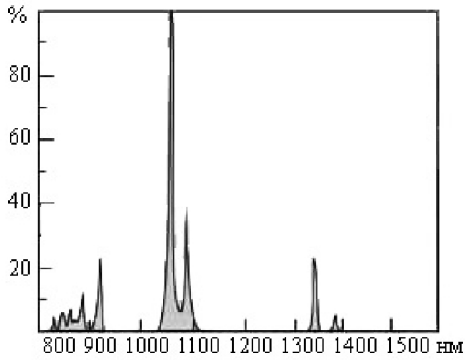


Рис. 18.15: Спектр люминесценции $Nd : YVO_4$

чающегося в том, что интенсивное лазерное поле так меняет показатель преломления прозрачного материала, что в нем образуется некая эффективная линза, увеличивающая плотность поля в среде. Последнее в свою очередь вызывает увеличение фокусировки излучения, его дальнейшую концентрацию и в конце концов разрушение материала.

Склонность оптических материалов к самофокусировке характеризуется нелинейным показателем преломления материала n_2:

$$n = n_0 + n_2 E^2$$

Наряду с кристаллами ИАГ в настоящее время стали активно использовать и другие материалы [53, 54, 55]: $Nd : YLF$ (рис. 18.12), $Nd : YVO_4$ (рис. 18.14), $Nd : KGd(WO_4)_2$ (рис. 18.13). Использование данных кристаллических матриц, активированных неодимом, позволяет смещать максимум полосы поглощения, что важно при использовании резонансной накачки, так и линию люминесценции. Например, использование калий-гадолиний вольфрамата($Nd : KGd(WO_4)_2$), активированного неодимом, обеспечивает генерацию на длине волны 1067

нм с выходной мощностью, втрое превышающей мощность излучения $Nd:YAG$ лазера при сравнимой мощности накачки. Кроме этого, данный материал может быть использован как эффективный рамановский конвертор с генерацией на длинах волн 1,18 и 1,54 мкм, которые используются в системах оптоволоконной связи. Ширина люминесценции $Nd:KGd(WO_4)_2$ составляет 24 см$^{-1}$ (2,74 нс), что в 6 раз больше, чем в кристаллах $Nd:YAG$ и вдвое шире, чем в $Nd:YLF$, обеспечивая тем самым лучшие условия для режима синхронизации мод и генерации субпикосекундных и фемтосекундных импульсов. Максимум полосы поглощения составляет 811 нм при ширине 12 нм, что позволяет использовать полупроводниковую накачку без специальной термостабилизации диодов накачки. Вместе с тем теплопроводность данного материала значительно ниже, чем в $Nd:YAG$, что ограничивает его применение для генерации излучения большой средней мощности или требует систем эффективного охлаждения.

Ванадат иттрия, активированный неодимом ($Nd:YVO_4$) до концентраций 3%, имеет широкую полосу поглащения в области 807 нм, для которой разработаны мощные полупроводниковые лазеры, и тем самым является удобным материалом для создания твердотельных лазеров с полупроводниковой накачкой. За счет большего сечения люминесценции по сравнению с $Nd:YAG$ (в 4 раза на длине волны 1064 нм и в 18 раз на длине волны 1340 нм) лазеры на $Nd:YVO_4$ обеспечивают на порядок большие выходные мощности при полупроводниковой накачке. Принципиально (см. рис. 18.15) генерация возможна на длинах волн 914 нм (переход $^4F_{3/2} \rightarrow ^4I_{9/2}$), 1064 нм (переход $^4F_{3/2} \rightarrow ^4I_{11/2}$) и 1342 нм (переход $^4F_{3/2} \rightarrow ^4I_{13/2}$).

18.4 Ламповая накачка

Особенностью газоразрядных ламп является широкий спектр излучения, недостаточно хорошо согласующийся со спектром поглощения неодима. Тем не менее благодаря очень высокой интенсивности излучения накачки, которую можно получить от ламп, они позволяют создать системы накачки с высокой энергетической емкостью. Поэтому практически пока только газоразрядные лампы используются при создании мощных лазеров на неодимовом стекле.

Газоразрядная лампа конструктивно представляет собой сравнительно простой прибор, состоящий из кварцевого баллона с двумя электродами. Баллон наполнен инертным газом до давления 13—65 кПа. Приме-

нение плавленого кварца в качестве материала, из которого изготовляют баллон, обусловлено его высокой прочностью и более широкой спектральной областью прозрачности (155—4500 нм) по сравнению с другими марками стекла. Рабочим газом служит ксенон, имеющий максимальную светоотдачу в области накачки неодима, хотя для других активных веществ могут применяться иные газы, например криптон.

Следует заметить, что на практике повышение эффективности лампы при использовании других инертных газов или их смесей с ксеноном является незначительным (около 10—15%) и сопровождается, как правило, ухудшением других важных параметров, таких, как долговечность, стабильность разряда, возможность управления режимом работы. Снижение долговечности объясняется повышением термических и динамических нагрузок на баллон лампы из-за уменьшения атомной массы газа. Заметное повышение эффективности наблюдается только при малых плотностях мощности разряда, и поэтому возможность использования криптона вместо ксенона или их смеси имеет смысл рассматривать только при создании маломощных лазеров на неодимовых кристаллах, например гранате. В зависимости от применяемой системы накачки лампы могут быть трубчатыми (рис. 18.16а), прямоугольными (рис. 18.16б), коаксиальными (рис. 18.16в), U-образными (рис. 18.16г), зигзагообразными (рис. 18.16д). На рис. 18.16 1 - электрод, 2 - кварцевый баллон лампы. Иногда применяются спиральные лампы. Наибольшее распространение в силу простой технологии их изготовления и высокой прочности получили трубчатые лампы (рис. 18.17).

Свечение в лампе возникает в результате создания в ней сильноточного разряда. Обычно в качестве источника питания импульсной лампы используют конденсаторную батарею емкостью C, заряженную до напряжения U_0.

Разряд в лампе инициируется внешним высоковольтным импульсом, создающим предварительную ионизацию газа. Способ инициирования существенно влияет на равномерность свечения плазменного столба, долговечность лампы и стабильность разряда, поскольку эти характеристики лампы зависят от интенсивности ударных волн, возникающих при формировании канала разряда. В свою очередь, интенсивность последних зависит от степени однородности предварительной ионизации газа. Предварительная ионизация наиболее равномерна по объему лампы при работе с "дежурной дугой". В результате в этом случае долговечность лампы в импульсном частотном режиме оказывается в несколько раз выше, а свечение более равномерно, чем при использовании внешнего

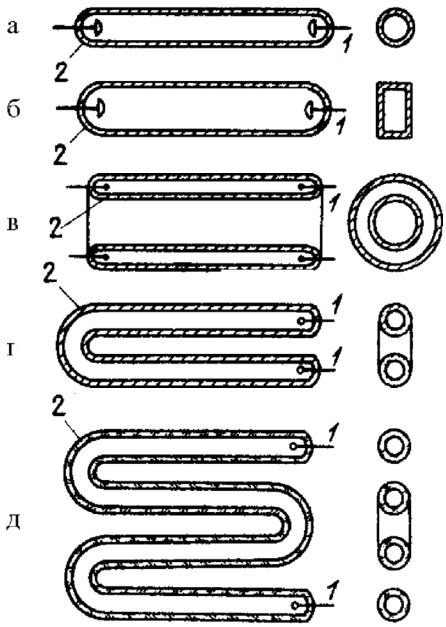


Рис. 18.16: Конструкции лампы накачки



Рис. 18.17: Трубчатые лампы накачки

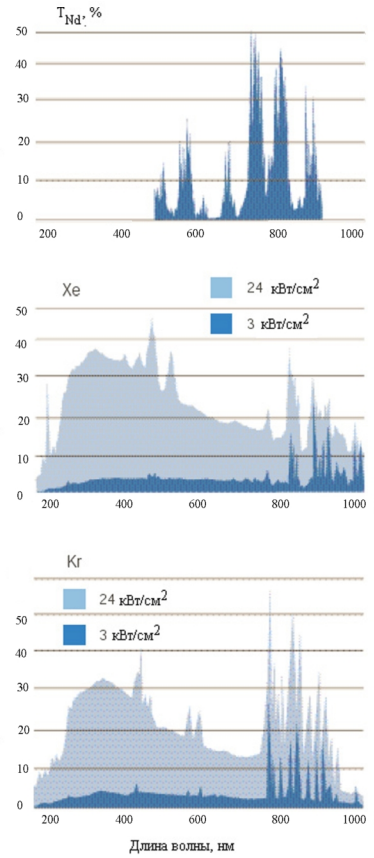


Рис. 18.18: Спектры излучения

поджига, правда, достоинством последнего является его простота.

Плазма в лампах близка к термически равновесной. Температура ее почти постоянна по сечению лампы и лишь в тонком пристеночном слое спадает до температуры стекла баллона. В режимах, используемых для накачки сред, активированных неодимом, она лежит в пределах 8000 — 12000 K.

Плазма в лампах характеризуется высокой степенью ионизации. Концентрация электронов в ней равна $10^{17}...10^{18}$ см$^{-3}$ и составляет 10—25% от концентрации нейтральных частиц.

При малой объемной плотности мощности, выделяющейся в разряде, спектр излучения лампы представляет собой наложение сплошного фона и линий излучения нейтрального газа (см. рис. 18.18). С увеличением плотности мощности повышаются плотность разрядного тока и поглощательная способность плазмы, а по излучательной способности она приближается к абсолютному черному телу. Важен выбор материала баллона лампы, который должен обладать 100% пропусканием

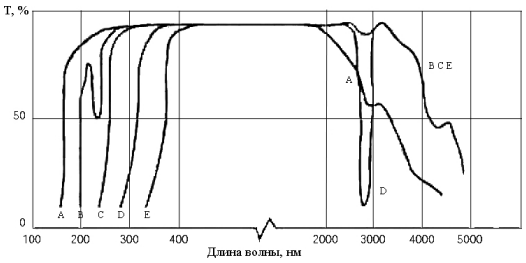


Рис. 18.19: Спектры пропускания баллонов ламп накачки

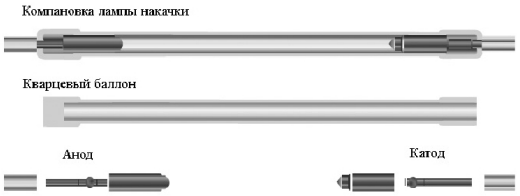


Рис. 18.20: Компоновка лампы накачки

в области полос поглощения используемого лазерного кристалла и минимальным пропусканием вне полос поглощения, выполняя тем самым роль спектрального фильтра. В качестве материалов баллона применяют (см. рис. 18.19): синтетический плавленый кварц SFQ (A), бесцветный плавленый кварц CFQ (B), кварц, активированный титаном - TDQ (C), боросиликат (D), кварц, активированный церием - CDQ(E). Как видно из рис. 18.19, кварцы TDQ и CDQ обрезают спектр излучения в области УФ, снижая тем самым лучевую нагрузку на лазерные кристаллы. Однако использование кварца, активированного церием, предпочтительно, т.к. он не только поглощает УФ излучение газоразрядной плазмы, но и переизлучает поглощенное излучение в видимом диапазоне спектра, повышая тем самым КПД использования лампы накачки.

Для мощных лазеров энерговыделение в области лампы значительное и требуется ее охлаждение. В качестве охладителя, как правило, используют деминерализованную воду.

Для быстрой оценки КПД системы накачки достаточно знать полный КПД лампы (η_l) и КПД в области возбуждения неодима (η_{Nd}). КПД лампы в области возбуждения неодима мало меняется с энергией накопителя. Причина связана с тем, что спектральная область поглощения неодима включает две полосы: видимую и инфракрасную (см. рис. 18.7) С ростом энергии, введенной в плазму, роль первой растет, а второй несколько падает. В результате значение η_{Nd} остается почти постоянным. Конструкция лампы представлена на рис. 18.20.

Эффективность накачки также существенным образом зависит от геометрии осветителя, которая должна обеспечивать прежде всего однородность подвода световой энергии лампы к лазерному стержню по всей его боковой поверхности. Наиболее часто используют эллиптический осветитель, помещая лампу накачки и лазерный кристалл в центры эллипса (см. рис. 18.21а). Для увеличения мощности накачки в отдельных случаях используют четырехлепестковые эллиптические осветители (см.

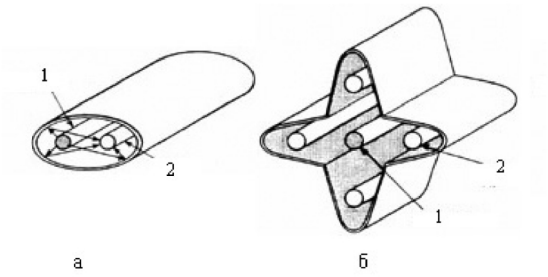


Рис. 18.21: Конструкция осветителей: 1 - лазерный стержень, 2 - лампа накачки

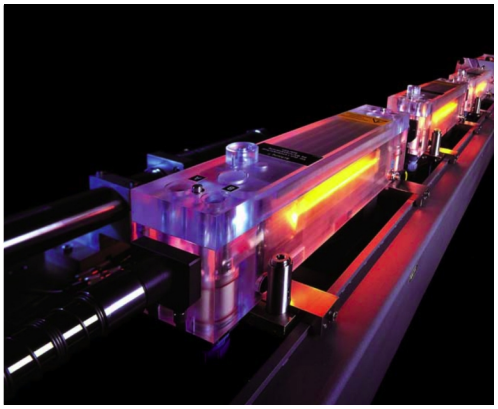


Рис. 18.22: Технологическая лазерная установка HL 1003D

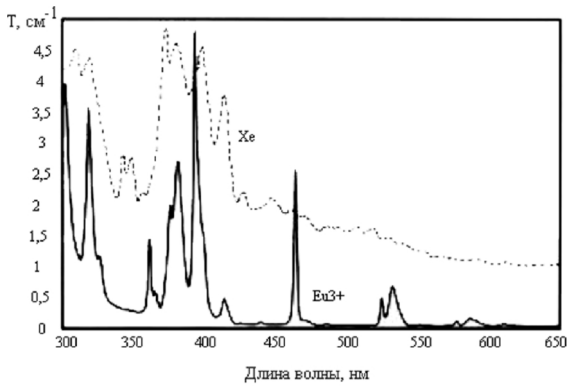


Рис. 18.23: Спектр излучения Xe и спектр поглощения Eu^{3+}

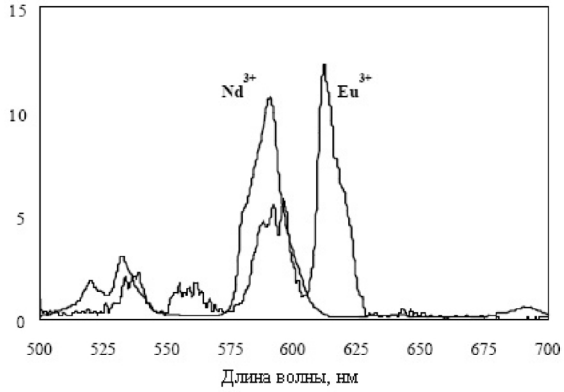


Рис. 18.24: Спектр поглощения Nd^{3+} и спектр люминесценции Eu^{3+}

рис. 18.21б). Именно такая конструкция используется в технологической лазерной установке HL 1003D фирмы "Трумпф" (рис. 18.22) средней мощностью 1 кВт.

Твердотельным лазерам с ламповой накачкой присущ органический недостаток - низкий КПД, обычно не превосходящий 3%, что объясняется плохим перекрытием спектра излучения даже лучших ламп с узкими линиями поглощения рабочих частиц лазера. Для устранения этого недостатка естественным было использовать эффект сенсибилизации люминесценции, т.е. переноса энергии от частиц одного сорта к частицам другого сорта.

Одно из технических решений, основанных на эффекте сенсибилизации люминесценции, заключается в использовании специального баллона, окружающего стержень лазерного кристалла и выполненного из фосфатного стекла, активированного церием, европием и самарием [56]. Церий, как и в случае кварцевого баллона CDQ, выполняет роль филь-

тра, переизлучающего УФ часть спектра излучения в видимом диапазоне. А выбор фосфатного стекла объясняется не только его хорошими термомеханическими и химическими свойствами, но и относительной простотой активации указанными ионами. При этом ионы Sm^{3+} играют роль "гасителя" вынужденного спонтанного излучения, а Eu^{3+} предпочтительно поглощает в области 300-500 нм, не входящей в полосу поглощения Nd^{3+}, и переизлучает в области поглощения неодима, поднимая тем самым эффективность системы накачки с использованием ксеноновых ламп. Церий обладает широкими полосами поглощения в области жесткого УФ и переизлучает энергию в области поглощения европия, т.е. фактически конвертирует область жесткого УФ спектра в полосы поглощения Eu^{3+}. В свою очередь спектр поглощения Eu^{3+} имеет максимум поглощения в области 300...400 нм (рис. 18.23), которые совпадают с максимумами излучения ксенона. В тоже время европий имеет сильную полосу люминесценции в области максимума поглощения неодима (рис. 18.24). Присадки Sm^{3+} просветляют фосфатное стекло на длине волны генерации неодима (1064 нм), предотвращая тем самым "паразитное" снятие инверсии за счет переотражения бокового спонтанного излучения неодима на стеклянной оболочке. Такой подход позволяет поднять эффективность системы накачки, а следовательно, и КПД лазера на 30...35% по сравнению с использованием ламп накачки с кварцевым баллоном.

Основы явления сенсибилизации люминесценции заложены в классических работах М.Д. Галанина. Было показано, что вероятность переноса энергии пропорциональна интегралу перекрытия спектров излучения доноров со спектрами поглощения акцепторов. Однако в случае лазерных кристаллов обычно используются рабочие частицы, обладающие большим числом узких линий, определение интеграла перекрытия по которым крайне проблематично. Экспериментально удалось определить вид распада донорной подсистемы, а по ней уже восстановить временную эволюцию населенности верхнего лазерного уровня. Результатом данных исследований было создание новых лазерных кристаллов (и разработка технология их выращивания), в которых данное условие хорошо выполнялось при одновременном сохранении оптических качеств кристалла, активированного несколькими различными сортами ионов [57]. Это позволило увеличить населенность верхнего лазерного уровня ионов неодима в несколько раз за счет эффективного переноса энергии, поглощенной в широких спектральных полосах ионов хрома. Так, например, на основе кристаллов иттрий-скандиевого граната с хромом и неодимом были со-

зданы импульсно-периодические лазеры, обеспечивающие технический КПД = 11% в режиме свободной генерации и 9% в режиме модуляции добротности.

Были предложены и реализованы более сложные схемы. Например, в системе хром-тулий-гольмий приходу кванту энергии на верхний лазерный уровень гольмия предшествует семь актов безызлучательных переносов энергии излучения. Соответствующим подбором концентраций хрома, тулия и гольмия в матрице иттрий-скандиевого граната был создан лазер двухмикронного диапазона, обеспечивающий КПД до 50% при селективном возбуждении в полосу поглощения ионов хрома.

18.5 Лазеры с диодной накачкой

Несмотря на высокие выходные характеристики и относительную простоту лазеров с ламповой накачкой, тем не менее их использование ограничено температурным перегревом лазерных кристаллов, что в свою очередь приводит к значительному ухудшению оптических свойств генерируемого излучения, необходимости использования громоздких систем охлаждения.

Идеальным с точки зрения оптической накачки было бы использовать узкополосные источники излучения, попадающие в область максимума поглащения используемого лазерного кристалла. Для неодимового лазера это область 804...812 нм, в зависимости от марки используемой кристаллической матрицы.

Долгое время развитие таких лазеров сдерживалось отсутствием мощных узкополосных или лазерных источников данного диапазона спектра и только с развитием полупроводниковых лазерах на гетероструктурах удалось создать эффективные резонансные системы накачки [59, 60].

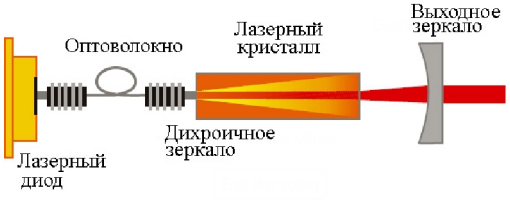


Рис. 18.25: Твердотельный лазер с торцевой диодной накачкой

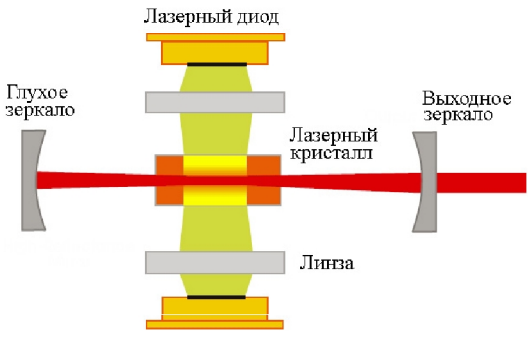


Рис. 18.26: Твердотельный лазер с поперечной диодной накачкой

Различают два вида диодной накачки: продольную (рис. 18.25) и поперечную (рис. 18.26). В случае поперечной накачки используются матрицы полупроводниковых лазеров, облучающих боковую грань лазерного кристалла. В общем случае излучение диодной матрицы некогерентно и фактически лазерный кристалл служит синхронизатором фазы. Преобразование энергии излучения диодной матрицы в энергию, накапливаемую на верхнем лазерном уровне, при согласовании спектра излучения полупроводниковых лазеров и спектра поглощения активной среды достигает 80%.

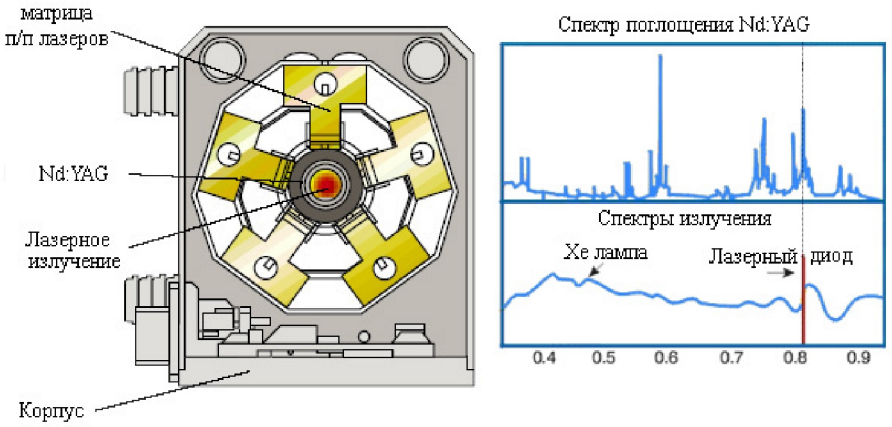


Рис. 18.27: Схема лазера с полупроводниковой накачкой

Принципиальная схема Nd-лазера с поперечной диодной накачкой представлена на рис. 18.27. Учитывая относительно узкую полосу поглощения $Nd:YAG$ в области пика поглощения, необходимо термостабилизировать полупроводниковые лазеры накачки для предотвращения флуктуации их длины волны генерации и, как следствие, изменения КПД накачки. Эффективность преобразования световой энергии в таких системах превышает 60%, что наряду с низковольным питанием полупроводниковых лазеров и обеспечивает компактность лазерных систем, либо позволяет поднять эффективность и мощность лазера при сохранении его конструктивных габаритов. Например, переход к полупроводниковым системам накачки позволил фирме "Трумпф" поднять мощность своих непрерывных технологических установок вплоть до 4 кВт, сохранив их конструктивные особенности (см. рис. 18.28), но существенно упростив конструкцию лазерного модуля установки (рис. 18.29).

Переход к $Nd:YLF$ и $Nd:YVO_4$ кристаллам, характеризующимся значительно большей шириной спектра поглощения в максимуме, позволяют в ряде случаев полностью отказаться от систем охлаждения.



Рис. 18.28: Технологический Nd-лазер с полупроводниковой накачкой



Рис. 18.29: Лазерный модуль системы HLD-4506

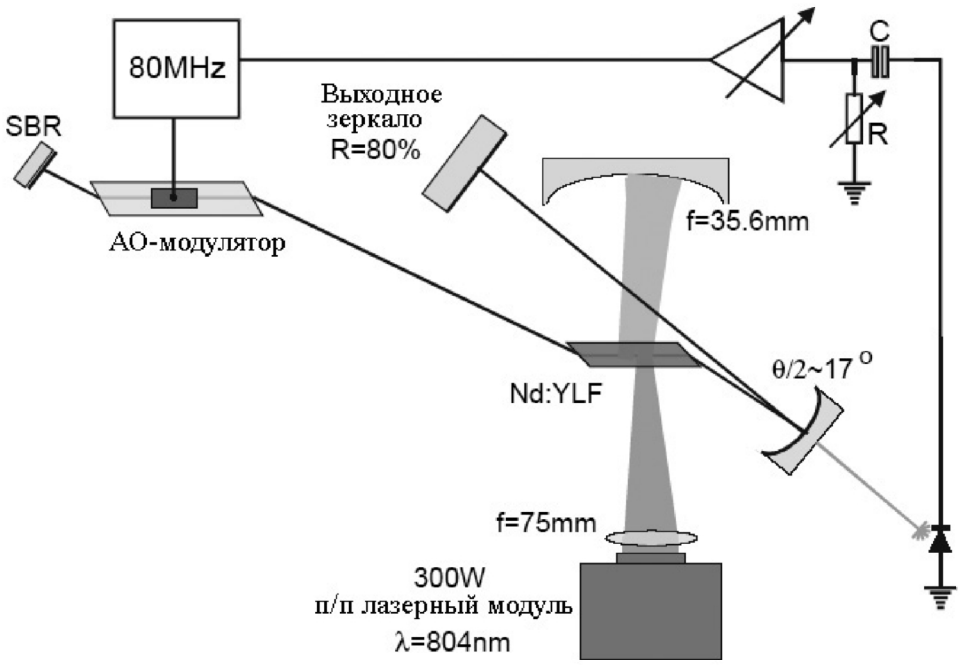


Рис. 18.30: $Nd:YLF$ лазер с АО-модуляцией добротности

Наиболее интересны применения систем с полупроводниковой накачкой для создания импульсно-периодических твердотельных лазеров с модуляцией добротности [56]. На рис. 18.30 представлена схема $Nd{:}YLF$ лазера, генерирующего импульсы излучения длительностью 24 пс в режиме пассивной акусто-оптической модуляции добротности. Средняя мощность излучения 60 Вт. В качестве источника накачки используется модуль полупроводниковых лазеров мощностью 300 Вт, собранный на базе 8 InGaAs/GaAsP лазеров с длиной волны излучения 804 нм, работающие в квазинепрерывном режиме (импульсы 200 мкс с частотой 100 кГц). Глубина проникновения излучения полупроводниковых лазеров в кристалл 2 мм, а однородная засветка достигалась за счет использования параболического зеркала с фокусным расстоянием 35,6 мм. Оптическая эффективность накачки составляла 80%. Пассивная модуляция добротности осуществлялась с помощью внутрирезонаторного АО-блока, открытие которого модулировалось пичковой структурой импульса излучения.

В случае продольной накачки (рис. 18.25) кристалл возбуждается в торец одним или несколькими лазерными диодами. Технология продольной диодной накачки требует большого селективного поглощения на длине волны диодного лазера. Для этих целей предложены и разработаны кристаллы, требования к которым существенно отличаются от требований к кристаллам, возбуждаемыми лампами. Одним из таких кристаллов является гадолиниевый ванадат $GdVO_4$, который имеет существенно большие коэффициенты поглощения (см. рис. 18.31) в области излучения мощных лазерных диодов $GaAs$ нежели в кристаллах иттрий-алюминиевого граната. Такое большое поглощение позволяет использовать кристаллы $GdVO_4$ толщиной порядка 1 мм и менее. Это существенно упростило конструкцию подобных лазеров и уже в первых экспериментах был достигнут КПД около 60%.

Технология диодной накачки существенно расширила спектральную область эффективной генерации. Так, только для ионов неодима она расширилась от 450 нм до 1,5 мкм. Существенно упростило конструкцию лазеров появление мощных диодов с волоконным выводом излучения. За счет использования внутрирезонаторного удвоения частоты была получена генерация в зеленой области спектра [57] с КПД до 25% (см. рис.18.32).

Использование резонансной диодной накачки позволило реализовать генерацию на слабых переходах неодима: на переходе $^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$ (длина волны 1444 нм) достигнут КПД 19%, а на переходе $^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{9/2}$ (дли-

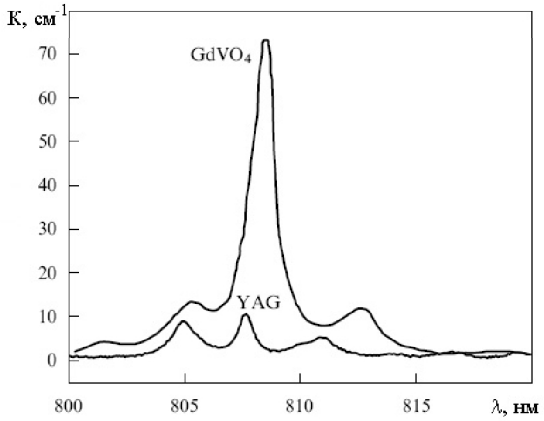


Рис. 18.31: Спектр поглощения Nd^{3+} в кристаллах ИАГ и $GdVO_4$ в области излучения полупроводниковых лазеров на основе арсенида галлия

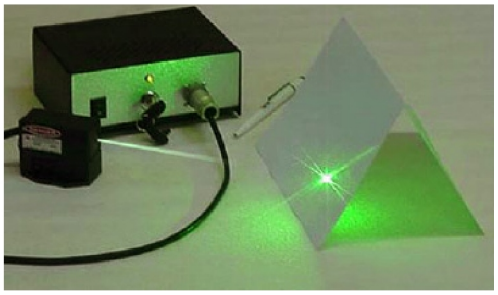


Рис. 18.32: Твердотельный лазер с внутрирезонаторным удвоением частоты

на волны 912 нм) - 48%. Внутрирезонаторное удвоение частоты привело к созданию твердотельных лазеров, работающих в голубой части спектра (456 нм) с КПД = 18%.

18.6 Волоконные лазеры

Создание стеклянных световодов с низкими оптическими потерями (меньше 1 Дб/км), световодов, легированных редкоземельными элементами, разработка высокоярких лазерных диодов явилось основой для создания волоконных лазеров [61, 62, 63, 64]. Принципиальное преимущество волоконных световодов как лазерной среды по сравнению с объемными активными средами заключается в низких оптических потерях, большой длине взаимодействия и малом диаметре световедущей серцевины (обычно 4 - 20 мкм), что обеспечивает высокую эффективность накачки излучением лазерных диодов. Большое отношение площади поверхности волоконного световода к его объему радикально решает проблему теплоотвода, позволяя создавать волоконные лазеры с выходной мощностью на уровне 1 кВт и воздушным охлаждением. Исключительно важным для многих применений является высокое качество выходного пучка волоконных лазеров. Использование внутриволоконных брэгговских решеток показателя преломления в качестве распределенных отражателей обеспечивает компактность и высокую стабильность волоконных лазеров. Указанные обстоятельства привели к созданию разнообразных волоконных лазеров, включая мощные непрерывные лазеры, пико- и фемтосекундные лазеры, одночастотные лазеры, ВКР лазеры.

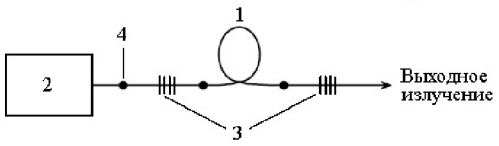


Рис. 18.33: Принципиальная схема волоконного лазера

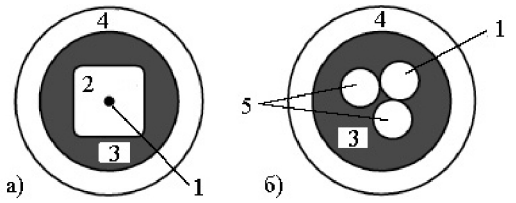


Рис. 18.34: Сечения волоконных световодов: двухоболочечный (а) и с пассивными световодами (б)

Принципиальная схема волоконного лазера приведена на рис. 18.33. В качестве активного волоконного световода (1) используется световоды на основе кварцевого стекла с добавками редкоземельных элементов, таких, как Nd, Yb, Er, Ho, Tm. Накачка осуществляется лазерным диодом (2), а резонатор образован брэгговскими решетками 3. Точки сварки световодов показаны на рис. 18.33 точками (4). Для создания мощных лазеров наибольшее распространение получили волоконные световоды, легированные ионами иттербия, обеспечивающие наибольшую эффективность генерации на длине волны 1,1 мкм. Большой интерес проявляется к лазерам, генерирующим в области 1,5 - 2,0 мкм, которое безопасно для глаз и используется в системах оптической связи. В этом случае используются волоконные световоды с добавками Er/Yb (1,5 - 1,6 мкм), Ho и Tm (2,0 мкм).

Источниками накачки волоконных лазеров служат как индивидуальные лазерные диоды, так и системы лазерных диодов (матрицы, линейки) с волоконным выводом излучения. Выходной волоконный световод таких модулей имеет серцевину диаметром $\sim$200 мкм и числовую апертуру около 0,2. Учитывая, что серцевина активного световода имеет диаметр 5-20 мкм и числовую апертуру порядка 0,1, для эффективного ввода излучения накачки требуется разработка специальной конструкции световода.

На рис. 18.34а показана структура световода с двойной оболочкой. Серцевина 1, содержащая редкоземельный элемент, окружена первой оболочкой (3) из чисто кварцевого стекла диаметром в несколько микрометров, а вторая оболочка (3) обычно выполняется из полимерного материала с показателем преломления более низким, чем у кварцевого стекла. Оболочка 4 выполняет роль защитной оболочки. Первая оболочка является многомодовым световодом, который эффективно возбуждается излучением полупроводникового лазера 2. По мере распространения излучения накачки по многомодовому световоду оно многократно пере-

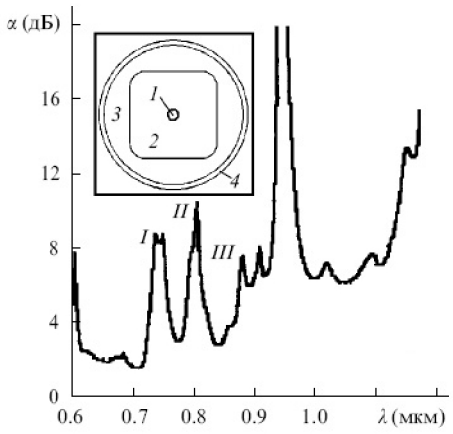


Рис. 18.35: Спектр поглощения в первой оболочке световода неодимового волоконного лазера

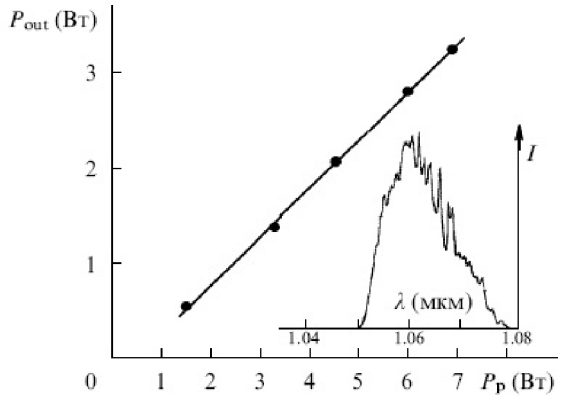


Рис. 18.36: Спектр генерации и зависимость выходной мощности неодимового волоконного лазера от мощности излучения накачки

секает одномодовую серцевину 1, содержащую ионы редкоземельного элемента, и поглощается в ней, проводя эффективную накачку редкоземельных ионов. Такая конструкция световода дает хорошие результаты для создания волоконных лазеров средней мощности (до 100 Вт).

На рис. 18.35 представлен спектр поглощения первой оболочки волоконного неодимового лазера, накачиваемого полупроводниковым $GaAs$ лазером с длиной волны излучения $\lambda = 0.81$ мкм. Серцевина диаметром 5 мкм выполнена из плавленого SiO_2 с примесью Nd_2O_3 (массовая концентрация 0,5%) и примесями Al_2O_3 и GeO_2 (массовая концентрация 2%). Первая оболочка выполнена из SiO_2 с показателем преломления $n = 1,46$, а вторая оболочка из полимера с $n = 1,40$. Пики $I-III$ соответствуют пикам поглощения Nd^{3+}, содержащегося в сердцевине. Для обеспечения эффективной генерации потери излучения на рабочей длине волны (1,06 мкм) в сердцевине должны быть малы. Потери кварцевого волокна, легированного ионами неодима, меньше 10 Дб/км, однако при этом наблюдается кластеризация Nd^{3+}, что ведет к тушению люминесценции. Введение Al_2O_3 способствует устранению кластеризации, но приводит к значительным (до 200 Дб/км) неселективным потерям в области 1,1 мкм, обусловленных рассеянием на возникающих в сердцевине оптических неоднородностях. Эти потери могут быть существенно снижены введением GeO_2 в матрицу сердцевины.

Первая оболочка имеет в сечении квадрат со стороной 290 мкм. Форма первой оболочки выбирается из условия обеспечения как эффективного ввода излучения лазерного диода в многомодовый световод, который она образует, так и максимальной эффективности последующего ввода в

сердцевину, т.е. условия обеспечения максимума инверсии населенности. Часто применяются прямоугольные формы первой оболочки с соотношением сторон 1:3, которая обеспечивает максимальную концентрацию введенного излучение в области сердцевины. Однако использование первой оболочки квадратного сечения имеет преимущества в возможности лучшего согласования с источником излучения накачки (лазерным диодом) с аксиально-симметричной излучающей площадкой. Кроме того, это существенно упрощает технологию изготовления волоконного лазера, т.к. позволяет сваривать лазерные волокна со стандартными круглыми волоконными световодами, а также вытягивать из одной и той же заготовки волокна с большей площадью сечения первой оболочки, что при прочих равных условиях позволяет вводить в нее большие мощности накачки.

Зависимость выходной мощности волоконного лазера P_{out} от мощности излучения накачки P_p, введенной в первую оболочку, носит линейный характер (см. рис. 18.36), а эффективность лазера достигает 50% при длине световода 30 м. Предельный КПД η_{max} может быть оценен в виде

$$\eta_{max} = \eta_d \eta_1 \eta_l \eta\Delta, \tag{18.20}$$

где η_d - эффективность ввода излучения лазерного диода в первую оболочку, $\eta_1 = 0,8$ - эффективность ввода излучения из первой оболочки в сердцевину, $\eta_l = 0,9$ - определяет использование излучения лазера накачки, часть которого, непоглощенная сердцевиной, выходит из первой оболочки, $\eta\Delta = \lambda_d/\lambda = 0,75$ - квантовый КПД, определяемый различием энергии квантов излучения волоконного лазера и лазерного диода накачки. Произведение последних трех сомножителей дает 54%, что близко к экспериментально зарегистрированной эффективности генерации (50%). В качестве накачки в представленном примере использовалась матрица полупроводниковых лазеров с выводом излучения в волокно 1,2 мм, которое фокусировалось на торец волоконного световода. Эффективность ввода излучения составила 50%, что в соответствии с (18.20) дает оценку КПД в 25%.

Для более мощных волоконных лазеров предложена конструкция, представленная на рис. 18.34б, где излучение накачки распространяется по дискретным оптическим световодам 5, находящимся в оптическом контакте с активным световодом 1. При этом все световоды окружены единой отражающей оболочкой (3) из полимерного материала. В такой структуре осуществляется распределенная накачка активного световода

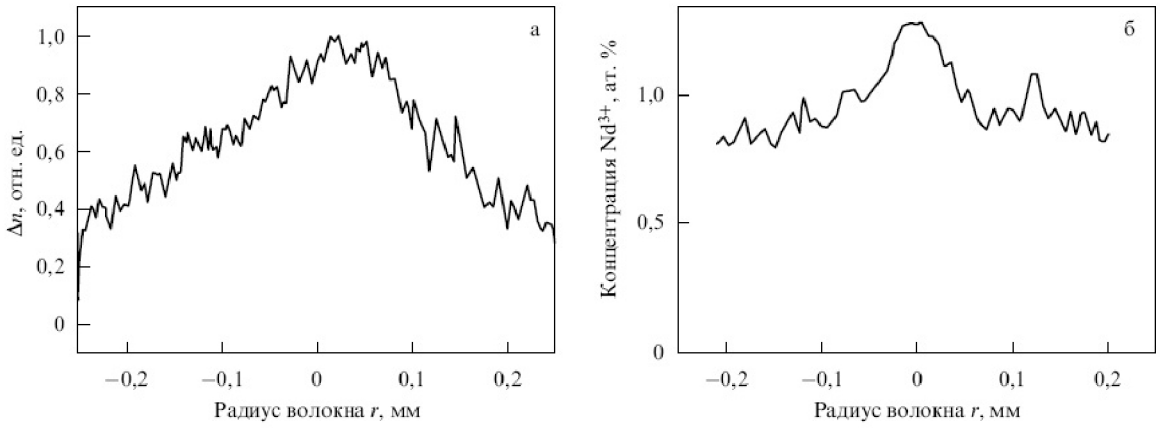


Рис. 18.37: радиальный профиль показателя преломления (а) и концентрации Nd^{3+} в кристаллическом волокне

через его боковую поверхность, при этом число пассивных световодов может быть два и более. Кроме того, излучение накачки может вводиться через оба торца пассивных световодов, поэтому число точек ввода равно удвоенному числу пассивных световодов. Это позволяет использовать несколько модулей накачки. КПД таких лазеров достигает 65% при мощности излучения 800 Вт. Принципиальна такая конструкция световода с единичным активным световодом может обеспечить генерацию излучения вплоть до мощностей 10 кВт.

Весьма перспективными являются неодимовые волоконные лазеры, генерирующие в области 0,9 мкм (переход $^4F_{3/2} \rightarrow ^4 I_{9/2}$), что связано с возможностью получения мощного излучения в голубой области спектра за счет генерации второй гармоники. Основная проблема создания подобного лазера - подавление генерации на длине волны 1,06 мкм, соответствующей более сильному переходу иона неодима $^4F_{3/2} \rightarrow ^4 I_{11/2}$.

Новым типом волоконных лазеров являются лазеры с поперечным градиентом показателя преломления. Технологическая установка для выращивания таких кристаллических волокон представляет собой систему, в которой заготовка нагревается излучением CO_2-лазера, сфокусированного с помощью плоского дифракционного фокусатора в кольцо малого диаметра (порядка 1,5 мм), что обеспечивает строго симметричный кольцевой нагрев заготовки. Из центра этого кольца и осуществляется вытягивание волокна. Подбирая состав заготовки и технологические условия, в кристаллическом волокне на основе иттрий-алюминиевого граната с неодимом удается получить значительный радиальный градиент как показателя преломления (рис. 18.37а), так и концентрации ионов неодима (рис. 18.37б). В результате в таком волокне удается обес-

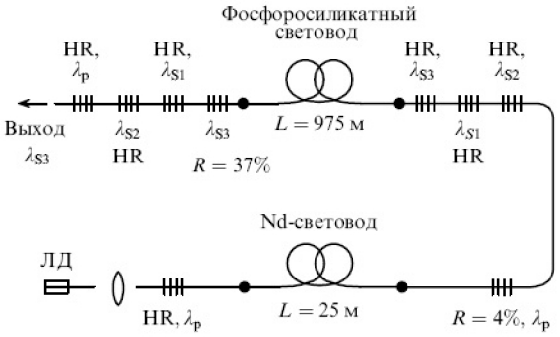


Рис. 18.38: Схема ВКР лазера на фосфоросиликатном световоде

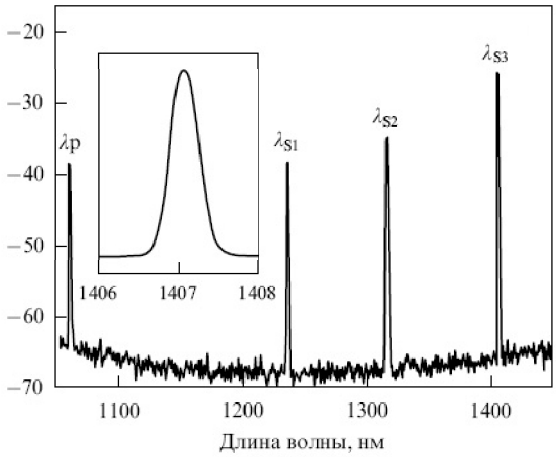


Рис. 18.39: Спектр излучения ВКР лазера

печить волноводное распространение излучения накачки при его вводе непосредственно в торец световода. Очевидное достоинство волоконных лазеров с поперечным градиентом состоит в том, что диодная накачка осуществляется в полную апертуру волокна (до 500 мкм), а генерация лишь в центральной его части (30...40 мкм). Такая активная среда является аналогом лазера на основе кварцевого волновода с двойной оболочкой. Однако в последнем для реализации эффективной генерации требуется активная среда длиной 30-100 м, что обусловлено малой концентрацией активных частиц и, как следствие, малым поглощением возбуждающего излучения. В волоконных кристаллических лазерах с поперечным градиентом за счет большой концентрации редкоземельных элементов генерация возбуждается уже при длине волокна порядка 1 см. В лазерах на кристаллических волокнах достигнут КПД генерации 25% при существенном повышении яркости и качества излучения.

Использование различных материалов позволяет получать стоксов частотный сдвиг до 1000 $см^{-1}$. Особенно перспективно ВКР преобразование для получения лазерного излучения в ИК области спектра, где редкоземельные твердотельные лазеры обладают низкой эффективностью [63, 64]. Хотя сечение комбинационного рассеяния в стеклах на 2-3 порядка ниже, чем в кристаллах, большая длина взаимодействия, малый диаметр сердцевины и низкие оптические потери стеклянных волоконных световодов приводят к эффективному ВКР преобразованию излучения накачки в стоксово излучение.

Эффективность конвертора частоты, в роли которого фактически выступает волоконный ВКР лазер, является одним из важнейших его параметров. Она зависит от большого числа параметров, характеризующих

как сам световод, выполняющий роль активной ВКР среды, так и другие элементы лазера, включая источник накачки. Для оптической связи необходимо реализовывать сдвиги частот в 1300-3000 $см^{-1}$. Применение в качестве активной ВКР среды германосиликатных световодов, хорошо освоенных промышленностью, ограничивает стоксов сдвиг частоты значением ~ 400 $см^{-1}$, что приводит к необходимости использования многих каскадов преобразования (от 4 до 6), однако эффективность преобразования падает с увеличением числа каскадов. Были проведены исследования по поиску стеклянных световодов с большим стоксовым сдвигом. Оказалось, что фосфоросиликатный световод имеет две полосы комбинационного рассеяния со стоксовыми сдвигами 490 $см^{-1}$ и 1330 $см^{-1}$. Использование стоксового сдвига 1330 $см^{-1}$ позволило резко уменьшить число используемых каскадов и создать эффективные ВКР лазеры, генерирующие излучение практически на любой длине волны в диапазоне 1,1 - 1,65 мкм.

На рис. 18.38 представлена схема трехкаскадного ВКР лазера, в котором для генерации излучения с $\lambda = 1407$ нм используется фосфоросиликатный световод длиной 975 м и волоконный Nd лазера в качестве источника накачки. Излучение накачки с длиной волны $\lambda_p = 1,06$ мкм эффективно преобразуется в стоксово излучение со сдвигом 1330 $см^{-1}$ ($\lambda_{S1} = 1236$ нм) в резонаторе, образованном брэгговскими решетками со 100%-м отражением на длине волны $\lambda_{S1} = 1236$ нм. Это излучение служит накачкой для генерации стоксового излучения со сдвигом 490 $см^{-1}$ ($\lambda_{S2} = 1316$ нм) в резонаторе, образованном брэгговскими решетками со 100%-м отражением на длине волны $\lambda_{S2} = 1316$ нм. После достижения пороговой мощности это излучение служит накачкой для генерации стоксового излучения со сдвигом 490 $см^{-1}$ ($\lambda_{S3} = 1407$ нм) в резонаторе для длины волны $\lambda_{S3} = 1407$ нм, выходная брэгговская решетка которого имела коэффициент отражения 37%. Спектр излучения показан на рис. 18.39, а выходная мощность составила 1 Вт.

Продвижение в более длинноволновую область (2-3 мкм) при использовании световодов на основе кварцевого стекла невозможно из-за быстрого роста фундаментальных оптических потерь в этой области. Для генерации излучения в данном спектральном диапазоне используются волоконные световоды на основе германатного (GeO_2) стекла, которое имеет минимум спектральных потерь на длине волны 2 мкм, а сечение комбинационного рассеяния на порядок выше, чем в кварцевых стеклах. На основе этих световодов разработаны трех- и четырехкаскадные ВКР лазеры, которые генерируют излучение в области 2-2.2 мкм. Схема этих

лазеров аналогична приведенной на рис. 18.38, только лазером накачки служит волоконный Er/Yb лазер с длиной волны излучения 161 нм, а вместо фосфоросиликатного световода используется германатный световод. Генерация получена на длинах волн 2027 нм и 2200 нм.

Глава 19

Жидкостные лазеры

Сопоставление свойств твердотельных и газовых лазеров естественно привело к попыткам создания жидкостных лазеров, которые могли бы сочетать высокую концентрацию активных частиц, свойственную твердотельным лазерам, с возможностью принудительного охлаждения активного вещества путем прокачки.

Первые жидкостные лазеры были созданы на основе растворов редкоземельных хелатов. В них действительно удалось достичь желаемого объединения высокой плотности активных частиц и удобного теплоотвода. Однако сразу же выявились два препятствия, стоящие на пути увеличения мощности генерации. Главное из них — чрезвычайно большой коэффициент поглощения растворов, ограничивающий глубину эффективной накачки, а значит, и сечение активного элемента. Вторым по значению является недостаточная фотохимическая стойкость, приводящая к малому сроку службы активной жидкости.

Более эффективными оказались растворы некоторых органических красителей, однако и им свойственны те же ограничения. Поэтому развитие лазеров на красителях пошло не столько по пути увеличения их мощности, сколько в направлении использования их уникальной способности к генерации когерентного излучения, перестраиваемого в широкой полосе частот, определяемой спектрально-люминесцентными свойствами красителей, набор которых позволяет перекрыть широкий диапазон от ультрафиолетовой до ближней инфракрасной части спектра [65, 66].

Наиболее перспективными средами лазеров на неорганических жидкостях являются растворы солей редкоземельных элементов [67]. Их преимущества основаны на том, что люминесценция ионов редкоземельных элементов осуществляется за счет переходов во внутренних электронных оболочках, экранированных от возмущающего воздействия соседних частиц.

19.1 Лазеры на красителях

Отличительной особенностью лазеров на красителях является возможность работы в широком диапазоне длин волн от ближнего ИК до ближнего УФ, плавная перестройка длины волны генерации в диапазоне шириной в несколько десятков нанометров с монохроматичностью, достигающей 1—1,5 МГц. Лазеры на красителях работают в непрерывном, импульсном и импульсно-периодическом режимах. Энергия импульсов излучения достигает сотен джоулей, мощность непрерывной генерации — десятков ватт, частота повторения — сотен герц, КПД — десятков процентов (при лазерной накачке). В импульсном режиме длительность генерации определяется длительностью импульсов накачки. В режиме синхронизации мод достигается пикосекундный и субпикосекундный диапазоны длительностей.

Приведенные данные относятся к различным лазерам, отличающимся друг от друга конструкцией резонатора, источником накачки, рабочим веществом и т. д. Но для всех характерна возможность плавной перестройки длины волны излучения, что в сочетании с любым другим набором лазерных параметров делает эти генераторы монохроматического излучения уникальными.

19.1.1 Свойства органических красителей

Свойства лазеров на красителях определяются свойствами их рабочего вещества — органических красителей. Красителями принято называть сложные органические соединения с разветвленной системой сопряженных химических связей, обладающие интенсивными полосами поглощения в видимой или ближней УФ областях спектра. Окрашенные органические соединения содержат насыщенные хромофорные группы типа $-NO_2$, $-N=N-$, $=CO$, ответственные за окраску. Наличие так называемых ауксохромных групп типа $-NH_3$, $-OH$ придает соединению красящие свойства.

К органическим соединениям относятся углеводороды и их производные. Они подразделяются на насыщенные и ненасыщенные соединения. Последние характеризуются тем, что содержат по крайней мере одну двойную или тройную связь. Эти кратные связи влияют не только на химическую реакционную способность, но и на спектральные свойства. Органические соединения без двойных ила тройных связей обычно поглощают свет в области длин воли, меньших 160 нм, что соответствует энер-

гии 180 ккал/моль. Эта энергия выше энергии диссоциации большинства химических связей, поэтому высока и вероятность фотохимического разложения. Следовательно, такие соединения не перспективны для использования в качестве активных лазерных сред. В ненасыщенных соединениях связи образуются σ-электронами. Их волновые функции имеют вращательную симметрию относительно направления связи, т.е. относительно прямой, соединяющей ядра взаимодействующих атомов. В образовании двойных (и тройных) связей кроме σ—электронов участвуют π-электроны. π-Электроны характеризуются волновыми функциями, имеющими узлы вблизи ядер и вращательную симметрию относительно прямой, проходящей через ядра и перпендикулярной плоскости орбит трех σ-электронов углерода или гетероатома. σ-Связь образуется при перекрытии орбит π-электронов, которое максимально, когда оси симметрии орбит параллельны. В таком положении энергия связи наибольшая, энергия молекулы минимальная, при этом образуется плоскостная конфигурация молекулярного скелета с высокой жесткостью.

Если две двойные связи разделены простой связью, то они называются сопряженными. Соединения с сопряженными двойными связями поглощают свет в области длин волн выше 200 нм. Все красители в собственном смысле этого слова, т.е. соединения, имеющие сильное поглощение в видимой части спектра, обладают несколькими сопряженными двойными связями. Но в какой бы части спектра ни находилась длинноволновая полоса поглощения соединений, содержащих сопряженные двойные связи, — в ближней инфракрасной, видимой или ближней ультрафиолетовой, — основной механизм, ответственный за поглощение света, остается одинаковым. Поэтому термин краситель можно понимать как вещество, содержащее сопряженные двойные связи.

Крайне важны для лазерных применений термическая и фотохимическая устойчивость красителей. Однако в связи с почти бесконечным разнообразием химической структуры красителей эти свойства варьируют столь широко, что практически нельзя сформулировать обоснованные общие закономерности. Термическая устойчивость тесно связана с длинноволновой границей поглощения. Краситель, поглощающий свет в ближней инфракрасной области спектра, характеризуется низко расположенным возбужденным синглетным состоянием и еще более низким метастабильным триплетным состоянием. Молекула в триплетном состоянии имеет два неспаренных электрона и поэтому, говоря на химическом языке, носит бирадикальный характер. В силу этого большинство молекул красителя, достигших этого состояния высокой реакционной способ-

ности при термическом возбуждении, будет реагировать с молекулами растворителя, растворенным кислородом, примесями или другими молекулами красителя и давать продукты распада. Это распад псевдопервого порядка с постоянной реакции $k_1 = A_a \exp(-E_A/RT))$, где A_a — постоянная Аррениуса, которая для реакций такого типа обычно имеет порядок 10^{10}-10^{14} $с^{-1}$, E_A — энергия активации, R — газовая постоянная, T — абсолютная температура. Время полураспада такого красителя в растворе $\tau_{1/2} = \ln 2/k_1$. Если принять за минимальное практически необходимое время полураспада 1 сутки, из приведенных выше соотношений получаем энергию активации 24 ккал/моль, что соответствует длине волны 1,2 мкм. Если $A_a = 10^{10}$ $с^{-1}$ то длина волны сдвигается до 1,7 мкм, а при $A_a = 10^{14}$ $с^{-1}$ — до 1,1 мкм. Если принять за минимальное практически необходимое время полураспада красителя 1 год (и положить $A_a = 10^{12}$ $с^{-1}$), получаем длину волны 1,0 мкм.

Очевидно, что трудно находить прочные красители, имеющие максимум длинноволновой полосы поглощения в инфракрасной области длиннее 1,0 мкм, и мало надежды синтезировать устойчивый в растворе при комнатной температуре краситель, поглощающий свет за пределами 1,7 мкм. Поэтому спектральная граница действия лазеров на красителях при комнатной температуре в инфракрасной области ненамного превышает 1,0 мкм.

Упоминавшаяся ранее коротковолновая граница действия лазеров на красителях задается поглощением красителей, содержащих только две сопряженные двойные связи и имеющих длинноволновую полосу поглощения на длине волны 220 нм. Поскольку люминесценция а следовательно, и лазерное излучение всегда сдвинуты в красную область спектра, трудно ожидать, чтобы длина волны излучения лазера на красителе была меньше 250 нм. Даже если попытаться использовать соединения только с одной двойной связью типа этилена, поглощающего при 170 нм, можно надеяться получить генерацию в лучшем случае до 200 нм. Однако в этой области длин волн фотохимический распад уже эффективно конкурирует с излучательной дезактивацией молекулы, поскольку энергия поглощенного кванта выше, чем энергия любой связи в молекуле.

Красители подразделяются на ионные и электронейтральные соединения. Этот фактор во многом определяет точку плавления, давление паров и растворимость в различных растворителях. Электронейтральные красители обычно характеризуются низкими температурами плавления, относительно высоким давлением паров и хорошей растворимостью в неполярных растворителях, таких, как бензол, циклогексан, хло-

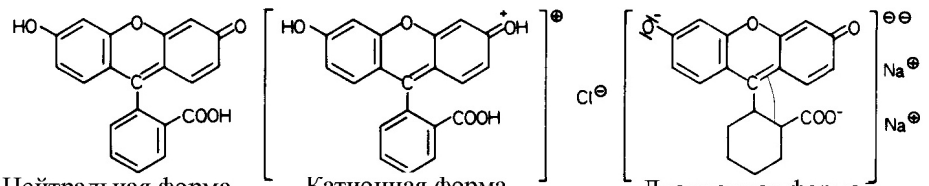


Рис. 19.1: Форма красителя

роформ и т.д. Катионные красители включают большой класс цианиновых красителей. Эти соединения являются солями, состоящими из катиона и аниона. Они характеризуются высокими температурами плавления, очень низким давлением паров, хорошей растворимостью в более полярных растворителях, таких, как спирты, и слабой растворимостью в менее полярных растворителях. Аналогичными свойствами обладают анионные красители. Многие красители могут существовать в катионной или анионной форме, в зависимости от pH раствора, например флуоресцеин (см. рис. 19.1).

Красители можно использовать в качестве лазерных сред в твердой, жидкой и газообразной фазах. Поскольку большинство красителей образует хорошие монокристаллы, может показаться привлекательным использование их в кристаллической форме. Существуют два главных препятствия для такого использования. Это экстремально высокие значения коэффициентов экстинкции красителей, которые не дают возможности свету накачки распространиться дальше поверхностного слоя толщиной несколько микрон, и концентрационное тушение люминесценции, которое обычно возникает, когда расстояние между молекулами меньше, чем $\sim$ 10 нм. Добавляя в подходящий основной кристалл небольшую фракцию (1/1000 или меньше) красителя, можно обойти эти трудности. С другой стороны, можно использовать различные виды твердых растворов. Например, можно растворять красители в жидкой мономерной пластической массе и затем полимеризовать ее. Можно растворять их в неорганическом (например, борном) или органическом (например, сахарном) стекле или в некоторых полужестких материалах, таких, как желатин или поливиниловый спирт.

Существенно, что красители могут поглощать и испускать излучение в ближних УФ и ИК, равно как и в видимой, областях спектра. Из известных сейчас многих тысяч красителей только относительно немногие люминесцируют в растворе. Около двухсот-трехсот из них способны генерировать лазерное излучение. Их спектрально-люминесцентные

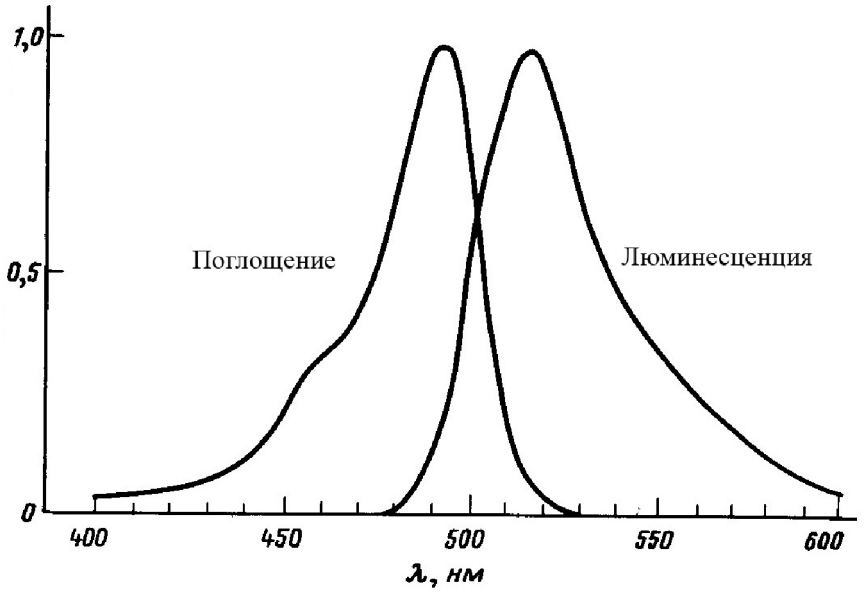


Рис. 19.2: Спектр поглощения и флюоресценции типичной молекулы красителя

свойства определяются структурой красителя и его взаимодействием с растворителем. Хотя длины волн, ширина, структура и интенсивность спектров различны для различных красителей или даже для одного и того же красителя в различных растворителях, можно указать ряд общих свойств, наличие которых делает лазерные красители в значительной мере подобными друг другу.

Во-первых, ширина полос поглощения и излучения составляет около 1000 $см^{-1}$. В области спектра, более коротковолновой по отношению к основному поглощению, могут находиться одна или несколько дополнительных полос поглощения. Во-вторых, максимум люминесценции находится в более длинноволновой области спектра, чем главный максимум поглощения (стоксов сдвиг люминесценции). Стоксов сдвиг и ширина спектров люминесценции и поглощения могут быть таковы, что коротковолновый край спектра люминесценции перекрывает длинноволновый край спектра поглощения (рис. 19.2). В-третьих, спектр люминесценции обычно зеркален спектру поглощения, а время люминесценции по порядку величины составляет обычно 1 нс. Далее, возможны и, как правило, наблюдаются наведенные спектры поглощения из возбужденных состояний (возбужденно-возбужденные переходы) и новые полосы поглощения фотохимического происхождения.

В отличие от атомных и ионных спектров ширина полосы поглощения в спектрах органических красителей велика. Обычно она составляет несколько десятков нанометров. Это можно понять, если учесть, что типичная молекула красителя состоит из 50 или более атомов, так что

число нормальных колебаний молекулярного скелета достигает ~ 150. Частоты этих колебаний и их обертонов создают континуум в области от нескольких $см^{-1}$ до 3000 $см^{-1}$. Многие из этих колебаний тесно связаны с электронными переходами, приводящими к изменению электронной плотности около связей, образующих сопряженную цепь. После электронного возбуждения происходит изменение электронной плотности и длина связи изменяется. Кроме того, возмущение при соударении или электростатическое возмущение, вызванное окружающими молекулами растворителя, расширяют отдельные линии колебательных серий. Дальнейшее усложнение проявляется в том, что на каждый колебательный подуровень каждого электронного состояния, включая основное, накладывается много возбужденных вращательных подуровней. Они очень расширены благодаря частым соударениям с молекулами растворителя, тормозящим вращательное движение. Таким образом, существует квазиконтинуум состояний, налагающихся на каждый электронный уровень. Населенность этих уровней для молекул, окруженных термализованными молекулами растворителя, определяется распределением Больцмана.

Вслед за электронным переходом, приводящим к неравновесному состоянию, в жидких растворах при комнатной температуре очень быстро устанавливается термическое равновесие. Это происходит вследствие того, что большая молекула красителя испытывает за 1 с по крайней мере 10^{12} соударений с молекулами растворителя, так что равновесие достигается за время порядка 1 пс. Таким образом, поглощение практически непрерывно по всей полосе поглощения. То же справедливо для люминесценции, соответствующей переходу из электронного возбужденного состояния молекулы в основное состояние. Полоса люминесценции смещена в сторону больших длин воли и представляет собой зеркальное отражение полосы поглощения относительно частоты электронного перехода (см. рис. 19.2). Это связано с тем, что излучательные переходы начинаются с основного колебательного состояния первого возбужденного электронного состояния и заканчиваются на возбужденных колебательных подуровнях основного электронного состояния.

Дальнейшее усложнение спектров красителей происходит вследствие влияния температуры, концентрации и кислотно-основного равновесия с растворителем. Если температура раствора красителя повышается, то, согласно распределению Больцмана, заселяются более высокие колебательные уровни основного состояния и совершается больше переходов с этих уровней на более высокие подуровни первого возбужденного синглетного состояния. Поэтому полоса поглощения расширяется, а супер-

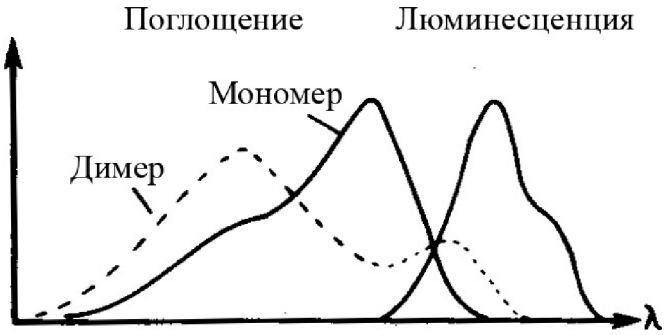


Рис. 19.3: Спектры мономера и димера

позиция многих уровней приводит к размыванию тонкой колебательной структуры полосы.

Зависимость спектра красителей от концентрации наиболее отчетливо проявляется в растворах, в которых растворитель состоит из небольших очень полярных молекул, особенно в воде. Дисперсионные силы, действующие между большими молекулами красителя, стремятся сблизить молекулы красителя, плоскости которых параллельны друг другу. При таком расположении энергия взаимодействия обычно наиболее высока. Если молекулы заряжены, этому противодействуют кулоновские силы отталкивания. В растворах с высокой диэлектрической постоянной отталкивание уменьшается и равновесие между мономерами и димерами сдвигается в сторону димеров. Константа равновесия процесса димеризации (мономер + мономер $\rightleftharpoons$ димер) определяется величиной $K = [\text{димер}]/[\text{мономер}]^2$. Обычно процесс полимеризации прекращается на этой стадии. Однако в некоторых случаях обратимая полимеризация продолжает развиваться и степень полимеризации достигает миллиона молекул красителей. В этом случае в спектрах поглощения и излучения появляется очень резкая интенсивная линия.

Спектральные различия между мономерными и димерными или полимерными молекулами красителя качественно легко объясняются. При сближении молекул друг с другом на расстояние, достаточное для проявления взаимодействия и образования димера, происходит расщепление вырожденных уровней. Для димера возможны два перехода с разными моментами, определяемыми волновыми функциями димера. В большинстве случаев момент длинноволновых переходов исчезающе мал, так что наблюдается только одна полоса поглощения димера, более коротковолновая, чем мономерная полоса. Это сказывается на особенностях люминесценции димеров. Поскольку люминесценция всегда начинается с низшего возбужденного электронного уровня и поскольку малый момент

перехода связан с большим временем жизни возбужденного состояния, люминесценция димеров должна затухать очень медленно. Это делает их чувствительными к конкурирующим процессам тушения, которые в жидких растворах обычно определяются диффузией и, следовательно, протекают очень быстро. Поэтому в большинстве случаев люминесценция димеров полностью тушится и на опыте не наблюдается.

Итак, димеры создают потери, связанные с поглощением излучения накачки в лазерах на красителях, и необходимо всячески предотвращать их образование. Для этого существует несколько путей. Одним из них является использование менее полярных растворителей, таких, как спирт или хлороформ. В спирте димеризация происходит только у очень немногих красителей при высоких концентрациях и низкой температуре. Другой путь состоит в добавлении к водному раствору красителя детергента, который образует мицелы, содержащие по одной молекуле красителя. В этом заключается основной важнейший метод дезагрегации, применяемый в лазерах на красителях непрерывного действия.

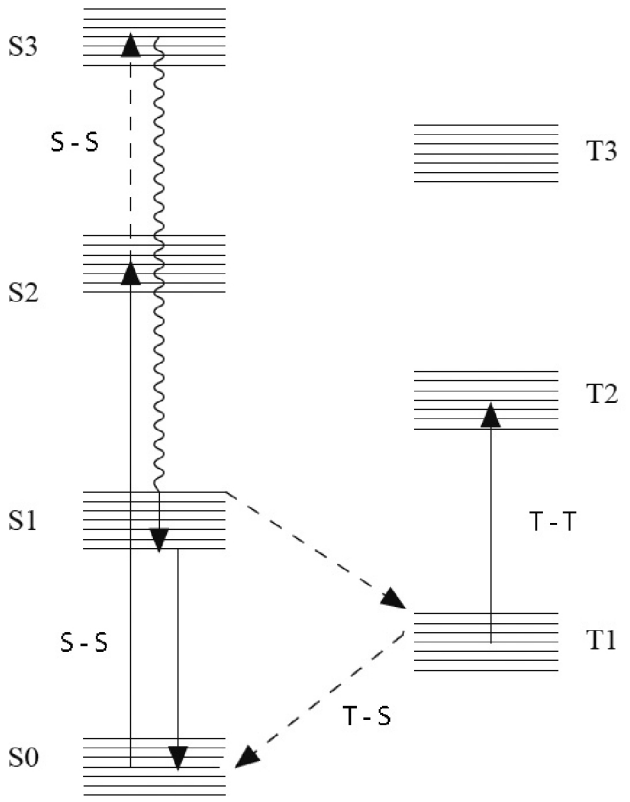


Рис. 19.4: Схема энергетических уровней молекулы красителя

Упрощенная картина собственных состояний молекулы красителя показана на рис.!19.4. Имеется набор синглетных состояний S_i $(i = 0, 1...)$, включающий основное состояние S_0, и набор триплетных состояний T

($i = 1, 2, ...$), несколько смещенных в сторону меньших энергий. Колебательно-вращательные состояния сгруппированы около электронных состояний, типичное расстояние между которыми составляет $(1...2) \cdot 10^4$ см$^{-1}$. Расстояние между колебательными состояниями по порядку величины равно 10^3 см$^{-1}$, между вращательными 1...10 см$^{-1}$. Из-за спин-орбитальной связи в действительности имеет место перемешивание чистых синглетных и триплетных состояний. Самое длинноволновое поглощение соответствует переходу из S_0 в S_1. Следующая полоса поглощения — переходу из S_0 в S_2 и т.д. Поглощение из S_0 в T_1 запрещено по спину. Процессы поглощения $S_0 \rightarrow S_1$, $S_0 \rightarrow S_2$ и т.д. характеризуются различающимися по величине моментами переходов.

При комнатной температуре и в равновесных условиях заселены нижние ($E \leq 200..250$ см$^{-1}$) колебательно-вращательные уровни основного состояния S_0. При оптическом возбуждении монохроматическим излучением на переходе $S_0 \rightarrow S_1$ заселяется в соответствии с принципом Франка — Кондона какое-то определенное колебательно-вращательное состояние терма S_1. Внутри состояния S_1 происходит быстрая (со временем релаксации 1—10 пс) термализация избыточной энергии. Излучательное время жизни возбужденных состояний терма S_1 равно обычно 1—5 нс, поэтому безызлучательная релаксация в пределах состояния S_1 происходит быстрее, чем излучательная релаксация из состояния S_1 на переходе $S_1 \rightarrow S_0$.

При сдвинутых равновесных конфигурациях, в соответствии с принципом Франка — Кондона, возбуждаются высшие колебательные уровни состояния S_1. В процессе безызлучательной релаксации энергия возбуждения переходит в основном на нижние колебательные уровни этого состояния. С нижних уровней состояния S_1 молекула может возвратиться в состояние S_0, испустив фотон. Эта излучательная релаксация называется люминесценцией. В силу вышеизложенного энергия излученного фотона меньше энергии поглощенного фотона, что объясняет наличие стоксова сдвига в спектре люминесценции по отношению к спектру поглощения. Излучение фотонов люминесценции также происходит в соответствии с принципом Франка — Кондона (см. рис. 19.4). Избыточная энергия $h\nu_p - h\nu_r$ в процессе безызлучательной колебательной релаксации нагревает молекулы красителя и растворитель.

Время релаксации 1—10 пс характерно для релаксации колебательной энергии в конденсированной среде, какой является жидкость. Наличие стоксова сдвига той же величины при люминесценции паров молекул, что и в случае растворов, свидетельствует о существовании внутримоле-

кулярного механизма перераспределения излишка колебательной энергии. В сложных молекулах рассматриваемого типа термализация колебательной энергии может идти через ангармонические взаимодействия внутри и между колебательными модами молекулы.

Вопрос о механизме колебательной релаксации в пределах терма S_1 не так уж важен. Важен лишь вывод о том, что стартовыми уровнями для люминесценции на переходе $S_1 \longrightarrow S_0$ являются низшие колебательные уровни состояния S_1. Не меньшее значение имеет вопрос о том, где заканчиваются излучательные переходы $S_1 \longrightarrow S_0$. Если равновесные конфигурации электронных термов S_1 и S_0 различаются, то нижними уровнями переходов $S_1 \longrightarrow S_0$, в соответствии с принципом Франка — Кондона, являются высокорасположенные уровни основного состояния S_0. Эти уровни не заселены термически. Следовательно, цикл оптической накачки, включающий в себя, наряду с S-S-поглощением и S-S-люминесценцией, безызлучательные релаксационные переходы в S_1- и S_0-состояниях, происходит по четырехуровневой схеме, подробно обсуждавшейся ранее применительно к твердотельным лазерам. Это, как известно, существенно облегчает условия достижения инверсии.

Проведенное выше рассуждение выполнено применительно к накачке перехода $S_0 \longrightarrow S_1$ монохроматическим излучением. Легко видеть из рис. 19.4, что накачка немонохроматическим излучением во всей полосе поглощения перехода $S_0 \longrightarrow S_1$ никак не меняет сути дела и все выводы предыдущего рассуждения остаются в силе.

При люминесценции возбужденного красителя, не помещенного в резонатор, т. е. при спонтанном излучении в свободном пространстве, спектральные свойства испускаемого излучения определяются только взаимным расположением термов S_0 и S_1 и требованием выполнения принципа Франка — Кондона для равновесно заселенных колебательных уровней этих термов. Ситуация существенно меняется, когда возбужденный краситель помещен в добротный селективный (или, как чаще говорят, дисперсионный) резонатор. Пусть для простоты рассуждений резонатор является одномодовым и одночастотным. При настройке такого резонатора на одну определенную частоту в пределах линии люминесценции, в силу эффекта положительной обратной связи, именно на этой частоте происходит излучательное опустошение соответствующего верхнего уровня терма S_1. Опустошаемый излучательно уровень заселяется в процессе внутритермовой термализации. В силу высокой скорости этого процесса (1—10 пс), практически всегда в формировании одночастотного излучения участвует вся энергия, накопленная термом S_1. Индуци-

рованное излучение в резонаторе и колебательная релаксация возбуждения в терме S_1 образуют излучательно-релаксационный канал преобразования энергии накачки терма S_1 в лазерное излучение на переходе $S_1 \rightarrow S_0$. Очевидно, что при перестройке резонатора в пределах спектральной ширины линии люминесценции красителя перестраивается и частота излучения. При этом вплоть до импульсного режима с длительностью, меньшей времени колебательной релаксации в терме S_1 (синхронизация мод), в одночастотное излучение перестраиваемой частоты перекачивается энергия, накопленная всеми колебательными уровнями терма S_1. В недисперсионном резонаторе излучение происходит на частоте, соответствующей максимальному коэффициенту усиления, т.е. в максимуме линии люминесценции. Аналогия с вращательной конкуренцией в случае CO_2-лазеров очевидна.

Радиационные переходы $S_1 \rightarrow S_0$ не являются единственным каналом ухода возбужденных молекул с уровня S_1. Во-первых, возможны радиационные переходы между S_1 и другими возбужденными синглетными состояниями. Эти синглет-синглетные переходы могут приводить к поглощению на частоте люминесценции и вызывать в лазере на красителе наведенные накачкой и зависящие от интенсивности накачки потери. Спектры синглет-синглетного S-S поглощения в красителях практически не изучены и степень его влияния на процесс генерации обычно не известна. Очевидным является требование несовпадения спектров люминесценции и S-S поглощения, что, как правило, хорошо выполняется для нашедших широкое применение красителей.

Более опасно триплет-триплетное T-T поглощение, спектр которого обычно в той или иной мере перекрывается со спектром люминесценции. Дело в том, что между состояниями различной мультиплетности, например S и T (см. рис. 19.4), в сложных молекулах красителя могут происходить безызлучательные переходы (интеркомбинационная синглет-триплетная конверсия). Атомы, молекулы или молекулярные комплексы, обладающие сильной спин-орбитальной связью и входящие в состав как красителя, так и растворителя, повышают скорость синглет-триплетной конверсии, так как они увеличивают взаимодействие синглетных и триплетных состояний красителя и перекрытие их волновых функций. Синглет-триплетная конверсия уменьшает число молекул в состоянии S_1, способных совершить излучательный переход в состояние S_0, и, таким образом, уменьшает квантовый выход люминесценции. Кроме того, заселяя метастабильное состояние T_1, синглет-триплетная конверсия делает возможным триплет-триплетное поглощение на пере-

ходах $T_1 \rightarrow T_2$, которое увеличивается с ростом возбуждения красителя и может препятствовать генерации.

Триплетное состояние T_1 является долгоживущим метастабильным состоянием. Излучательные переходы в состояние S_0 хотя и возможны, но маловероятны. Излучение на переходах $T_1 \rightarrow S_0$, называется фосфоресценцией. Время жизни состояния T_1 по отношению к фосфоресценции составляет 1 мс. Так как на радиационное время жизни повлиять невозможно, а более быстрое опустошение состояния T_1 необходимо для уменьшения T-T поглощения, то большое значение имеет поиск тушителей триплетного состояния, добавление которых в раствор увеличивает вероятность безызлучательной конверсии $T_1 \rightarrow S_0$. Наиболее эффективными из известных тушителей триплетного состояния в лазерах на растворах красителей являются кислород и непредельные углеводороды типа C_8H_8 и $C_{10}H_{12}$. Концентрация тушителей не должна быть слишком большой, чтобы не вызвать сокращения времени жизни верхнего лазерного уровня.

В заключение обсуждения паразитных процессов опустошения состояния S_1 отметим также возможность безызлучательных переходов (внутренней конверсии) между состояниями одинаковой мультиплетности S_1 и S_0, уменьшающих квантовый выход люминесценции. Вероятность внутренней конверсии определяется структурой молекулы красителя и, как правило, не велика, по сравнению с вероятностью люминесцентного распада состояния S_1.

19.1.2 Условия генерации

Рассмотрим вначале простую двухуровневую модель, содержащую основное и первое возбужденное синглетные состояния S_0 и S_1. Обозначая символами N_0 и N_1 плотности полных населенностей состояний S_0 и S_1 соответственно и принимая для сечения излучательного перехода $S_1 \rightarrow S_0$, обозначение $\sigma_{SS}(\nu)$, можно записать для коэффициента усиления красителя на частоте ν выражение

$$\alpha(\nu) = \left[N_S \exp\left(-\frac{E_1}{kT}\right) - N_0 \exp\left(-\frac{E_0}{kT}\right)\right] \frac{\delta E}{kT} \sigma_{SS}(\nu), \quad (19.1)$$

где E_1 и E_0 — энергии стартовой и финишной групп уровней в состояниях S_1 и S_0 соответственно. Энергии E_1 и E_0 измеряются по отношению к минимальной энергии соответствующего терма каждая. Излучательный переход на частоте ν происходит между термами S_1 и S_0. Интервал энергии $\delta E \ll kT$ выделяет из практически непрерывного

спектра энергии электронных термов группу тех близких, по существу, сливающихся, колебательно-вращательных состояний, которые служат стартовым и финишным уровнями перехода $S_1 \to S_0$.

Действительно, непрерывный спектр электронного терма, являясь наложением многих близких колебательных состояний, соответствует случаю неоднородного уширения спектральных линий. В индуцированном переходе на частоте ν участвует та часть общего числа молекул, возбужденных в рассматриваемый терм, энергия которых попадает в интервал, соответствующий однородному уширению. Число молекул в некотором интервале δE равно произведению $\rho(E)\delta E$ где $\rho(E) = dN(E)/dE$ — плотность уровней в терме в окрестности энергии E. В свою очередь, плотность уровней подчиняется больцмановскому распределению: $\rho = C\exp(-E/kT)$, где нормировочная константа C определяется условием равенства $\int_0^\infty \rho dE$ полному числу молекул в терме. Применяя эти рассуждения к термам S_1 и S_0 и считая для них δE и T постоянными, нетрудно получить (19.1).

Из (19.1) легко видеть, что усиление положительно при

$$N_S > N_0 \exp\left(-\frac{E_0 - E_1}{kT}\right), \tag{19.2}$$

а частота излучения, на которой наблюдается усиление, составляет

$$\nu = \nu_e - \frac{E_0 - E_1}{h}, \tag{19.3}$$

где $h\nu_e$ равно разности минимальных значений энергии в термах S_1 и S_0, ν_e называется частотой чисто электронного перехода. Если $E_0 > E_1$, то усиление может быть положительным при $N_S < N_0$, т.е. в отсутствие полной инверсии. При этом всегда $\nu < \nu_e$. Как мы видим, в красителях реализуется частичная инверсия в электронно-колебательно-вращательных переходах подобно тому, как это имеет место для колебательно-вращательных переходах в CO-лазерах. При полной термализации внутри возбужденного синглетного терма E_1 близко к нулю и N_S может быть заметно меньше, чем N_0, что сильно облегчает требования к источнику накачки.

Получение усиления на частотах $\nu > \nu_e$ возможно при $E_1 > E_0$, тогда необходима полная инверсия ($N_S > N_0$), что сильно затруднено малым временем жизни возбужденного синглетного терма S_1.

При $E_1 \approx 0$ формула (19.1) может быть представлена в виде

$$\alpha(\nu) = \left[N_S - N_0 \exp\left(-\frac{h(\nu_e - \nu)}{kT}\right)\right] \frac{\delta E}{kT} \sigma_{SS}(\nu), \tag{19.4}$$

удобном для анализа спектральной зависимости $\alpha(\nu)$. Спектр $\sigma_{SS}(\nu)$ совпадает со спектром люминесценции, но коэффициент в скобках в (19.4) спектрально зависим. Для заданных N_S и N_0 с уменьшением ν этот коэффициент возрастает. Следовательно, максимум полосы усиления $\alpha(\nu)$ сдвинут в длинноволновую область по отношению к максимуму линии люминесценции. С ростом N_S роль второго (частотно зависимого) слагаемого в скобках падает, полоса усиления смещается в сторону коротких волн по мере приближения к полной инверсии ($N_S > N_0$), приближаясь по положению и форме к спектру люминесценции.

Двухуровневое приближение (19.1) не учитывает синглет-синглетных и триплет-триплетных переходов, приводящих к перепоглощению излучаемого света в системе возбужденных уровней красителя и уменьшению тем самым коэффициента усиления. Наиболее опасно, как уже отмечалось, триплет-триплетное поглощение. Обозначив сечение T-T поглощения символом $\sigma_{TT}(\nu)$, а населенность первого триплетного терма T_1 символом N_T, легко написать условие положительности коэффициента усиления для случая полной внутритермовой термализации состояний

$$N_S\sigma_{SS}(\nu) > N_T\sigma_{TT}(\nu) \tag{19.5}$$

Заселение триплетного терма происходит в процессе интеркомбинационной S- T конверсии, идущей с характерным временем τ_{ST}. Безызлучательное опустошение триплетного терма при переходах в основное синглетное состояние (тушение триплетного состояния) происходит с характерным временем τ_T. (Релаксацией в процессе фосфоресценции можно пренебречь в силу ее медленности.) В стационарных условиях $N_S/\tau_{ST} = N_T/\tau_T$. В результате получаем спектроскопическое условие положительности коэффициента усиления в непрерывном режиме:

$$\sigma_{SS}(\nu) > \sigma_{TT}(\nu)\tau_T/\tau_{SS} \tag{19.6}$$

Видна желательность тушения триплетного состояния, уменьшающего время τ_T, снижения вероятности интеркомбинационной $S-T$-конверсии, увеличивающего время τ_{ST}.

Если условие (19.6) не выполнено, генерация в непрерывном режиме не достигается. Но в импульсном режиме при интенсивной накачке с крутым фронтом в силу различия в скоростях изменения населенностей N_S и N_0 кратковременно может удовлетворяться условие (19.5), где N_S и N_0 меняются во времени при невыполнении (19.6). Простую оценку можно сделать в трехуровневом приближении (основной и возбужденный синглетные а триплетный уровни) и в пренебрежении ин-

дуцированным излучением на частоте усиления с помощью скоростных уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{dN_S}{dt} &= -\left(\frac{1}{\tau_S}+\frac{1}{\tau_{ST}}\right)N_S + P(t)N_0, \\ \frac{dN_T}{dt} &= -\frac{N_T}{\tau_T}+\frac{N_S}{\tau_{ST}}, \\ N_0 + N_S + N_T &= const, \end{aligned} \tag{19.7}$$

где $P(t)$ — скорость перекачки частиц с основного на возбужденный синглетный уровень, пропорциональная мощности оптической накачки.

Если считать, что $P(t)$ ступенчатым образом включается в момент $t = 0$ и впредь остается постоянной, равной P, и что при этом интенсивность накачки настолько велика, что $PN_0 \gg N_S(1/\tau_S + 1/\tau_{ST})$ и вместе с тем N_0 можно считать постоянной величиной, то N_S после включения накачки нарастает пропорционально времени:

$$N_S = PN_0t$$

В наименее благоприятном случае отсутствия тушения триплетного состояния ($\tau_T \to \infty$) мы получаем тогда, что после включения накачки N_T нарастает пропорционально квадрату времени:

$$N_T = PN_0t^2/2\tau_{ST}$$

Интегрирующий характер процесса заселения триплетного уровня при большой длительности времени жизни триплетного состояния ($\tau_T \gg \tau_{ST}$ приводит к существованию такого отрезка времени, в течение которого триплет-триплетное поглощение не существенно. Приравнивая в соответствии с (19.5) друг другу произведения $N_S(t)\sigma_{SS}(\nu)$ и $N_T(t)\sigma_{TT}(\nu)$ находим условие

$$t \le 2\frac{\sigma_{SS}(\nu)}{\sigma_{TT}(\nu)}\tau_{ST}, \tag{19.8}$$

ограничивающее сверху время существования усиления при наличии заметного T-T поглощения. Несмотря на свою приблизительность, оценка (19.8) оказывается хорошо описывающей реальную ситуацию. При характерном времени интеркомбинационной конверсии 10—100 нс эта оценка приводит к наносекундному диапазону длительности генерации тех красителей, которые не могут работать в непрерывном режиме.

Обратимся теперь к вопросу оценки интенсивности накачки, необходимой для достижения положительного усиления в рассмотренных выше случаях.

Начнем с непрерывного режима. С учетом T-T поглощения и в предположении внутритермовой термализации (19.4) приобретает вид

$$\alpha(\nu) = \left\{ \left[N_S - N_0 \exp\left(-\frac{h(\nu_e - \nu)}{kT} \right) \right] \sigma_{SS}(\nu) - N_T \sigma_{TT}(\nu) \right\} \frac{\delta E}{kT} \tag{19.9}$$

где считается, что спектральный интервал однородного уширения δE одинаков в S- и T-термах. Условие положительности усиления принимает простой вид:

$$N_S > N_0 \exp\left(-\frac{h(\nu_e - \nu)}{kT} \right) + N_T \frac{\sigma_{TT}(\nu)}{\sigma_{SS}(\nu)} \tag{19.10}$$

В стационарных условиях $N_S = N_0 P (1/\tau_S + 1/\tau_{ST})^{-1}$, $N_T = N_S \tau_T / \tau_{ST}$ (см. (19.7)) и, как известно, скорость накачки

$$P = I_p \frac{\sigma_{SS}(\nu_p)}{h\nu_p}, \tag{19.11}$$

где I_p — интенсивно излучения накачки, ν_p — частота накачки, а $\sigma_{SS}(\nu_p)$ — сечение синглет-синглетного поглощения при переходе S-S на частоте накачки. Следовательно, мы получаем условие положительности усиления на частоте ν в виде

$$I_p > \frac{h\nu_p}{\tau_S} \frac{\sigma_{SS}(\nu)}{\sigma_{SS}(\nu_p)} \frac{1}{\sigma_{SS}(\nu) - \sigma_{TT}(\nu)\tau_T/\tau_{ST}} \exp\left(-\frac{h(\nu_e - \nu)}{kT} \right) \tag{19.12}$$

Физический смысл этого выражения прозрачен и полностью соответствует приведенному выше обсуждению. Обычно $\tau_S \ll \tau_{ST}$. Тогда в случае хорошего выполнения спектроскопического условия (19.6) полученное выражение сильно упрощается:

$$I_p > \frac{h\nu_p}{\tau_S \sigma_{SS}(\nu_p)} \exp\left(-\frac{h(\nu_e - \nu)}{kT} \right) \tag{19.13}$$

становясь еще более прозрачным: пороговая интенсивность накачки должна превышать интенсивность насыщения синглет синглетного перехода $0 \longrightarrow 1$, сильно ослабленную больцмановским фактором, обусловленным четырехуровневым характером инверсии в лазерах на красителях. Численная оценка сильно зависит от величины $\nu_e - \nu$, принимающей обычно значения от 200 до 2000 см$^{-1}$. При $\tau_S = 1$ нс, $\sigma_{SS}(\nu_p) = 5 \cdot 10^{-18}$ см^2, $\lambda_p = 0.4$ мкм и при комнатной температуре пороговое значение заключено в пределах 10^3-10^7 Вт/см^2.

В импульсном режиме при длительностях, больших времени внутритермовой термализации, но меньших в соответствии с (19.8) времени интеркомбинационной конверсии τ_{ST}, условие положительности усиления по (19.4) приобретает, в отличие от (19.10), вид

$$N_S > N_0 \exp\left(-\frac{h(\nu_e - \nu)}{kT}\right) \tag{19.14}$$

Определение пороговой энергии накачки требует решения уравнений (19.7) и последующего интегрирования скорости накачки по времени до тех пор, пока условие (19.14) не начнет выполняться за счет энергии, затрачиваемой на перекачку молекул при переходе $S_0 \rightarrow S_1$. В общем случае такое определение не представляется возможным, однако простую оценку можно сделать следующим образом.

На интервалах времени, меньших времени жизни синглетного состояния S_1, его заселение происходит существенно импульсным образом в эффективной двухуровневой системе $S_0 \rightarrow S_1$. Плотность энергии насыщения составляет при импульсном насыщении величину $F_S \geq h\nu/2\sigma$. Четырехуровневый характер инверсии в лазерах на красителях при $\nu < \nu_e$ соответствующем стоксовом сдвиге приводит к больцмановскому ослаблению требований к числу переброшенных в верхнее состояние частиц. В результате для плотности энергия накачки, приводящей к положительному усилению за время, меньшее времени жизни возбужденного синглетного терма, мы получаем оценку

$$F_p > \frac{h\nu_p}{\sigma_{SS}(\nu_p)} \left(-\frac{h(\nu_e - \nu)}{kT}\right) \tag{19.15}$$

Для интервалов времени, больших τ_S $E_p = I_p \Delta t$, где $\tau_S < \Delta t < t$, I_p дается формулой (19.12) или (19.13), и в случае красителей, не подчиняющихся спектроскопическому условию (19.6), время t ограничено условием (19.8).

Подчеркнем, что все проведенное выше рассмотрение пороговых значений интенсивности (энергии) накачки выполнено без учета паразитных потерь энергии лазера и потерь энергии на полезное излучение из резонатора лазера и имело в виду так называемое электронное усиление, характерное, в принципе, для рассматриваемого активного вещества и способа накачки.

19.1.3 Наиболее известные красители

В качестве активных веществ в лазерах широко используются некоторые производные кумарина, люминесцирующие в сине-зеленой области спектра, ксантеновые красители, наиболее эффективные в области длин волн от 500 до 700 нм, оксазиновые красители, близкие к кумаринам производные хинолина, генерирующие излучение в области между 400 и 430 нм и некоторые другие.

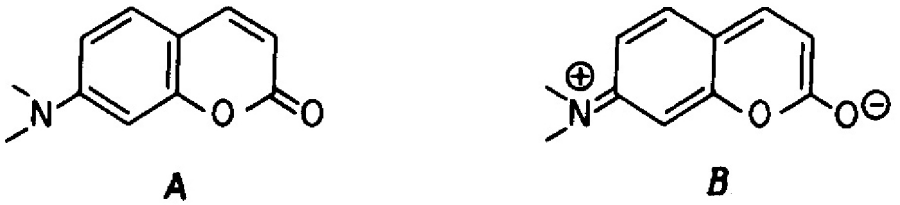


Рис. 19.5: Мезомерные формы кумарина

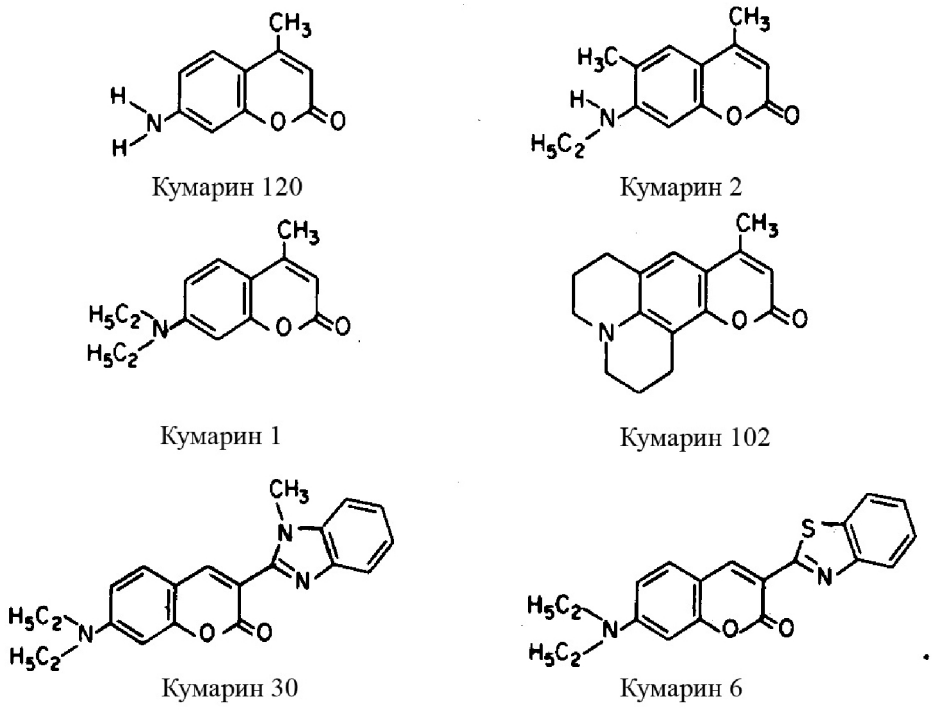


Рис. 19.6: Строение производных кумарина

Производные кумарина

Производные кумарина получаются путем замещения в молекуле кумарина атома водорода в положении 7 гидроксильной или аминной груп-

пой. Хромофоры рассматриваемых соединений можно описать изображенными на рис. 19.5 мезомерными формами A и B. В основном электронном состоянии распределение π-электронов молекулы соответствует форме A. Для полярной формы B характерны уменьшение энергии и сдвиг основной полосы поглощения в сторону длинных волн. Если статистические веса структур A и B равны, кумарин приобретает характер симметричного цианинового красителя и поглощение происходит в длинноволновой области. Положительный заряд при атоме N в форме B стабилизируется, например, электронно-донорными алкильными группами. Строение основных кумариновых красителей, используемых в лазерах, представлены на рис. 19.6. Здесь λ_a - центр полосы поглощения в растворителе $MeOH$, λ_l - центр полосы флюоресценции.

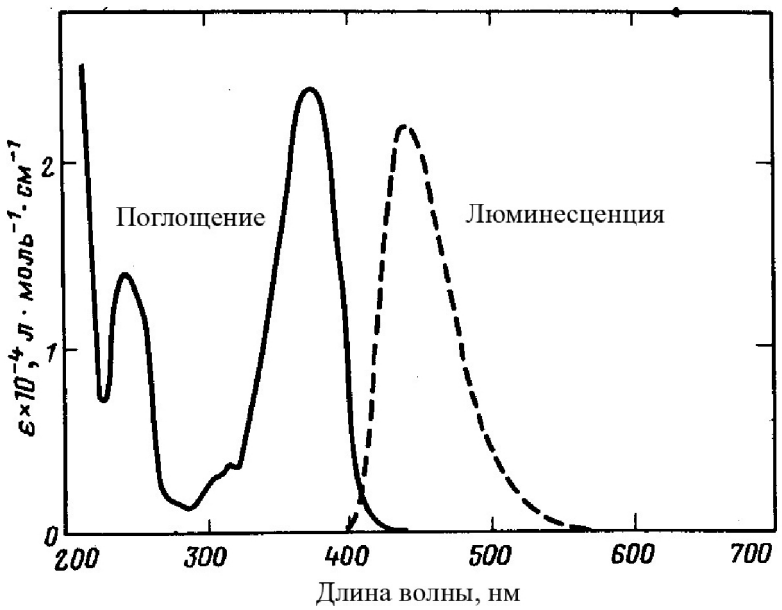


Рис. 19.7: Спектры поглощения и люминесценции кумарина 1 в этаноле

В то время как в основном электронном состоянии S_0 у кумаринов преобладает мезомерная структура A, а структура B вносит только малый вклад в реальное распределение π-электронов, в первом возбужденном синглетном состоянии S_1, наоборот, преобладает полярная форма B. При оптическом возбуждении увеличивается электрический дипольный момент (статический) и сразу после возбуждения происходит существенное перераспределение окружающих молекул растворителя. При этом, прежде чем происходит излучение света, энергия возбужденного состояния значительно уменьшается. В этом причина большого энергетического сдвига между поглощением и люминесценцией (стоксов сдвиг) в производных кумарина (см. рис. 19.7) по сравнению, например, с ксан-

теновыми красителями. Квантовый выход люминесценции приведенных кумаринов превышает 70%.



Рис. 19.8: Мезомерные формы ксантенового красителя

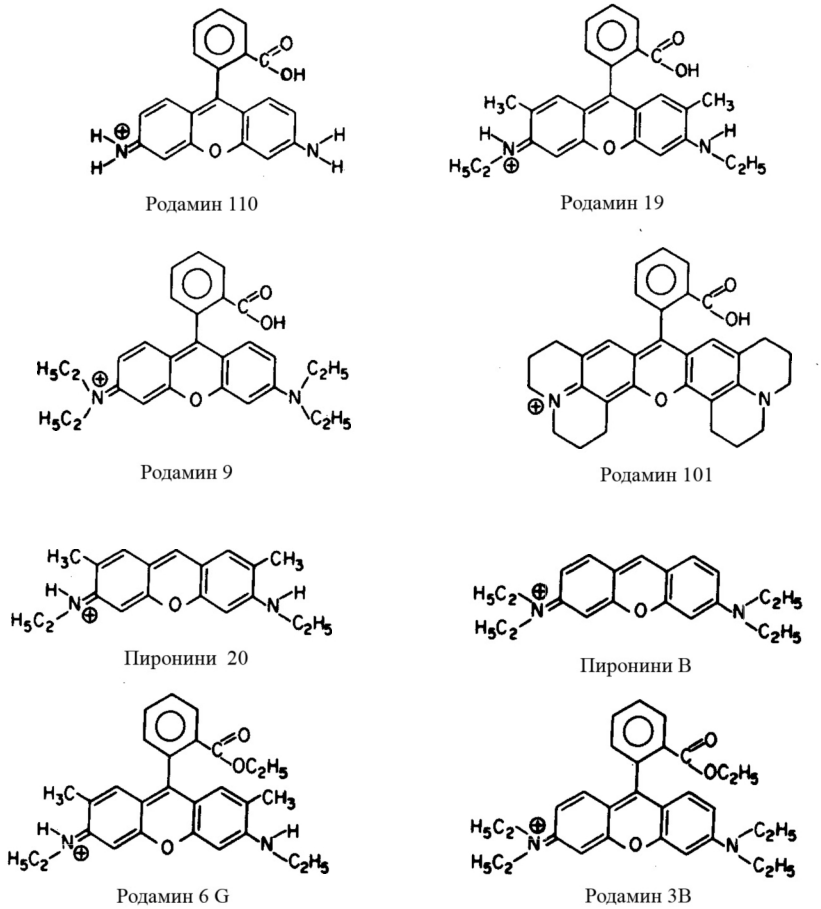


Рис. 19.9: Строение ксантеновых красителей

Ксантеновые красители

В отличие от многих производных кумарина ксантеновые красители растворимы в воде, но склонны к образованию агрегатов. Распределение π-электронов в хромофоре ксантеновых красителей можно приближенно описать двумя идентичными мезомерными структурами A и B (см. рис. 19.8). В отличие от кумариновых красителей, формы A и B имеют одинаковый статистический вес. Таким образом, в ксантеновых красителях ни в основном, ни в возбужденном состоянии нет статического

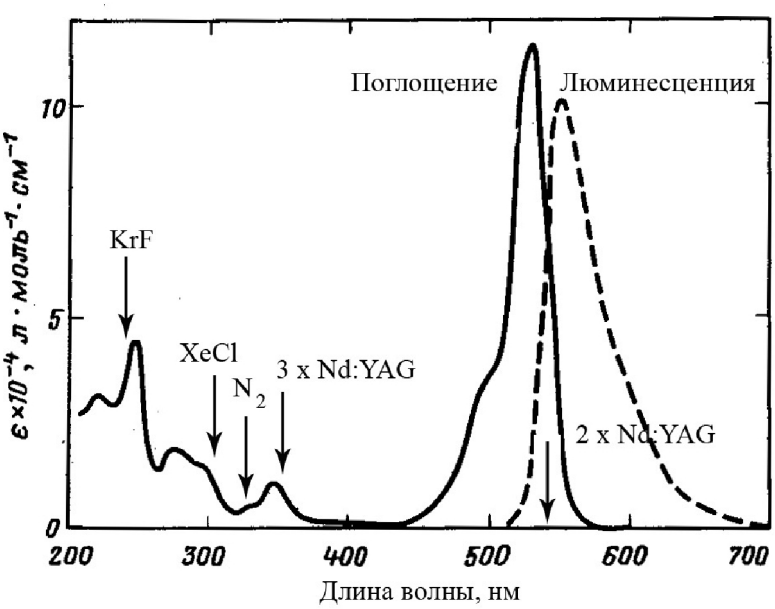


Рис. 19.10: Спектры поглощения и люминесценции Родамина 6G в этаноле

дипольного момента, параллельного длинной оси молекулы. Строение основных ксантеновых красителей, используемых в лазерах, представлены на рис. 19.9. Поглощение у родаминов в ультрафиолетовой области спектра несколько более сильное, чем у пиронинов. Спектры поглощения эфиров родаминов идентичны спектрам свободных кислот. Обычно присутствующие в родамине 6G метильные заменители не влияют ни на поглощение, ни на люминесценцию.

Спектры люминесценции ксантеновых красителей близки к зеркальному отражению длинноволновой полосы поглощения (рис. 19.10). Максимум люминесценции сдвинут по отношению к максимуму поглощения приблизительно на 10 нм в пиронинах и на 20 нм в родаминах. Квантовый выход люминесценции родамина B в глицерине и этиленгликоле не зависит от длины волны возбуждения вплоть до 250 нм.

На выход люминесценции влияют температура и вязкость растворителя. Интересно также, что в некоторых растворителях с малой вязкостью выход люминесценции этих красителей значительно увеличивается по сравнению с этанольными растворами. Добавление фторированных спиртов, например трифторэтанола, приводит к дезагрегации красителей в водных растворах. Квантовый выход родамина B равен 40% в кислом этаноле и 60% в щелочном этаноле. В то же время выход люминесценции родамина 110, родамина 19 и родамина 101 не зависит от кислотности раствора. По-видимому, отрицательный заряд карбоксильной группы родамина B в достаточной степени увеличивает плотность

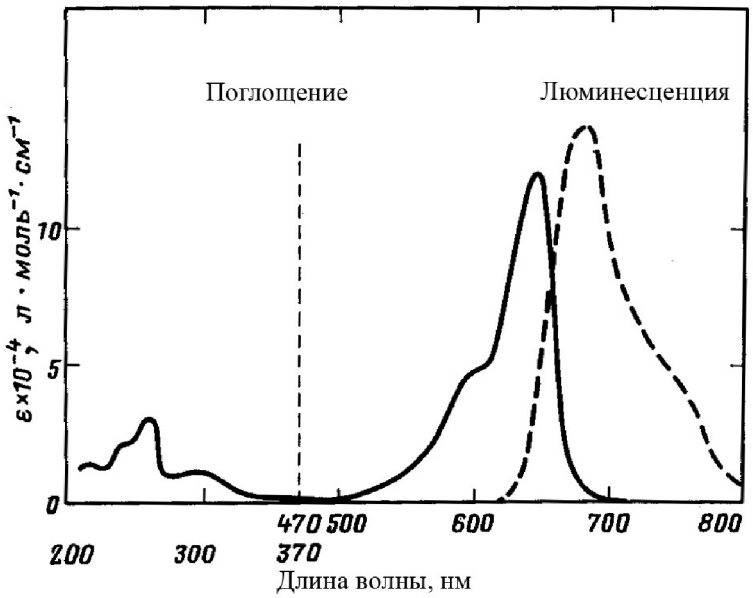


Рис. 19.11: Спектры поглощения и люминесценции Оксазина 1 в этаноле

π-электронов вблизи отдельных аминных групп, чтобы вызвать уменьшение их подвижности. Это дает пример тонкого взаимного влияния различных факторов, определяющих выход люминесценции красителей. Он показывает, насколько трудно в некоторых случаях установить связь между строением и безызлучательными процессами в органических молекулах.

Оксазиновые красители

Если центральную группу $= CH -$ пиронинового красителя заменить на $= N -$ получится соединение, поглощение которого сдвинуто приблизительно на 100 нм в длинноволновую сторону. Молекула такого оксазинового красителя имеет жесткую плоскостную конфигурацию подобно родственному ксактеновому красителю. Для таких соединений очень мал выход триплетов. Положение максимума поглощения в таких красителях зависит от концевых групп хромофора так же, как у ксантеновых красителей. Стоксов сдвиг максимума люминесценции составляет приблизительно 30 нм в этанольных растворах красителей (рис. 19.11). Эти красители эффективно генерируют излучение в области длин волн 610...690 нм. Все оксазиновые красители фотохимически значительно более устойчивы, чем пиронины и родамины.

В то время как проблемы триплетов для этих красителей не возникает, подавить процессы внутренней конверсии в них относительно трудно.

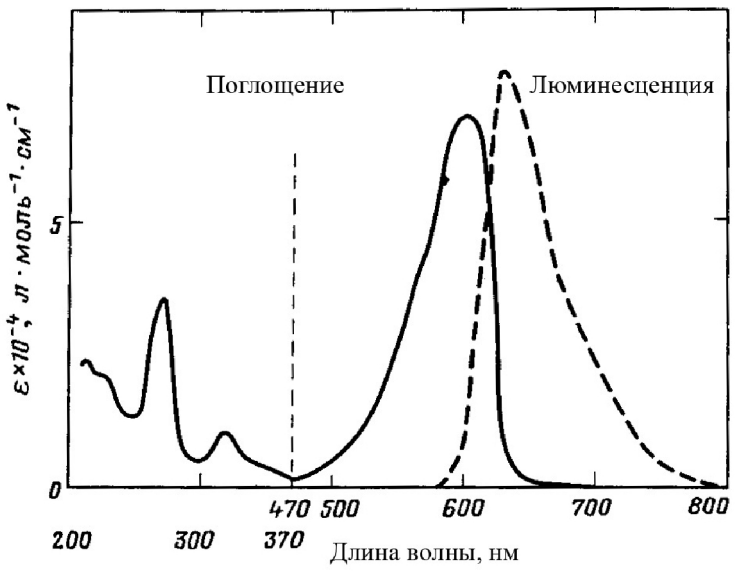


Рис. 19.12: Спектры поглощения и люминесценции Крезила фиолетового в этаноле

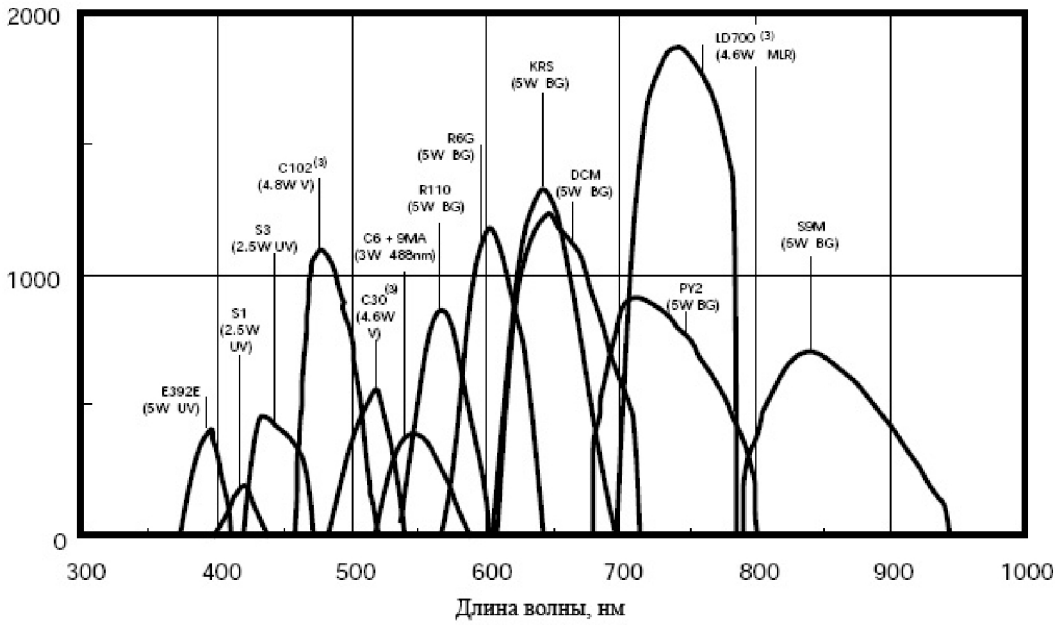


Рис. 19.13: Спектры генерации лазеров на красителях

Из-за малой разности энергии между S_1 и S_0 влияние колебаний водородных атомов в концевых группах более резко выражено, чем у ксавтеновых красителей. Поэтому использование в качестве растворителя дейтерированного спирта заметно увеличивает выход люминесценции.

В структуру некоторых красителей этого класса вводят бензольные группы (оксазин 9, нильский голубой, крезил фиолетовый). Добавление бензольной группы вызывает слабый сдвиг спектров поглощения и люминесценции в длинноволновую область, но оказывает заметное влияние на форму спектра поглощения (см. рис. 19.12). Коэффициент экстинкции в максимуме поглощения уменьшается, а спектр расширяется по сравнению со спектром других оксазиновых красителей.

Приведенный перечень лазерных красителей далеко не полон. Можно упомянуть производные сильбена и эксалита, использующие для генерации излучения в синей и ближней УФ области спектра, производные стирола, хорошо зарекомендовавшие себя в области ближнего ИК, и многие другие красители. В целом в настоящее время используется несколько сотен различных красителей, которые практически полностью перекрывают весь спектральный диапазон от ближнего УФ до ближнего ИК (см. рис. 19.13).

19.1.4 Схемы накачки и характеристики лазеров на красителях

По принципу организации накачки и реализуемым режимам работы лазеры на красителях можно условно разделить на три класса:

1. Непрерывные струйные лазеры на красителях, генерирующие узкополосное излучение.

2. Лазеры на красителях с накачкой излучением лампы-вспышки, характеризуемые более широкой полосой генерации и меньшей стабильностью длины волны излучения, но большими объемами активной среды и, соответственно, большими выходными мощностями излучения.

3. Лазеры на красителях с лазерной накачкой. В качестве лазеров накачки используются азотный лазер, ионные аргоновый и криптоновый лазеры, медный лазер, эксимерные лазеры, а также вторая, третья и четвертая гармоники неодимового лазера.

Использование гармоник неодимового лазера, а также эксимерных лазеров позволяет достигнуть как высоких частот повторения импуль-

Таблица 19.1: Типичные характеристики лазеров на красителях

Источник накачки	Ионные лазеры	Лампа	$Nd:YAG$ лазер	Эксимерные лазеры
Диапазон перестройки, нм	580-880	335-850	410-880	320-1024
Средняя мощность, Вт	0.1	3	2	10
Частота повторения, Гц	$3.8 \cdot 10^6$	2-30	10-40	1-500
Пиковая мощность, кВт	10	7000	20000	10000
Энергия в импульсе, мДж	0.01	3500	10-120	20-120
Длительность импульса, нс	10^{-4}	260-600	5-10	7-250
Ширина генерации, ГГц		2	0.6	0.15

сов, так и больших энергий в импульсе излучения лазера на красителе (см. таблицу 19.1).

Непрерывные струйные лазеры на красителях содержат три главных элемента - резонатор, систему юстировки и систему прокачки. Система прокачки представляет собой замкнутый контур с системой сопел, обеспечивающей формирование плоской оптически тонкой струи красителя поперек оптической оси резонатора. Система юстировки обеспечивает непрерывную перестройку длины волны генерации и тонкую настройку на требуемую длину волны. Накачка в струйных лазерах обеспечивается за счет внешнего оптического источника, как правило ионного лазера, излучение которого фокусируется в область струи красителя, обеспечивая тем самым экстремально высокую плотность излучения накачки и, соответственно, люминесценции красителя. Резонатор лазера представляет собой устойчивый резонатор с вогнутыми зеркалами, область перетяжки которого совпадает с областью струи лазера, обеспечивая тем самым фокусировку излучения люминесценции красителя и запуск лазерной генерации. В режиме свободной генерации ширина спектра излучения составляет $\sim$40 ГГц. Для сужения спектра излучения в резонатор вводят один или два эталона, что приводит к сужению спектра излучения вплоть до 1 МГц.

В лазерах на красителях с лазерной накачкой целесообразно использовать продольную систему накачки. При такой схеме луч возбуждающего лазера проходит через одно из зеркал резонатора лазера на красителе, диэлектрическое покрытие которого обладает низким коэффициентом отражения на длине волны возбуждающего лазера. Одна из первых схем подобного типа представлена на рис. 19.14. Если размеры кюветы с красителем значительно меньше длины резонатора, то возбуждающий лазерный луч может проходить сбоку от зеркал резонатора, что позволяет обойтись без системы специальных зеркал, выдерживающих

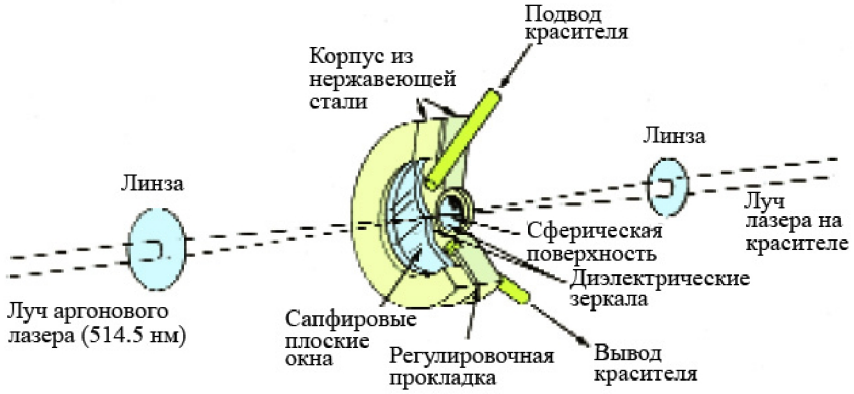


Рис. 19.14: Непрерывный лазер на красителе с продольной накачкой

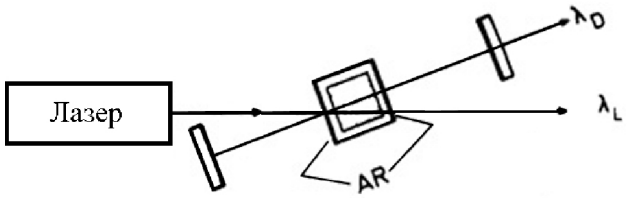


Рис. 19.15: Схема лазера на красителе с продольной наклонной накачкой

мощность возбуждающего лазера (рис. 19.15). Преимущество продольной системы накачки состоит в возможности использования чрезвычайно малой толщины раствора красителя, обеспечивая тем самым высокую однородность накачки.

В непрерывном режиме источником накачки служит аргоновый или медный лазер, фокусировка излучения которого в малую область диаметром 10—100 мкм позволяет создать требуемую высокую длительность накачки. Для устранения термооптических искажений в активной среде лазера и последствий возможного фотолиза красителя необходима прокачка активной жидкости с такой скоростью, чтобы за несколько микросекунд произвести ее полную смену в активной области.

Введение в резонатор дифракционной решетки позволяет обеспечить тонкую перестройку частоты генерации излучения с одновременным выделением узкой линии генерации. Дополнительное использование телескопа позволяет избежать высокой плотности мощности на дифракционной решетке и увеличить ее эффективность за счет увеличения площади пятна. Возможна замена телескопа на призменный расширитель, что позволяет существенно повысить компактность лазера. Использование многопризменных дисперсионных резонаторов позволяет исключить

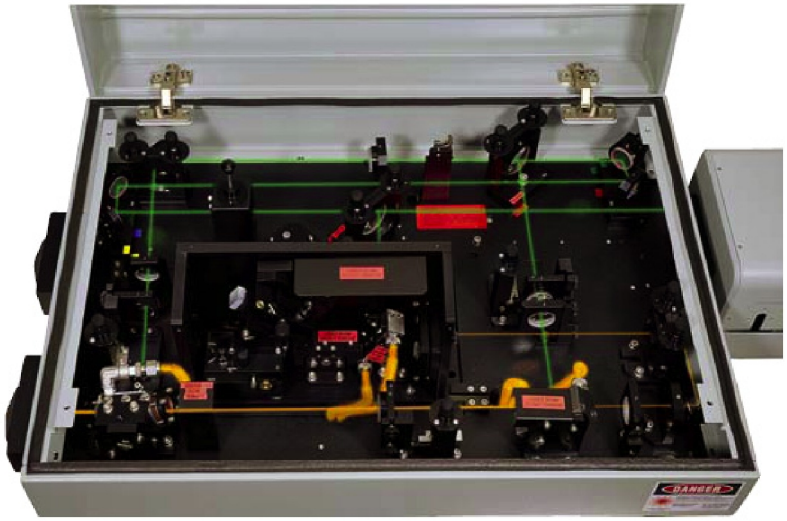


Рис. 19.16: Лазер на красителе ND6000

использование внутрирезонаторных эталонов и обеспечить стабильность узкополосной генерации лазера на красителе с шириной линии вплоть до $\sim$450 МГц.

В импульсных лазерах большой средней мощности используют ламповую накачку, а также излучение медного лазера. Для накачки импульсных лазеров на красителях, как правило, используются эксимерные лазеры и гармоники неодимового лазера. Достигнуты энергии излучения 400 Дж в импульсе и до 2,5 кВт средней мощности при частоте повторения $\sim$10 кГц.

На рис. 19.16 представлена модель лазера ND6000, в которой используется для накачки вторая и третья гармоники Nd-лазера. Оптическая схема лазера показана на рис. 19.17. Здесь 1 - кювета генератора, 2 - призменный расширитель пучка, 3 - подстроечное зеркало, 4 - дифракционная решетка (2400 шт/мм), 5 - зеркало, 6 - кювета предусилителя, 7 - кювета оконечного каскада усиления. В качестве источника накачки может быть использован стандартный неодимовый лазер с нелинейным преобразованием излучения во вторую или третью гармоники. Излучение накачки с помощью системы зеркал разводится на три кюветы с красителем, первая из которых встроена в резонатор с двойной дифракционной решеткой и является задающим генератором. Две другие кюветы образуют каскады лазерного усилителя на красителе. Согласование и расширение пучков осуществляется с помощью призменных расширителей. В зависимости от длины волны накачки и используемого типа красителя обеспечивается перестройка спектра излучения в диапазоне 510 - 750 нм, 680 - 900 нм, 415 - 570 нм с шириной линии генерации

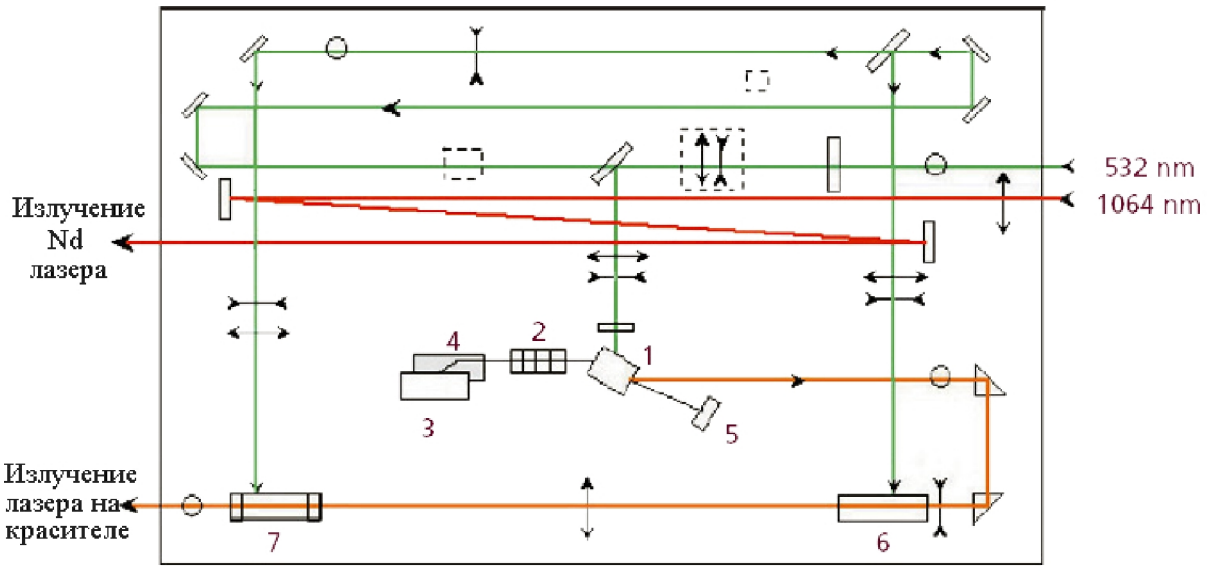


Рис. 19.17: Оптическая схема лазер на красителе ND6000

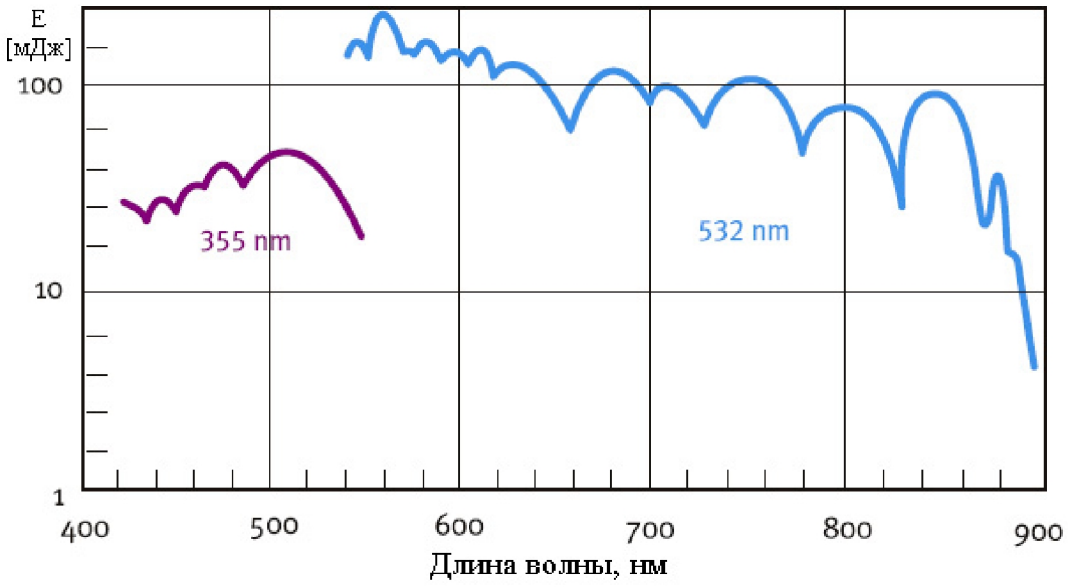


Рис. 19.18: Выходная энергия лазер на красителе ND6000

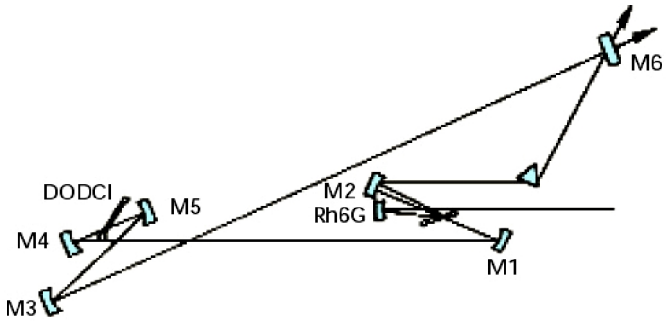


Рис. 19.19: Схема лазера на красителе с кольцевым резонатором и призменным сжатием импульса

0,5 см$^{-1}$ (см. рис. 19.18). Наибольшая эффективность ($\sim 25\%$) достигается при использовании красителя Родамин 6G.

Для обеспечения генерации коротких мощных импульсов излучения в лазерах на красителях так же, как и в твердотельных лазерах, используются различные схемы модуляции добротности, позволяющие получать импульсы субпикосекундной длительности. Для сжатия импульсов вплоть до единиц фемтосекунд используются кольцевые резонаторы с призменными компрессорами (рис. 19.19).

Интересной является возможность накачки красителей излучением лазеров с синхронизацией мод. Если оптические длины резонаторов лазеров накачки и на красителе равны или кратны друг другу, в лазере на красителе осуществляется режим генерации ультракоротких импульсов (пикосекундный диапазон). Столь короткие импульсы света с плавно перестраиваемой длиной волны представляют собой уникальное средство исследования в спектроскопии быстропротекающих процессов, в фотохимии и в фотобиологии.

19.1.5 Лазерные микрочипы на органических красителях

Возможность плавной перестройки частоты генерации делает лазеры на органических красителях уникальным прибором для спектроскопических исследований. Во многих случаях спектроскопические приложения не требуют больших энергий или мощностей излучения. В связи с этим встает вопрос о создании миниатюрных перестраиваемых лазеров (лазерных микрочипов), которые можно было бы встраивать в электронные схемы анализа спектров и электронные приборы [68].

Принципиальная схема лазерного микрочипа на органическом красителе представлена на рис. 19.20. Краситель прокачивается тонкой струей через активную область, накачиваемую с помощью второй или третьей

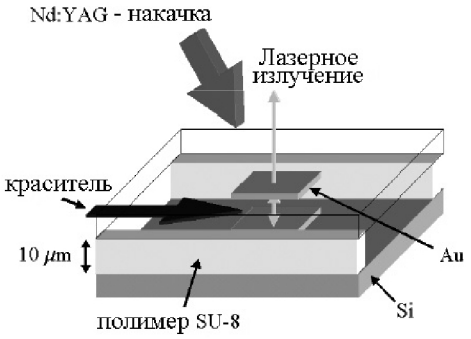


Рис. 19.20: Схема лазерного микрочипа

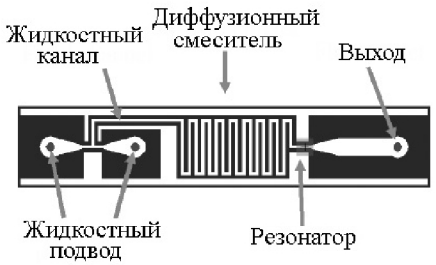


Рис. 19.21: Принцип работы лазерного микрочипа

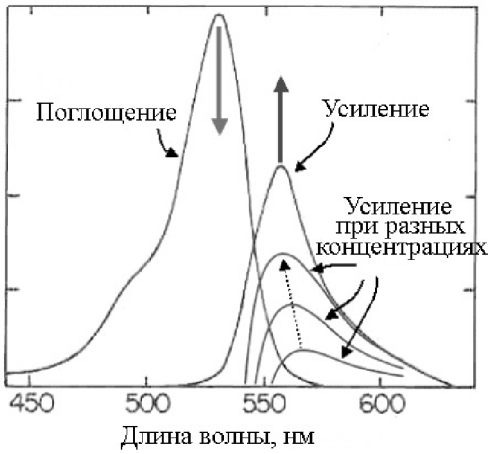


Рис. 19.22: Сдвиг максимума усиления при увеличении инверсии населенностей

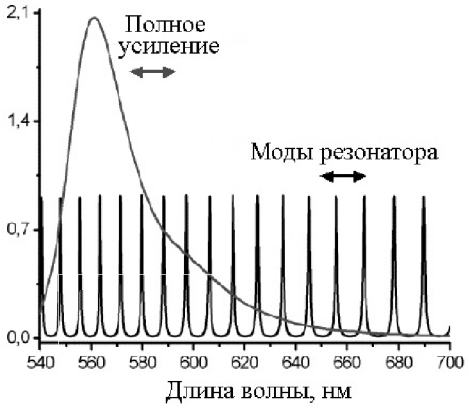


Рис. 19.23: Перестройка длины волны при изменении интенсивности накачки

гармоники излучения неодимового лазера. Резонатор лазера образован двумя плоскими зеркалами с золотым покрытием, установленными с зазором 10 мкм. В микрочип встроен диффузионный смеситель (см. рис. 19.21), что позволяет управлять как концентрацией красителя, так и составом растворителя. Ввиду малого числа Рейнольдса, течение носит ламинарный характер, т.е. имеет место только диффузионный механизм смешивания используемых жидких компонент среды. Гомогенность смешивания обеспечивается длинным каналом смесителя.

Перестройка длины волны в таком лазере достигается либо за счет изменения концентрации красителя (за счет изменения давления на входе в смеситель), либо за счет изменения показателя преломления раствора. Концентрационная перестройка основана на факте зависимости стоксового сдвига частоты люминесценции от уровня удельной энергии накачки (см. рис. 19.22 и формулу (19.4)). При постоянном абсолютном уровне мощности накачки зависимость длины волны генерации в режиме сво-

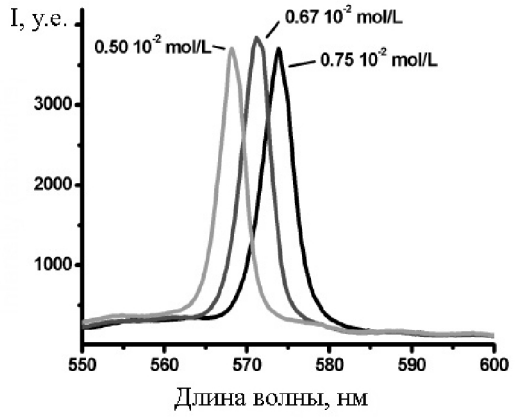


Рис. 19.24: Спектр лазерного излучения для трех разных концентраций красителя Родамин 6G

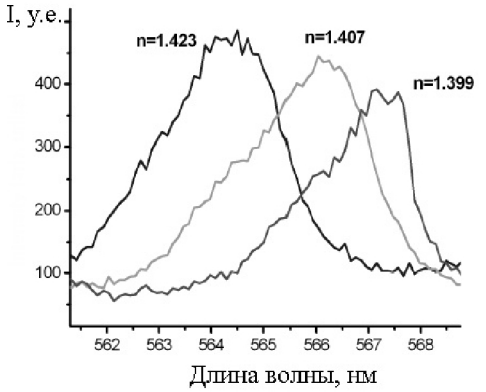


Рис. 19.25: Спектр лазерного излучения для трех разных показателей преломления

бодной генерации (положение максимума усиления) монотонно зависит от концентрации красителя.

В то же время выбор растворителя и его концентрации меняет показатель преломления раствора, что неизбежно приводит к изменения собственных частот резонатора. Тогда одновременное управление этими двумя параметрами позволяет обеспечить плавную перестройку частоты генерации лазерного микрочипа (см. рис. 19.23). При этом изменение концентрации красителя будет приводить к "скачкообразному" изменению частоты излучения в пределах расстояния межмодового биения частоты, когда по мере изменения положения максимума усиления лазерная генерация "перепрыгнет" на следующую резонаторную моду. Изменение же показателя преломления при фиксированной концентрации красителя приводит к плавному изменению частоты генерации в пределах межмодового расстояния (см. рисунки 19.24 и 19.25).

19.1.6 Лазеры на твердых растворах красителей

Существование твердых растворов красителей в полимерах типа полистирола или полиметилметакрилата, казалось бы, позволяло получить твердотельные лазеры на органических красителях, которые обеспечивали бы компактность и высокую энергетическую яркость при одновременной широкой полосе перестройки частоты генерации. Однако первые попытки создания твердотельных лазеров на органических красителях столкнулись с рядом трудностей: относительно низкой эффективностью и высокой расходимостью излучения, связанной с большими значениями термооптического коэффициента dn/dT.

Значительный успех в данной области был достигнут только после перехода на мелкопористые монодисперсные губчатые матрицы, образованные кварцевыми наночастицами, и однородно пропитанные твердым раствором красителя в полимере. Такое решение позволило существенно снизить термооптический коэффициент и расходимость излучения.

Дальнейший прогресс в разработке твердотельных лазеров на органических красителях связан с переходом на резонансную лазерную накачку, значительно снижающую тепловую нагрузку на матрицу. Особенно привлекательной представляется возможность использования полупроводниковых лазеров для накачки подобных лазеров. Действительно, полупроводниковые лазеры красного диапазона спектра обеспечивают преобразование электрической энергии в энергию излучения с эффективностью до 20%. В тоже время лучшие жидкостные лазеры на красителях обеспечивают эффективность генерации, превышающую 50%, что эквивалентно возможности разработки перестраиваемого твердотельного лазера на органических красителях с эффективностью, большей 10%. Все это открывает уникальную возможность создания миниатюрных перестраиваемых лазеров большой мощности.

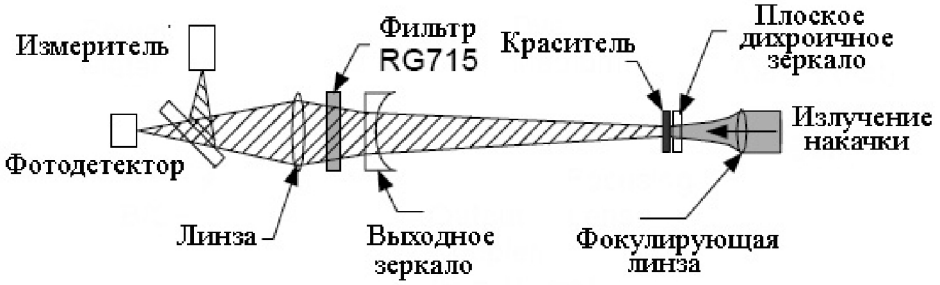


Рис. 19.26: Схема твердотельного лазера на красителе с продольной полупроводниковой накачкой

Принципиальная схема твердотельного лазера на красителе с продольной полупроводниковой накачкой представлена на рис. 19.26. В качестве источника накачки использовалась матрица полупроводниковых лазеров с длиной волны излучения 671 нм, которая попадает в центр полосы поглощения твердого раствора красителя Oxizine 725 (см. рис. 19.27) в полиметилметакрилате. Активный элемент представлял собой диск толщиной 1,6 мм, в котором практически полностью (коэффициент поглощения за проход 95%) поглощалось излучение накачки. Фильтр RG715 отсекал излучение накачки, прошедшее через диск. Использование шарового выходного зеркала обеспечивало высокую концентрацию излучения в активной области. Характерные импульсы излучения накачки и

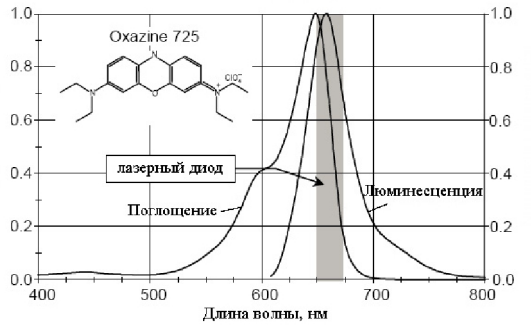


Рис. 19.27: Спектр поглощения и люминесценции красителя Oxizine 725 в полиметилметакрилате

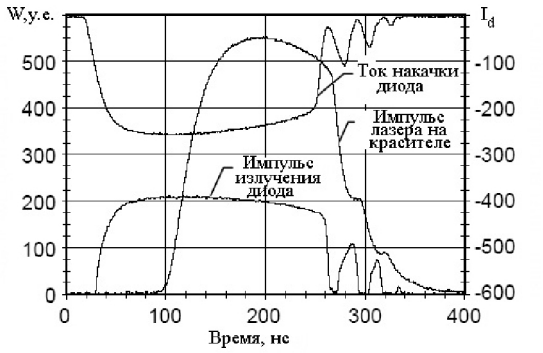


Рис. 19.28: Импульсы тока накачки и излучения накачки лазерного диода и выходного излучения твердотельного лазера на красителе Oxizine 725

выходного излучения твердотельного лазера на органическом красителе представлены на рис. 19.27. Перестройка частоты генерации осуществлялась в диапазоне 730...750 нм. Максимальная эффективность генерации в 18% при частоте следования импульсов накачки 1 Гц получена на длине волны 740 нм при полуширине спектра излучения 10,5 нм. Повышение частоты следования импульсов вплоть до 1 кГц не приводило к существенному искажению формы импульса, лишь немного уменьшалась эффективность генерации, которая при 1кГц составила 15%.

Аналогичные результаты были получены для орган-неорганических гибридных матриц, образованных в нанопористом стекле, с внедренным полимером и пропиткой красителем Oxizine 725. Переход на стеклянную матрицу позволил уменьшить расходимость излучения при сохранении энергетических характеристик.

Выбор используемого типа красителя, наряду с согласованием его спектральных свойств со спектром полупроводникового лазера накачки и возможностью существования в твердом растворе, определялся его высокой лучевой стойкостью, что особенно важно при столь высоких концентрациях энергии. В настоящее время найдены и другие красители, способные обеспечивать высокие выходные характеристики лазерного излучения в твердых растворах, например пиррометиленовые красители.

19.2 Лазеры на неорганических жидкостях

Первые попытки создания лазеров на неорганических жидкостях были предприняты в начале 60-х годов. В экспериментах использовались редкоземельные ионы, растворенные в полифосфорных кислотах. Однако данные исследования не привели к созданию жидкостных лазеров. Вместе с тем было установлено, что главная часть безызлучательных потерь обусловлена тушением люминесценции редкоземельных ионов гидроксильными $(OH)^-$ ионами, точнее - быстрым переходом энергии возбужденных редкоземельных ионов в колебательную энергию OH- групп с последующей диссипацией этой энергии в матрицу (нагрев раствора).

Успех в развитии лазеров на неорганических жидкостях был связан с переходом к апротонным растворителям, дебаевские частоты которых лежат выше, чем в полифосфорных кислотах [67].

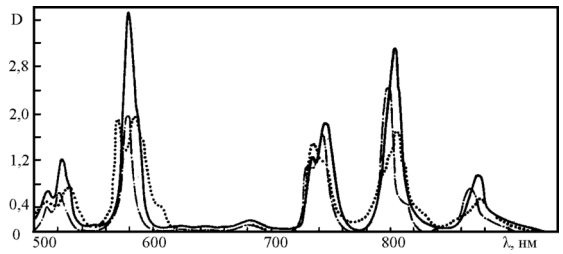


Рис. 19.29: Зависимость оптической плотности от длины волны для материалов, активированных Nd^{3+}: сплошная линия - $SeOCl_2 - SnCl_4$, штрихпунктир - $POCl_3 - ZnCl_4$, пунктир - силикатное стекло $LG - 55$

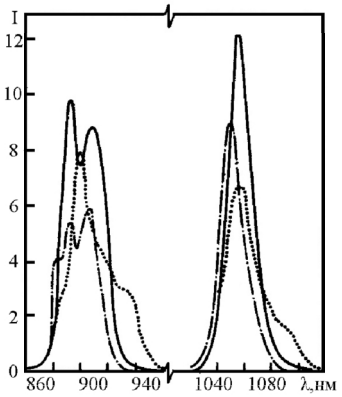


Рис. 19.30: Спектр люминесценции Nd^{3+}: сплошная линия - $SeOCl_2 - SnCl_4$, штрихпунктир - $POCl_3 - ZnCl_4$, пунктир - силикатное стекло $LG - 55$

Типичный спектр поглощения иона неодима в апротонных жидкостях приведен на рис. 19.29. Там же для сравнения дан спектр поглощения силикатного стекла LG-55. Малое отличие спектров поглощения для всех неорганических лазерных жидкостей свидетельствует о том, что поведение иона неодима в растворах и стекле во многом похоже. Полосы поглощения неодима в растворе $SeOCl_2$ интенсивнее, однако это не влияет на эффективность накачки.

Спектральное положение полос накачки не изменяется при замене $POCl_3$ на $SeOCl_2$ вследствие того, что в поглощении излучения накачки участвуют 4f-электроны, экранированные внешними оболочками, а

также малыми искажениями кислородного окружения редкоземельного иона при замене тяжелого металла. Замена одной льюисовой кислоты на другую также почти не влияет на спектр поглощения активной жидкости в области излучения источника накачки, хотя добавление некоторых льюисовых кислот, например $TiCl_4$, приводит к появлению поглощения в коротковолновой части видимого диапазона и вызывает необходимость фильтрации излучения накачки, лежащего в этой спектральной области. В ИК области спектр поглощения активных жидкостей определяется наличием примеси воды. Основные полосы поглощения воды лежат в области 2.8...3 мкм и не влияют на условия накачки, так как доля энергии излучения ламп, приходящаяся на эту область, очень мала.

Сравнение спектров активного поглощения со спектром излучения ксеноновой лампы показывает, что наибольшую роль в возбуждении играют полосы 860—900, 780—825, 725—760 и 567—590 нм. В отличие от спектров поглощения в силикатных стеклах, здесь интенсивность ИК полос поглощения сравнима с интенсивностью полосы в видимой области, что облегчает согласование активного элемента с источником накачки. Полосы поглощения в апротонных жидкостях шире, чем в кристаллах, и лишь немного уступают по ширине полосам в силикатных стеклах.

Спектры излучения состоят из трех широких линий с длиной волны 0,9; 1,06 и 1,33 мкм, соответствующих переходам из метастабильного состояния $^4F_{3/2}$ в состояние $^4F_{9/2}$, $^4F_{11/2}$ и $^4F_{13/2}$, последние из которых приведены на рис. 19.30. Ширина наиболее интенсивной линии люминесценции с максимумом на длине волны 1,06 мкм значительно больше, чем в кристаллах, и приблизительно равна 16 нм, что несколько меньше по сравнению с силикатными стеклами. Большая ширина линии люминесценции при строго экспоненциальном законе послесвечения говорит об однородном характере ее уширения. Последний обусловлен быстрыми возмущениями энергии ионов тепловым движением частиц жидкости.

Время жизни Nd^{3+} и квантовый выход люминесценции зависят как от галогенида металла, так и от методики синтеза раствора. Из анализа ИК спектров следует, что выход люминесценции падает с ростом концентрации OH-групп, оставшихся в люминофоре после окончания синтеза. Квантовый выход люминесценции и время жизни неодима слабо зависят от температуры. Для жидкостей, обладающих хорошими генерационными свойствами, время жизни лежит в пределах 280—330 мкс.

Важной характеристикой активных сред является сечение усиления. У апротонных жидкостей значение этой величины составляет $(7.8...9.6)\cdot 10^{-20}$ см$^{-1}$, что приблизительно на порядок меньше, чем в $Nd:YAG$.

Меньшее, по сравнению с кристаллами, значение сечения позволяет получать большую оптимальную длину активного элемента, приближающуюся к длине активного элемента из неодимового стекла.

Важным параметром, который существенно влияет на порог генерации и КПД лазера, является показатель неактивных потерь μ_n, определяемый поглощением и светорассеянием на длине волны генерации. Поглощение обусловлено примесями, которые попадают в раствор в процессе его синтеза. Такой примесью является вода, поскольку крылья ИК линий поглощения OH-групп простираются в спектральную область, где происходит генерация.

Светорассеяние растворов выше, чем стекол (в особенности раствора на основе оксихлорида фосфора). Причем все компоненты активного раствора, взятые отдельно, обладают близким светорассеянием, которое резко возрастает, как только в раствор вводится Nd^{3+}. Активный раствор, загрязненный водой, отличается особенно большим рассеянием, что связано с появлением крупных полимерных образований на основе сильно поляризуемых комплексов неодима и соединения $P_2O_3Cl_4$. Разрушение этих образований снижает светорассеяние, но одновременно приводит к выпаданию неодима в осадок.

В целом для растворов высокого качества показатель неактивных потерь $\mu_n = (2...3) \cdot 10^{-3}$ см$^{-1}$, что сравнимо со значением μ_n для неодимового стекла, составляющего $1 \cdot 10^{-3}$ см$^{-1}$.

Под воздействием излучения накачки могут появиться дополнительные потери как на поглощение, так и на рассеяние. Увеличение потерь на поглощение возникает из-за фотоокрашивания раствора. Процесс фотоокрашивания идет медленнее при фильтрации УФ излучения накачки, а также при использовании стабилизирующих добавок Cr^{3+}. Рассеяние может возрасти вследствие появления дополнительных центров рассеяния, возникающих на микропузырях, образующихся вокруг центров поглощения. Вследствие перечисленных выше причин неактивные потери во время генерации (динамические потери) могут значительно возрасти (в 2...3 раза).

В лазерах на неорганических жидкостях термооптическая постоянная dn/dT, по существу, определяет угловую расходимость лазерного излучения. Для жидкостей $POCl_3$, $SeOCl_2$ и $SOCl_2$ значение ее лежит в пределах $(4...7) \cdot 10^{-4}$ К$^{-1}$. Термооптическая постоянная слабо зависит от состава активного раствора и его температуры. Так как dn/dT в первую очередь определяется коэффициентом объемного расширения, который у всех жидкостей на два порядка больше, чем у стекол, то такое

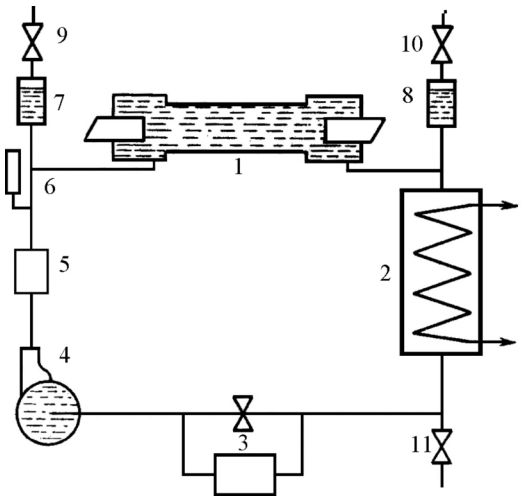


Рис. 19.31: Принципиальная схема лазера на неорганической жидкости

же соотношение между термооптической постоянной этих типов активных сред должно сохраниться для всех лазерноактивных жидкостей и является их основным и, вероятно, неустранимым недостатком.

Стойкость раствора повышается при фильтрации УФ излучения. Улучшение технологии синтеза неорганических лазерных жидкостей позволило получить растворы, долговечность которых оказалась выше, чем у активных элементов из стекла, при одинаковых условиях эксплуатации этих веществ.

Степень агрессивности и токсичности активной жидкости в значительной мере определяет конструктивные особенности лазера, области его применения. Все апротонные жидкости являются агрессивными и токсичными, хотя в этом отношении сильно отличаются друг от друга. Оксихлорид селена обладает высокой агрессивностью и токсичностью. У оксихлорида фосфора они значительно меньше. Помимо того, он имеет меньшую вязкость. Использование тяжелой воды в процессе синтеза рабочего раствора на основе $POCl_3$ значительно уменьшает безызлучательную диссипацию энергии метастабильного уровня, увеличивая его время жизни в 1,5 раза. В результате этого активные растворы, матрицей которых является $POCl_3$, почти полностью вытеснили жидкости на основе $SeOCl_2$. Новые неорганические жидкости, появившиеся в последнее время, имеют очень малые токсичность и агрессивность при высоких лазерных параметрах. Меньшая вязкость оксихлорида фосфора и активных растворов на его основе является их преимуществом при создании систем прокачки активного вещества в лазере.

Принципиальная схема лазера на неорганической жидкости представлена на рис. 19.31. Здесь 1 - кювета с жидкостью; 2 - теплообменник,

служащий для охлаждения циркулирующей в замкнутом контуре жидкости; 3 - фильтр, предназначенный для улавливания частиц, коагулировавшихся в жидкости под действием излучения накачки; 4 - насос; 5 - защитное устройство, прекращающее подачу электрического питания в случае разгерметизации системы; 6 - измеритель давления; 7, 8 - камеры, предназначенные для поддержания определенного давления в жидкости с целью устранения в ней пузырьков газа и для обеспечения возможности расширения жидкости для предотвращения возникновения в ней избыточного давления; 9 - устройство для заливки раствора; 10 - устройство для подачи инертного газа, используемого для сушки камеры в процессе ее подготовке к работе; 11 - кран для откачки системы.

В лазерах на неорганических жидкостях достигнут удельный энергосъем в 6 Дж/см^3 при удельных энерговкладах 60...100 Дж/см^3, что соответствует КПД 2,2%. Энергия в импульсе составляет сотни джоулей. Использование режима синхронизации мод позволяет получать пикосекундные импульсы излучения. Таким образом, энергетические характеристики жидкостного лазера оказываются близкими к неодимовым лазерам на стекле, однако расходимость излучения на 2...3 порядка больше.

При создании мощных лазеров и усилителей неорганические жидкости имеют ряд преимуществ перед неодимовым стеклом:

1. Возможность изготовления активных элементов любой формы, в том числе элементов с большой апертурой. Стоимость изготовления кювет значительно ниже, по сравнению с элементами из неодимового стекла.

2. Создание лазеров на стекле, работающих в частотном режиме при большой средней мощности, встречает серьезные трудности из-за низкой теплопроводности стекла. Эта проблема отсутствует в жидкостных лазерах благодаря возможности циркуляции активной жидкости.

3. Стойкость кювет с активной жидкостью определяется порогом разрушения материала, из которого сделаны окна кюветы (кварц). Порог разрушения кварца значительно выше, чем у неодимового стекла.

4. При одинаковых условиях накачки активной жидкости и стекла КПД лазера и объемная плотность выходной энергии когерентного излучения у жидкостных лазеров выше, чем у аналогичных приборов на стекле.

5. Нелинейная составляющая показателя преломления для жидкости $POCl_3$ и стекла ED-2 соответственно равна $7 \cdot 10^{-13}$ и $1,5 \cdot 10^{-13}$. Однако сечение усиления для жидкости равно $8 \cdot 10^{-20}$, а для стекла $(0,5...3) \cdot 10^{-20}$ см^2. Поэтому предельная интенсивность когерентного излучения, ограниченная нелинейными явлениями, у жидкости и стекла приблизительно одинакова.

По сравнению со стеклами неорганические жидкости обладают следующими недостатками.

1. Агрессивность жидкости ограничивает выбор материалов, пригодных для создания лазера. Это несколько усложняет его конструкцию. Токсичность жидкости усложняет эксплуатацию лазера. Однако эти трудности преодолимы.

2. Основным недостатком лазеров и лазерных усилителей на неорганических жидкостях является большая расходимость излучения, вызванная высоким значением термооптической постоянной dn/dT, которая на два порядка выше, чем у стекол. В результате этого при одинаковой неравномерности накачки расходимость излучения жидкостных лазеров превосходит расходимость излучения лазера на стекле более чем на порядок.

Глава 20

Лазер на свободных электронах

В рассмотренных лазерах использовался эффект индуцированного излучения в системах с дискретными уровнями энергии (дискретными зонами энергии), т. е. в системах, существенно квантовых. Между тем эффект индуцированного излучения не является по своей природе принципиально квантовым и возможен в классических системах.

По аналогии с тем, что существенно квантовые системы способны генерировать колебания в диапазоне от СВЧ до вакуумного УФ, естественно ожидать, что индуцированное излучение таких классических объектов, как свободные электроны, тоже может быть применено для генерации электромагнитных колебаний в широком спектральном диапазоне от радио до световых волн. В соответствии со смыслом термина "лазер", генератор электромагнитного излучения, использующий индуцированное испускание света электронными потоками, естественно называть лазером на свободных электронах (ЛСЭ) [69].

Фундаментальное отличие ЛСЭ от обычных лазеров состоит в том, что их частота не привязана к переходам между дискретными уровнями энергии. Рабочей средой коротковолновых ЛСЭ служит пучок релятивистских электронов, движущихся в сильном периодическом магнитном поле (ондуляторе), а длина волны ЛСЭ допускает непрерывную перестройку путем изменения энергии электронов пучка [73]. Действительно, рассмотрим электрон, пролетающий со скоростью v через некоторую пространственно-периодическую систему, характеризуемую пространственным периодом λ_w. На электрон действует периодическая сила с временным периодом λ_w/v. Следовательно, ускорение электрона меняется периодически с частотой v/λ_w. Этому соответствует движение по пространственно-периодической траектории. Движущийся по такой траектории электрон излучает. При существенно дорелятивистских скоростях частота излучения равна частоте периодического движения.

Для макроскопических пространственных периодов λ_w длина волны излучения

$$\lambda_r = \frac{c\lambda_w}{v} \tag{20.1}$$

в нерелятивистском случае соответствует радиодиапазону. Ситуация существенно изменяется при увеличении скорости электрона. Релятивистский эффект Доплера приводит к резкому уменьшению длины волны излучения по сравнению с характерными размерами излучающей системы. При скорости электрона, близкой к скорости света ($\beta = v/c \to 1$), в силу релятивистского сокращения масштаба, частота периодического воздействия на электрон в сопутствующей электрону системе координат увеличивается до значения $\gamma v/\lambda_w$, где релятивистский фактор $\gamma = (1-\beta^2)^{-1/2}$. В лабораторной системе координат обратное лоренцево преобразование приводит к релятивистскому доплеровскому увеличению частоты излучения в направлении скорости движения электрона в $\gamma(1+\beta) \approx 2\gamma$ раз. В результате длина волны тормозного излучения в лабораторной системе координат резко сокращается по сравнению с пространственным периодом неоднородности λ_w:

$$\lambda_r = \frac{\lambda_w}{2\gamma^2} \tag{20.2}$$

Из (20.2) следует, что при фиксированном периоде неоднородности длина волны излучения является функцией энергии электронов

$$eU = \gamma m_0 c, \tag{20.3}$$

где m_0 - масса покоя электронов. Например, при периоде $\lambda_w = 1$ см изменение энергии электронов от 50 МэВ ($\gamma = 10^2$) до 70 МэВ ($\gamma = 1.5 \cdot 10^2$) приводит к перестройке длины волны излучения от ИК вплоть до синей области спектра.

Роль релятивистских эффектов отнюдь не сводится только к резкому увеличению частоты излучения электронов. Очевидно, при релятивистской скорости электронов автоматически обеспечивается синхронизм электронного и светового пучков. Электронные ускорители, генерирующие пучки электронов сверхвысокой энергии, работают в импульсном режиме. Если за время пролета пространства взаимодействия электронов с волной электронный пакет разойдется со световой волной меньше, чем на длину волны, нарушением синхронизма можно пренебречь.

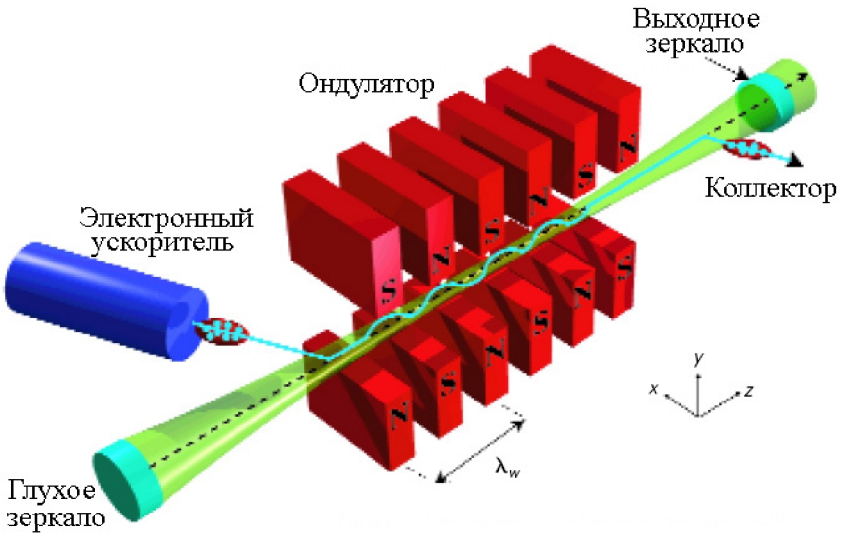


Рис. 20.1: Лазер на свободных электронах

Помещая ондулятор с релятивистским электронным пучком в резонатор (рис. 20.1), собственные моды которого находятся в резонансе с излучением электронов, получаем ЛСЭ.

Фактически релятивистские электроны воспринимают пространственно-периодическое магнитное поле как распространяющуюся навстречу ему электромагнитную волну с длиной волны λ_w/γ. Действительно, гамильтониан может быть представлен в виде

$$H = \left[(\vec{P} - e\vec{A})^2c^2 + m^2c^4\right]^{1/2} + e\Phi, \tag{20.4}$$

где e, m - заряд и масса электрона, $\vec{P} = \vec{p} + e\vec{A}$ - канонический момент, $\vec{p}$ - импульс электрона, а векторный потенциал

$$\vec{A} = \vec{A}_w + \vec{A}_r, \tag{20.5}$$

где $\vec{A}_w$ и $\vec{A}_r$ - векторные потенциалы поля ондулятора и поля излучения электронов, которые, в соответствии с уравнениями Максвелла, связаны с напряженностями полей соотношениями

$$\begin{aligned} \vec{B}_w &= \nabla \times \vec{A}_w = \sqrt{2}k_w A_w \sin(k_w z)\hat{x}, \\ \vec{E}_r &= -\frac{\partial \vec{A}_r}{\partial t}, \end{aligned} \tag{20.6}$$

где волновое число ондулятора $k_w = 2\pi/\lambda_w$.

Если предположить, что на входе в ондулятор электрон не имеет поперечной составляющей скорости, а потенциал ондулятора A_w много

больше потенциала лазерного поля A_r, то получаем решение в нулевом порядке, которое описывает движение электрона в поле ондулятора:

$$\begin{aligned}
\frac{dz}{dt} &= \frac{\partial H}{\partial P_z} = \frac{p_z}{\gamma m} = c\left\{1 - \frac{1}{2\gamma^2}\left[1 + a_0^2 - a_0^2\cos(2k_w z)\right]\right\} \\
\frac{dx}{dt} &= \frac{\partial H}{\partial P_x} = \frac{p_x}{\gamma m} = -\sqrt{2}\frac{ca_0}{\gamma}\sin(k_w z) \\
\frac{dy}{dt} &= 0
\end{aligned} \tag{20.7}$$

где введен параметр ондулятора

$$a_0 = \frac{eA_w}{mc} = 0,934\lambda_w[\text{см}]B_w[\text{Т}] \tag{20.8}$$

В продольной скорости (20.7) может быть выделена средняя скорость и быстроосциллирующий член, который имеет много меньший порядок. Тогда продольная координата электрона может быть представлена в виде:

$$z(t) = z_0(t) + z_1(t), \tag{20.9}$$

где

$$\begin{aligned}
z_0(t) &= \left[1 - \frac{1 + a_0^2}{2\gamma^2}\right]ct \\
z_1(t) &= \frac{a_0^2}{2\gamma^2 k_w}\sin(2k_w z_0)
\end{aligned} \tag{20.10}$$

Соответственно, изменение поперечной координаты в нулевом приближении будет описываться выражением

$$x(t) = \sqrt{2}\frac{a_0}{\gamma k_w}\cos(k_w z_0) \tag{20.11}$$

Таким образом, в нулевом приближении траектория электрона в поле ондулятора представляет собой быстрое продольное движение в направлении оси, на которое наложены малые (порядка $1/\gamma$) осцилляции в поперечном направлении и еще более малые (порядка $1/\gamma^2$) осцилляции в продольном направлении. Однако энергия электрона не сохраняется. С учетом излучения ее изменение можно описать уравнением:

$$\frac{dH}{dt} = mc^2\frac{d\gamma}{dt} = -\frac{e}{m\gamma}\left(\vec{P} - e\vec{A}\right)\cdot\frac{\partial\vec{A}}{\partial t}, \tag{20.12}$$

которое может быть переписано в виде

$$\frac{d\gamma}{dt} = -\frac{e}{\gamma m^2 c^2} \overrightarrow{p} \cdot \overrightarrow{E_r} \tag{20.13}$$

Уравнение (20.13) описывает зависимость энергии электрона от начальной энергии и относительной фазы движения электрона относительно электромагнитной волны, т.е. сводится к нахождению зависимости фазы $\phi(t) = k_w z - k_r z - \omega_r t$. Полагая, что энергия электрона меняется незначительно при пролете одного периода ондулятора, изменение фазы можно представить в виде $\phi = \phi_0 + \phi_1$, где средняя фаза ϕ_0 линейно зависит от времени. Тогда из (20.13) получаем:

$$\phi_0 = \left(ck_w - ck_r \frac{1 + a_0^2}{2\gamma^2} \right) t \tag{20.14}$$

$$\phi_1 = \frac{k_r a_0^2}{4k_w \gamma^2} \sin(2k_w z_0) \tag{20.15}$$

Физический смысл полученных выражений прозрачен. Электромагнитная волна распространяется в вакууме со скоростью света c, которая больше скорости v_e электронов, к тому же движущихся по синусоидальной траектории. При этом на каждом периоде фаза электрона сдвигается относительно электромагнитной волны на величину

$$k_w \left[\frac{c - v_e}{v_e} + \frac{L_e - \lambda_r}{L_e} \right], \tag{20.16}$$

где L_e - путь, пройденный электроном за период. В условиях резонанса ($\phi_0 = 0$) разность фаз (20.16) остается неизменной и электроны излучают когерентно. Условие резонанса позволяет определить длину волны излучения ЛСЭ

$$\lambda_r = \frac{\lambda_w}{2\gamma^2} \left(1 + a_0^2\right), \tag{20.17}$$

которая отличается от полученной ранее (20.2) вторым сомножителем, учитывающим параметры ондулятора.

Наличие осциллирующей части ϕ_1 связано с совместным действием на электрон поля ондулятора и электромагнитной волны, т.е. фаза электронов осциллирует в потенциальной яме пондермоторной силы, которая в силу резонанса (20.17) является медленно меняющейся функцией времени. В зависимости от начального значения фазы на входе в ондулятор электроны будут либо ускоряться, либо тормозиться, что приводит к

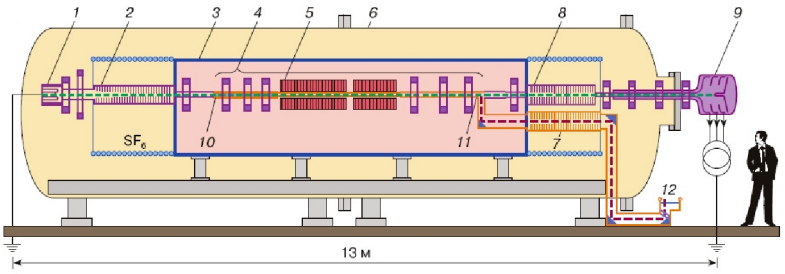


Рис. 20.2: Схема ЛСЭ субмиллиметрового диапазона



Рис. 20.3: Внешний вид ЛСЭ субмиллиметрового диапазона

группировке их в сгустки, расположенные на расстоянии, равном длине волны излучения. Это и определяет когерентное сложение излучения электронов потока, а также эффект индуцированного излучения и усиления ЛСЭ.

Следует отметить, что проведенный выше анализ ограничивался случаем моноэнергетического электронного пучка. Интуитивно ясно, что наличие разброса электронов по скоростям будет приводить как к уширению спектра излучения, так и к выходу электронов из синхронизма с электромагнитной волной, т.е. приведет к существенному снижению коэффициента усиления. В связи с этим, разработка эффективных ЛСЭ потребовала создания специальных инжекторов электронного пучка, в качестве которых в настоящее время используются фотоинжекторы, формирующие электронные пучки с малым эмиттансем.

Первый ЛСЭ, основанный на стимулированном ондуляторном излучении с большим доплеровским преобразованием частоты, был реализован в Стенфордском университете - сначала в режиме усиления излучения CO_2-лазера, а затем в режиме генератора [70]. Использовался линейный ускоритель с энергией 43 МэВ и высоким качеством пучка. В качестве ондулятора использовалась бифилярная спираль с периодом 3 см и длиной 5,2 м. Доплеровское преобразование частоты превышало 10^4, что обеспечивало генерацию вблизи 3 мкм. Длина резонатора первого ЛСЭ составляла 12,7 м.

Учитывая, что ЛСЭ может быть установлен на накопительное кольцо, эффективность генерации излучения может быть значительной - несколько десятков процентов. Однако принципиальным являются значительные габариты подобных комплексов и сложность их создания, являющаяся следствием ускорительной техники сверхвысоких энергий.

Учитывая значительную сложность ЛСЭ, большие габариты и стоимость, в настоящее время ЛСЭ создают, как правило, лишь для работы

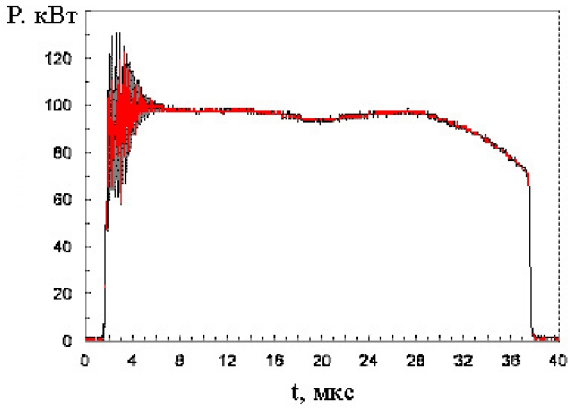


Рис. 20.4: Форма импульса излучения субмиллиметрового ЛСЭ

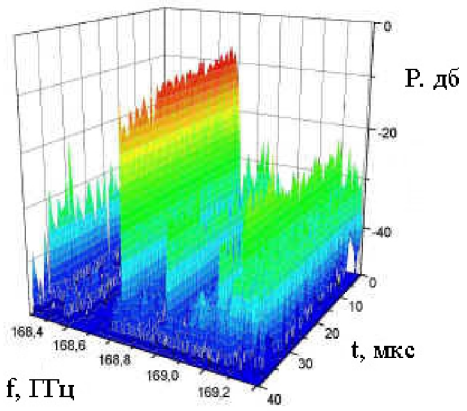


Рис. 20.5: Спектр излучения субмиллиметрового ЛСЭ

в тех диапазонах, где другие источники излучения отсутствуют или малоэффективны. К таким диапазонам прежде всего относятся субмиллиметровый диапазон, вакуумной ультрафиолет и рентгеновская область спектра [72]. Другим направлением развития ЛСЭ является получение мощных субкоротких (фемтосекундных и менее) импульсов излучения.

В Институте физики плазмы (Невенхайн, Голландия) создан мощный ЛСЭ коротковолновой части миллиметрового диапазона спектра для нагрева плазмы и контроля ее неустойчивости в установках управляемого термоядерного синтеза [76]. Этот источник (рис. 20.2) рассчитан на генерацию излучения мощностью 1 МВт, перестраиваемую в диапазоне 100-200 ГГц путем вариации энергии электронного пучка и подстройки резонатора. Здесь 1 - электронная пушка (80 кВ, 12 А), 2 - электростатический ускоритель частиц до энергии 2 МэВ, 3 - высокочастотный терминал. 4 - открытый резонатор для излучения, 5 - двухсекционный ондулятор на постоянных магнитах, 6 - танк высокого давления, 7 - выходной волновод для излучения, 8 - электростатический замедлитель, 9 - коллектор, 10, 11 - входной и выходной рефлекторы резонатора, 12 - выходное окно для излучения. Форма импульса и спектр излучения субмиллиметрового ЛСЭ для энергии электронного пучка 1.6 МэВ представлен на рис. 20.4 и рис. 20.5 соответственно. Спад на конце импульса генерации связан с насыщением усиления, вызванным выходом электронов из синхронизма при торможении в сильном поле.

Наиболее амбициозные планы продвижения в коротковолновую область спектра имеют научные центры DESY (Гамбург, Германия) [71], SLAC (Калифорния, США)[74] и Брукхейвенская национальная лаборатория [77]: ставится цель генерации рентгеновского излучения вплоть до

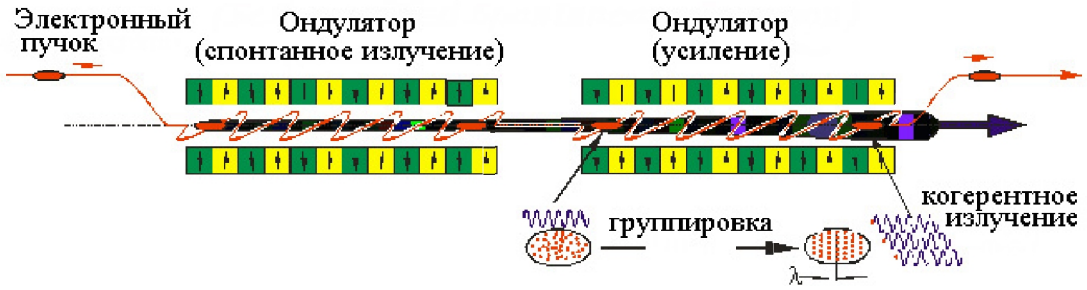


Рис. 20.6: Лазер на свободных электронах в режиме SASE

0,1 нм в форме фемтосекундных импульсов. При продвижении в область рентгеновского спектра классические схемы ЛСЭ, т.е. ондулятор, помещенный в открытый резонатор, могут применяться только до длин волн, больших 10 нм, для которых возможно создание зеркал с многослойным покрытием. Для меньших длин волн создание достаточно эффективных отражателей практически невозможно. Это привело в разработке новых схем ЛСЭ, в которых обеспечивается эффективное однопроходное усиление и формирование когерентного излучения.

Наибольшее вниманию уделяется режиму самоусиления спонтанного излучения SASE (Self Amplified Spontaneous Emission). Впервые ЛСЭ SASE был запущен в DESY в ВУФ области спектра. Принципиальная схема ЛСЭ SASE представлена на рис. 20.6. В первых секциях ондулятора электроны излучают спонтанно вперед. Поскольку релятивистские электроны тем не менее движутся медленнее скорости света, они отстают от собственного спонтанного излучения, которое начинает взаимодействовать с электронами, вошедшими в ондулятор несколько раньше и находящимися в последующих секциях ондулятора. Это взаимодействие приводит к группировке электронов в микробанчи (сгустки), которые разделены периодом магнитной решетки ондулятора. Часть электронов начинает излучать коллективно, интенсивность излучения растет и приводит к дальнейшей сортировке и уплотнению электронов в микробанче, заставляя их излучать в фазе. Интенсивность излучения начинает нарастать экспоненциально вплоть до насыщения.

Другими словами, в режиме SASE роль резонатора играет решетка плотности электронного пучка, которая самоподстраивается и фазируется за счет обратного воздействия на электроны пучка со стороны излучаемых в ондуляторе фотонов. В результате обмена энергией с генерируемой электронами электромагнитной волной в электронном пучке возникает модуляция плотности, усиливающаяся по мере прохождения ондулятора (см. рис. 20.7). На выходе из ондулятора электроны оказы-

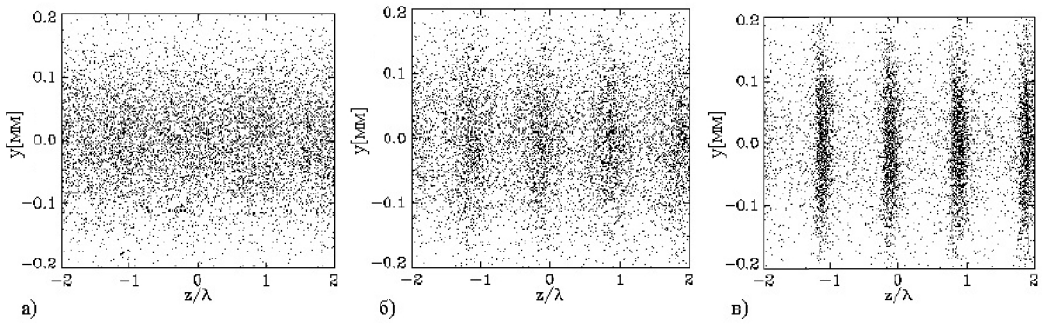


Рис. 20.7: Группировка электронов в режиме SASE в начале (а), середине (б) и конце (в) ондулятора

ваются сгруппированными в микробанчи в форме тонких дисков, отстоящих друг от друга на длину волны генерируемого света, вследствие чего электроны излучают синхронно, обеспечивая удовлетворительную когерентность генерируемого света.

Длина ондулятора, на которой осуществляется группировка пучка в микробанчи и начиная с которой интенсивность излучения экспоненциально растет, называется длиной усиления и определяется выражением

$$L_g = L_{g0}(1+\delta), \tag{20.18}$$

где L_{g0} - длина усиления для идеального моноэнергетического пучка

$$L_{g0} = 1.67\left(\frac{I_A}{I}\right)^{1/2}\frac{(\epsilon_n\lambda_w)^{5/6}}{\lambda_r^{2/3}}\frac{\left(1+a_0^2\right)^{1/3}}{a_0 A_{JJ}}, \tag{20.19}$$

а параметр

$$\delta = 131\frac{I_A}{I}\frac{\epsilon_n^{5/4}}{\lambda_r^{1/8}\lambda_r^{9/8}}\frac{\sigma_\gamma^2}{\left(1+a_0^2\right)^{1/8}a_0^2A_{JJ}^2} \tag{20.20}$$

учитывает разброс энергии электронов по энергии и углу. Здесь I_A - альфеновский ток, I - ток пучка, $\epsilon_n = \gamma\epsilon$, ϵ - эмиттанс пучка, $\sigma_\gamma = \sigma e/mc^2$ - энергетический разброс пучка, $A_{JJ} = 1$ для сфероидального ондулятора, а для планарного ондулятора $A_{JJ} = J_0\left(a_0^2/2(1+a_0^2)\right) - J_1\left(a_0^2/2(1+a_0^2)\right)$, где J_0 и J_1 - функции Бесселя первого порядка.

Длина ондулятора, на которой наступает насыщение сигнала не может быть определена аналитически, но ее оценка с точностью до 10...20% составляет:

$$L_{sat} \simeq 10 \cdot L_g \tag{20.21}$$

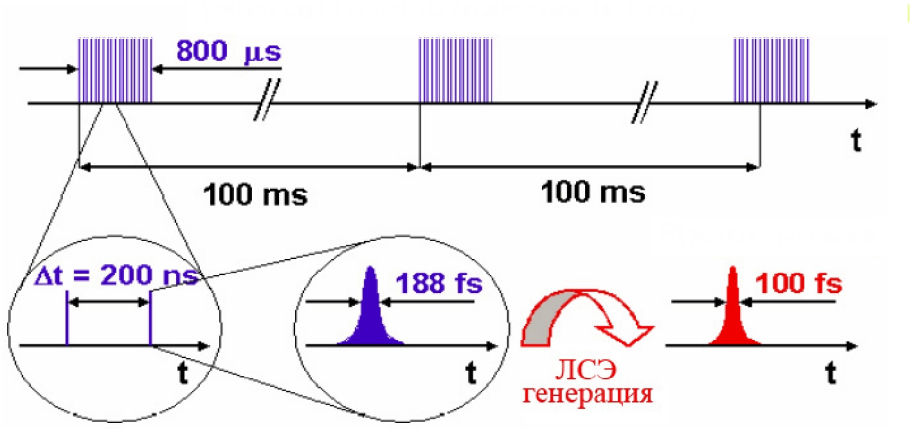


Рис. 20.8: Структура микробанчей ЛСЭ SASE

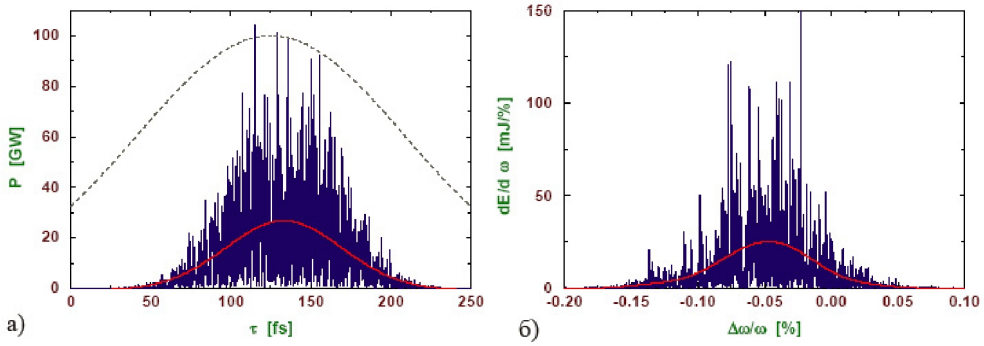


Рис. 20.9: Временная (а) и спектральная (б) структура импульса излучения ЛСЭ SASE для длины волны генерации 1 нм. Сплошная кривая соответствует усредненному распределению, а пунктирная кривая показывает распределение плотности зарядов

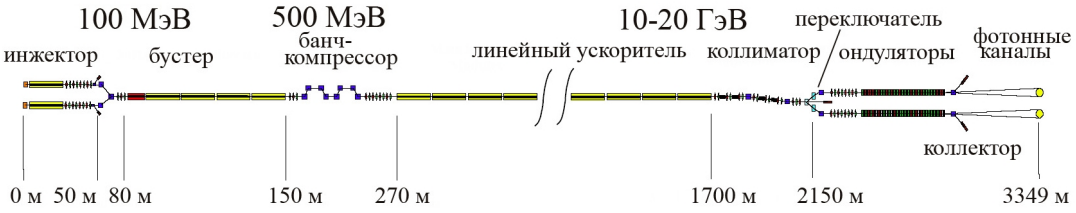


Рис. 20.10: Схема ЛСЭ DESY

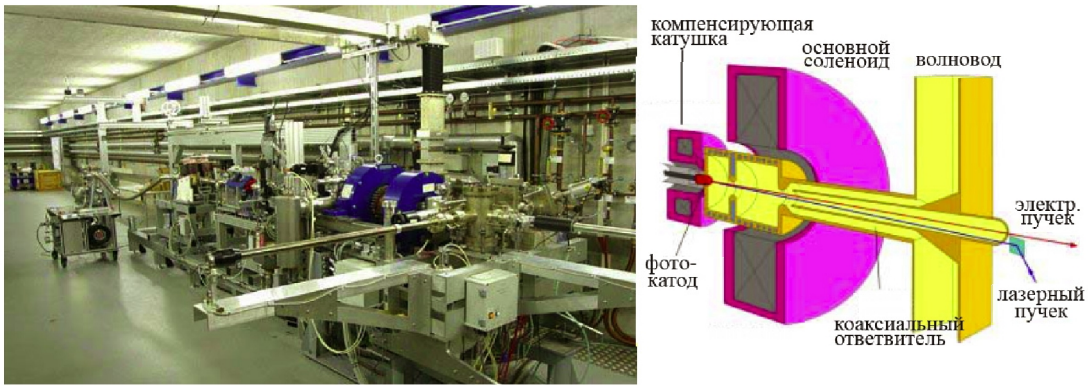


Рис. 20.11: Фотоинжектор ЛСЭ DESY

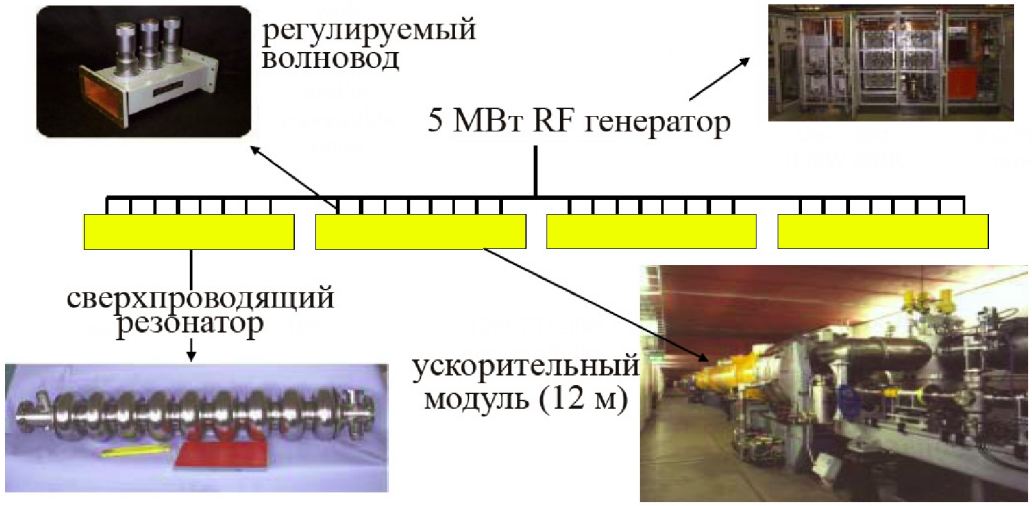


Рис. 20.12: Линейный ускоритель ЛСЭ DESY

Учитывая, что источником первичного излучения является спонтанное излучение, которое зависит от вариаций характеристик электронов и носит случайный характер, вывод ЛСЭ SASE на режим генерации с заданной длиной волны требует подстройки его параметров. В результате каждый микробанч достигает насыщения, а структура микробанчей и импульса излучения для ЛСЭ SASE DESY имеет вид, представленный на рис. 20.8. Видно, что длительность излучения приблизительно вдвое короче длительности микробанча. Импульс излучения состоит из большого числа независимых волновых пакетов, что приводит к пичковой структуре импульса излучения (см. рис. 20.9). Внутри каждого волнового пакета излучение полностью когерентно, а хаотический характер распределения интенсивности в импульсе является следствием ее роста из шума спонтанного излучения, который генерируется электронами банча, начальная плотность зарядов которого испытывает случайные пространственные и временные флуктуации при эмиссии с катода.



Рис. 20.13: Ондуляторная секция ЛСЭ DESY

Принципиальная схема ЛСЭ SASE, разрабатываемого в DESY, представлена на рис. 20.10. Выходные характеристики ЛСЭ существенно зависят от качества электронного пучка (см., например, (20.20)). Это накладывает жесткие требования на эмиттанс электронного пучка, который должен быть достаточно мал ($\epsilon < \lambda_r/4\pi$), чтобы обеспечить высокую яркость генерируемого излучения, а также обладать малым разбросом по энергиям ($\Delta E/E < \rho/2$, где $\rho \sim \gamma^{-1} I^{1/3} a_0^{2/3}$ - безразмерный параметр ЛСЭ) для обеспечения выхода ЛСЭ в режим насыщения. Таким требованиям удовлетворяют фотоинжекторы, в которых электронный поток формируется при облучении катода мощным лазерным импульсом. Фотоинжектор ЛСЭ DESY (см. рис. 20.11) обеспечивает генерацию пучка с характеристиками: заряд 1 нанокулон, $\epsilon = 1.4$ мкм, $\sigma_E < 2,5$ МэВ. Линейный ускоритель DESY выполнен в виде более чем 100 12-метровых сверхпроводящих ускорительных секций (см. рис. 20.12), обеспечивающих ускорение эмитируемого пучка вплоть до 20 ГэВ. На выходе линейного ускорителя формируется пакет с варьируемым количеством электронных банчей (от 1 до 30000). Данный электронный пучок коллимируется (см. рис. 20.10) и направляется в секции планарного ондулятора (см. рис. 20.13). Секции ондулятора расположены на расстоянии 1,1 м друг от друга, типичные характеристики ондуляторной секции: $\lambda_w = 27,3$ мм, зазор 12 мм, пиковая напряженность поля 0,6 Т, $a_0 = 1,17$, размеры 3×4,5 метра. Регулировка зазоров в

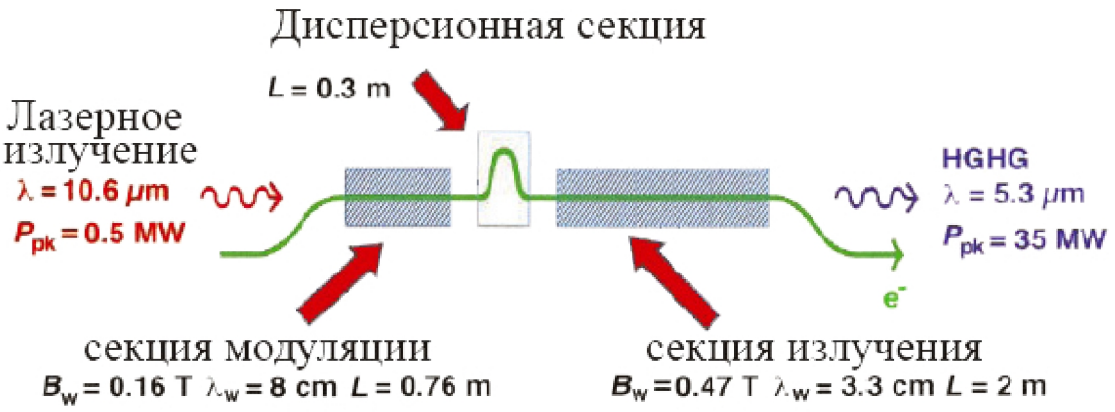


Рис. 20.14: Принципиальная схема ЛСЭ HGHG

ондуляторной секции осуществляется с точностью ± 1 мкм. Генерируемое излучение разводится с помощью специальной оптической системы рентгеновского диапазона по фотонным каналам и фокусируется в экспериментальных залах. Оптическая система включает в себя монохроматизатор на алмазных кристаллах и многослойные мнтерферационные зеркала, установленные под малым углом к направлению распространения излучения.

Эксперименты по апробации режима SASE были проведены в DESY на установке TESLA, в результате получена генерация излучения в ВУФ области спектра (80-120 нм) с пиковой мощностью $\sim$1 ГВт при длительности импульса 50 фсек. Строительство первой очереди ЛСЭ SASE DESY планируется завершить в 2008 году и получить генерацию вблизи 6 нм.

Одним из основных недостатков режима SASE является хаотическая вариация интенсивности и спектра генерации при каждой реализации эксперимента, связанной со случайными вариациями характеристик электронного пучка. Для преодоления этой трудности в Брукхейвенской национальной лаборатории была предложена модификация метода SASE, получившая название ЛСЭ HGHG (High-Gain Harmonic Generation). Суть метода представлена на рис. 20.14. ЛСЭ HGHG включает в себя два ондулятора. В первый короткий ондулятор (секция модуляции или модулятор) направляется затравочный импульс излучения обычного лазера с частотой генерации ω, а период ондулятора выбирается из условий обеспечения условий синхронизма взаимодействия пучка с лазерным полем. В результате резонансного взаимодействия происходит модуляция энергии электронного пучка, которая в дисперсионной секции (трехдипольная магнитная система) конвертируется в пространственную модуляцию

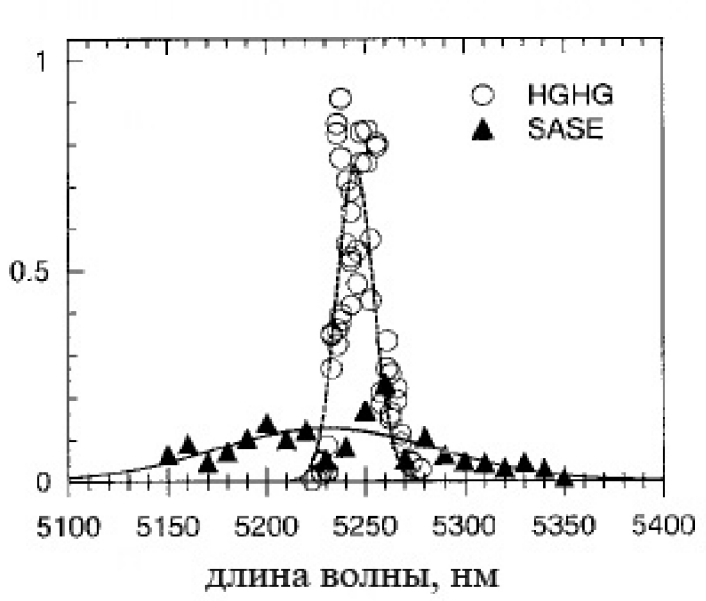


Рис. 20.15: Спектр выходного излучения в режимах HGHG и SASE

плотности электронного пучка. Второй ондулятор (секция излучения) настраивается на частоту гармоники затравочного лазерного импульса $n\omega$, обеспечивая резонансное взаимодействие с микроструктурированным электронным пучком, что приводит к экспоненциальному росту интенсивности гармоники $n\omega$ вплоть до насыщения.

Режим ЛСЭ HGHG был апробирован на установке NSLS (National Synchrotron Light Source), в которой в качестве затравочного сигнала использовался 200 псек импульс излучения CO_2-лазера с пиковой мощностью 0,5 МВт. Была получена генерация на второй гармонике с суммарной выходной энергией 65 мкДж, что в 3×10^6 больше, чем в режиме SASE при аналогичных параметрах (см. рис. 20.15).

Последующая модернизация установки NSLS и использование затравочного Ti-лазера с длиной волны излучения 800 нм и пиковой мощностью 30 МВт, позволило добиться генерации 3-й гармоники ($\lambda_r = 266$ нм) с выходом ЛСЭ на насыщение и выходной энергией $\sim$ 100 мкДж при длительности импульса 1 пс. Длина основного ондулятора (секция излучения) при этом составляла 10 м, а модулятора - 0,3 м. Параметры ЛСЭ HGHG более стабильны, чем в режиме SASE, и они менее зависимы от вариаций характеристик электронного пучка (см. рис. 20.15). Последнее подтверждено экспериментами с различной интенсивностью начального затравочного сигнала, вплоть до его отключения. Эти эксперименты также показывают, что переход на режим HGHG позволяет значительно снизить длину используемого ондулятора. Одна-

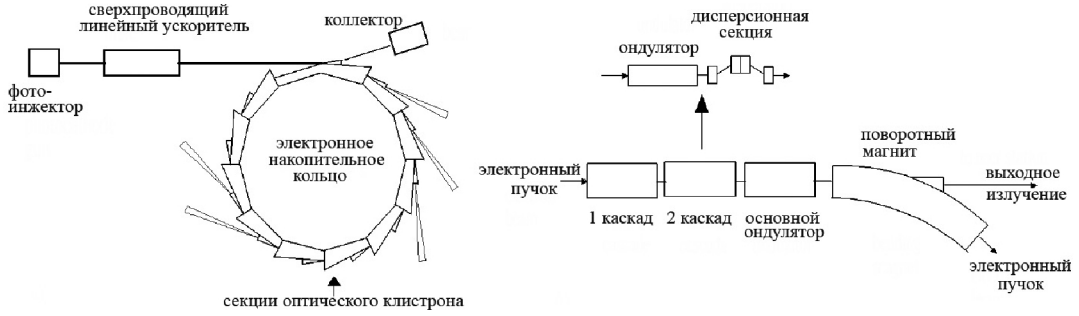


Рис. 20.16: Схема оптического клистрона на накопительном кольце

ко использование обычного лазера в качестве затравочного сигнала исключает возможность плавной перестройки генерации за счет вариации энергии электронного пучка - длина волны может меняться кратно частоте генерации затравочного лазера при соответствующей перестройке периода основного ондулятора.

Последнее ограничение может быть устранено при переходе на режим работы ЛСЭ, получившем название оптический клистрон, схема которого представлена на рис. 20.16. В оптическом клистроне первый каскад ондулятора используется в качестве устройства, генерирующего затравочный лазерный сигнал для последующих каскадов, которые настраиваются на работу на соответствующей гармонике. В результате возможно существенное продвижение в область рентгеновского спектра излучения при использовании относительно коротких ондуляторных секций и высокой стабильности выходных параметров генерации.

В заключение следует отметить, что круг возможных приложений коротковолновых ЛСЭ необычайно широк. Он включает в себя эксперименты по фемтосекундной фотохимии, исследования структуры сложных биологических молекул, физике кластеров, физике сверхплотной плазмы и другие, проведение которых ранее было невозможным.

Литература

[1] Planck M. On the Law of Distribution of Energy in the Normal Spectrum, Annalen der Physik, 1901, v.4, p.553

[2] Блохинцев Д.И. Основы квантовой механики. - М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1976. - 654 с.

[3] Карлов Н.В. Лекции по квантовой электронике. - М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1988. - 336 с.

[4] Виттеман В. CO_2-лазер. - М.: Мир, 1990. - 360 с.

[5] Борн М., Вольф Э. Основы оптики. - М.: Наука, 1973. - 719 с.

[6] Ханин Я.И. Динамика квантовых генераторов. - М.: Сов. радио, 1975. - 496 с.

[7] Голяев Ю.Д., Лантрасов С.В. Пичковые режимы генерации в лазерах на гранате с неодимом. - Кв. Электр., 1974, т.1, 10, с.2197-2210.

[8] Дементьев В.А., Зубарев Т.Н., Ораевский А.Н. Режимы пульсаций интенсивности излучения в квантовых генераторах//Тр. ФИАН. - 1977. - т.91. - с.3-74.

[9] Javan A., Bennett W.R., Herriot D.R. Population inversion and continuous optical maser oscillation in a gas discharge containing a He-Ne mixture. - Phys.Rev.Letts, 1961, v.6, p.106.

[10] Harris M., Loudon R., Shepherd T.J., Vaugha J.M. Optical Amplification and Spontaneous Emission in an Ar^+ Discharge. - J. of Modern Optics, 1992, v.39, 6, p.1195-1203.

[11] Батенин В.М., Бучанов В.В., Казарян М.А., Климовский И.И., Молодых Э.И. Лазеры на самоограниченных переходах атомов металлов. - М.: Научная книга, 1998. - 544 с.

[12] Исаев А.А., Петраш Г.Г. Исследования импульсных газовых лазеров на атомных переходах//Тр.ФИАН. - 1975. -т.81. - с.3.

[13] Солдатов А.Н., Соломонов В.И. Газоразрядные лазеры на самоограниченных переходах в парах металлов. - Новосибирск: Наука, 1985. - 148 с.

[14] Гудзенко Л.И., Яковленко С.И. Плазменные лазеры. - М.: Атомиздат, 1978. - 256 с.

[15] Иванов И.Г., Латуш Е.Л., Сэм М.Ф. Ионные лазеры на парах металлов. - М.: Энергоатомиздат, 1990. - 256 с.

[16] Латуш Е.Л., Чеботарев Г.Е., Сэм М.Ф. Малогабаритные рекомбинационные He-$Sr^{+}(Ca^{+})$-лазеры. - Кв. Электр., 2000, т.30, 6, с.471-478.

[17] Веденов А.А. Физика электроразрядных CO_2-лазеров. - М.: Энергоатомиздат, 1988. - 112 с.

[18] Карлов Н.В., Конев Ю.Б., Кочетков И.В., Певгов В.Г. Константы скорости и баланс электронов в плазме газоразрядных CO_2-лазеров. - М.: Препринт ФИАН, 1976, 91, 44 с.

[19] Ионин А.А., Ковш И.Б., Соболев В.А., Урин Б.М. Электроразрядные инфракрасные лазеры высокого давления и их применение. - Итоги науки и техники. Сер.радиотехника, 1984, т.32, с. 3-68.

[20] Технологические лазеры//Под ред. Г.А. Абильсиитова. - М.: Машиностроение, 1. - 431 с.

[21] Райзер Ю.П. Физика газового разряда. - М.: Наука, 1991. - 536 с.

[22] Королев Ю.Д., Месяц А.Г. Физика импульсного пробоя газов. - М.: Наука, 1991. - 223 с.

[23] Mesyats G.A., Osipov V.V., Tarasenko V.F. Pulsed Gas Lasers. - Billingham (Wash. USA): SPIE, 1995. - 374 p.

[24] Осипов В.В., Савин В.В., Тельнов В.А. Характеристики CO_2-лазерных сред с высоким уровнем накачки. - ЖПМТФ, 1982, 2, с.10-17.

[25] Визирь В.А., Осипов В.В., Тельнов В.А., Хамидулин Г.М. Малогабаритный CO_2-лазер с высокой частотой следования импульсов, Кв. Электр., 1988, 6, С.1574-1578.

[26] Басов Н.Г., Казакевич В.С., Ковш И.Б., Микрюков А.Н., Кв. Электр., 1983, т.10, с.1049.

[27] Condon E.U. Frank-Condon principle. - American Journal of Physics, 1947, v.15, p.365.

[28] Perspehonis Electrical behavior of a Blumlein-line N_2 laser. - J. Appl. Phys., 1987, v.52, p.2651-2656.

[29] Кислин В.М., Петраш Г.Г. Импульсные газовые лазеры на электронных переходах двухатомных молекул//Тр.ФИАН. - 1975. -т.81. - с.88-185.

[30] Kunabenchi R.S., Gorbal M.R., Savadatti M.I. Nitrogen lasers. - Quant. Electr., 1984, v.9, p.259-321.

[31] Карлов Н.В., Кузьмин Г.П., Прохоров А.М. Газоразрядные лазеры с плазменными электродами. - Изв. АН СССР. Сер.Физическая, 1984, т.48, 7, с.1430-1436.

[32] Азотный лазер на основе скользящего по поверхности диэлектрика разряда//Брынзалов П.П.. Зикрин Б.О., Карлов Н.В. и др., Кв. Электр., 1988,т.15,10, с.1971-1973.

[33] Армичев А.В., Алейников В.С., Фогельсон Т.Б. Мощный УФ лазер на азоте с поперечным разрядом без прокачки газа. - Кв.электр., 1980, т.7, 5, с.1037-1041.

[34] A Nitrogen laser with a molecular filter/ Zakharov V.P., Zakharov V.V.,Kuz'min G.P. et al, Laser Physics, 1997, v.7, 5, p.1041-1044.

[35] A sliding-discharge nitrogen laser with a ring profile of output radiation/ Zakharov V.P., Zakharov V.V.,Kuz'min G.P. et al, Laser Physics, 1997, v.7, 4, p.935-937.

[36] "Al'mitsin" laser medical Apparatus for the treatment of destructive forms of pulmonary tuberculosis/ Prokhorov A.M., Kuzmin G.P., Kisletsov A.V., Zakharov V.P., Dobkin V.G, Laser Physics, 1996, v.6, 2, p.420-422.

[37] Елецкий А.В. Эксимерные лазеры. - УФН, 1981, т.134, 2, с.279-314.

[38] Ковальчук Б.М., Лосев В.Ф., Месяц Г.А., Тарасенко В.Ф. Мощные широкоапертурные эксиплексные лазеры с накачкой электронным пучком и лазерные системы на их основе. - Изв. ВУЗов. Физика, 2000, т.43, 5, с.12-17.

[39] Бакшт Е.Х., Панченко А.Н., Тарасенко В.Ф. Эффективный длинноимпульсный $XeCl$-лазер с предимпульсом, формируемым индуктивным накопителем энергии. - Кв. Электр., 2000, т.30, 6, с.506-508.

[40] Ewing J.J. Eximer lasers. - Optics & Photonics, 2003, 5, p.27-31.

[41] Верховский В.С., Ломаев М.И., Панченко А.Н., Тарасенко В.Ф. Универсальные импульсные лазеры серии "Фотон". - Кв. Электр., 1995, т.25, 1, с.9-11.

[42] Башкин А.С., Игошин В.И., Ораевский А.Н., Щеглов В.А. Химические лазеры. - М.: Наука, 1982. - 548 с.

[43] Химические лазеры//Под ред. Р. Гросса, Дж. Ботта, М.: Мир, 1980.

[44] Панченко А.Н., Орловский В.М., Тарасенко В.Ф. Эффективный нецепной HF-лазер, возбуждаемый самостоятельным разрядом. - ЖТФ, 2003, т.73, 2, с.136-138.

[45] Загидуллин М.В., Николаев В.Д., Свистун М.И., Хватов Н.А. Эжекторный кислородно-иодный лазер с центробежным барботажным генератором синглетного кислорода. - Кв. Электр., 2005, т.35, 10, с.907-908.

[46] Perram G.P. Approximate Analytical Solution for the Dissociation of Molecular Iodine in the Presence of Singlet Oxygen. - Intl. J. Chem. Kinetics, 1995, v.27, p.817-828.

[47] Эффективный химический кислородно-иодный лазер с высоким полным давлением активной среды/Загидуллин М.В., Николаев В.Д., Свистун М.И., Хватов Н.А., Хагер Г., Мадден Т.Д., Кв.Электр., 2001, т.31, 1, с.30-34.

[48] Maiman T.H. Stimulated optical radiation in ruby masers. - Nature, 1960, v.187, p.493.

[49] Зверев Г.М., Голяев Ю.Д., Шалаев Е.А., Шокин А.А. Лазеры на алюмоиттриевом гранате с неодимом. - М.: Радио и связь, 1985. - 144 с.

[50] Ирхин Ю.П. Электронное строение $4f$-оболочек и магнетизм редкоземельных металлов. - УФН, 1988, т.154, 2, с.321-333.

[51] Kaminski A.A. Laser Crystals. - in Springer Series in Optical Sciences, New York: Springer-Verlag, 1981.

[52] Coleman L.W. Recent experiments with the Nova Laser. - J. of Fusion Energy, 1987, v.6, 4, p.319-327.

[53] Thermal and Laser Properties of $Nd : YVO4$ Crystal/Zhang H.J., Zhu L., Meng X.L., Yang Z.H., Wang C.Q., Yu W.T., Chow Y.T., Lu M.K., Cryst. Res. Technol., 1999, v.34, 8, p.1011–1016.

[54] Schibli T.R., Morgner U., Kartner F.X. Control of Q-switched mode locking by active feedback. - Opt. Lett., 2001, v.26, p.148-150.

[55] Tsunekane M., Taguchi N., Kasamatsu T., Inaba H. Analytical and Experimental Studies on the Characteristics of Composite Solid-State Laser Rods in Diode-End-Pumped Geometry. - IEEE J. Quantum Electr., 1997, v.3, p.9-18.

[56] Jiang H., Myers J., Rhonehouse D., Myers M. Rare-earth doped phosphate glasses for neodymium laser systems processing a greatly enhanced pump power conversion. - The American Ceramic Society, 102 Annual Meeting & Exposition, April 30 – May 3, 2000, St. Louis, Missouri, p.102-108.

[57] Щербаков И.А. Твердотельные лазеры - одно из важнейших направлений квантовой электроники. - УФН, 2004, т.174, 3, с.1120-1124.

[58] Бышевская-Конопко Л.О., Изынеев А.А., Павлов Ю.С., Садовский П.И. О роли церия в хром-иттерий-эрбиевом фосфатном стекле. - Кв. Электр., 2000, т.30, 9, с.767-770.

[59] Laporta P., De Silvestri, Magni V., Svelto 0. Diode-pumped cw bulk Er:Yb:glass laser. - Opt.Lett., 1991, v.16, 24, p.1952-1955.

[60] Твердотельный лазер с полупроводниковой накачкой дискового активного элемента и несферической оптикой //Аполлонов В.В., Артемов Д.В., Державин С.И., Кислов В.И., Машковский Д.А., Прохоров А.М., Кв. Электр., 1994, т.21, 6, с.577-580.

[61] Дианов Е.М. Волоконные лазеры. - УФН, 2004, т.174, 3, с.1139-1142.

[62] Мощный неодимовый волоконный лазер //Дианов Е.М., Белов А.В., Буфетов И.А., Протопопов В.Н., Гурьянов А.Н, Гусовский Д.Д., Кобись С.В., Кв. Электр., 1997, т.24, 1, с.3-4.

[63] Буфетов И.А., Дианов Е.М. Простая аналитическая модель непрерывного многокаскадного ВКР-лазера на волоконном световоде. - Кв. Электр., 2000, т.30, 10, с.873-877.

[64] Мощные волоконные ВКР-лазеры в диапазоне 1,22-1,34 мкм//Курков А.С., Дианов Е.М., Парамонов В.М. и др., Кв.Электр., 2000, т.30, 9, с.791-793.

[65] Лазеры на красителях//Под ред. Ф.П. Шефера, М.: Мир, 1976. - 329с.

[66] Duarte F.J. Organic Dye lasers. - Optics & Photonics, 2003, 10, c.20-25.

[67] Аникиев Ю.Г., Жаботинский М.Е., Кравченко В.Б. Лазеры на неорганических жидкостях. - М.: Наука, 1986. - 248с.

[68] Helbo B., Kristensen A.,Menon A.A Microfluidic Dye Laser. - J/ of Micromechanics and Microengineering, 2003, 13, 2, p.307-311.

[69] Brau C.A. Free-Electron Lasers. - Academic Press, 1990.

[70] Madey J. M. J., J. Appl. Phys., 1971, v.42, p.1906.

[71] Edwards D.A. TESLA Test Facility Linac. - DESY Print TESLA 95-01, Hamburg, DESY, 1995.

[72] Рагозин Е.Н., Собельман И.И. Продвижение лазеров на свободных электронах в рентгеновскую область спектра. - УФН, 2004, т.174, 2, с.207-208.

[73] Салдин Е.Л., Шнейдмиллер Е.А., Юрков М.В. Методы подобия в теории ЛСЭ усилителей. - ЭЧАЯ, 1992, т.23, 1, с.239-294.

[74] High-Gain Harmonic-Generation Free-Electron Laser/Yu L.-H., Babzier M., Ben-Zvi I. at al, Science, 2000, v.291, 11, p.932 -934.

[75] Exponential Gain and Saturation of a Self-Amplied Spontaneous Emission Free-Electron Laser/Milton S.V., Gluskin E., Arnold N.D. at al, Science, 2001, v.292, 6, p.2037 -2041.

[76] Free Electron Lasers 1997 / Ed. by J. Xie, X. Du., Proc. XIX Intern. Free Electron Laser Conference and 4th FEL UsersX Workshop, Amsterdam: Elsevier, 1998. - 527 p.

[77] A Microwiggler Free-Electron Laser at the Brookhaven Accelerator Test Facility /Batchelor K., Ben-Zvi I., Fernow R., Gallardo J., Kirk H., Pellegrini C., Van Steensbergen, Nuclear Instruments and Methods, 1990, v.296, p.239 -243.

Учебное издание

Захаров Валерий Павлович
Шахматов Евгений Владимирович

ЛАЗЕРНАЯ ТЕХНИКА

Учебное пособие

Редактор
Редакторская обработка
Компьютерная верстка П.Е. Тимченко, Е.В. Воробьева

Подписано в печать 28.11.06. Формат 60x84 1/16.
Бумага офсетная. Печать офсетная.
Усл.печ.л.18,14. Учс.кр.-отт.18,26. Печ.л.19,5
Тираж 50 экз. Заказ . ИП-20/2006

Самарский государственный
аэрокосмический университет.
443086 Самара, Московское шоссе, 34

Изд-во Самарского государственного
аэрокосмического университета.
443086 Самара, Московское шоссе, 34