

ФЕДЕРАЛЬНОЕ АГЕНТСТВО ПО ОБРАЗОВАНИЮ

МОСКОВСКИЙ ИНЖЕНЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ
(ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ)

С.В. Киреев С.Л. Шнырев

**ЛАЗЕРЫ И ИХ ПРИМЕНЕНИЯ
В ЯДЕРНЫХ ТЕХНОЛОГИЯХ**

Рекомендовано УМО “Ядерные физика и технологии”
в качестве учебного пособия для студентов
высших учебных заведений

Москва 2008

УДК 621.373.826(075)

ББК 32.86-5я7

К 43

Киреев С. В., Шнырев С. Л. Лазеры и их применения в ядерных технологиях:
Учебное пособие. М.: МИФИ, 2008. – 180 с.

Посвящено изучению свойств источников когерентного излучения – лазеров, а также вопросам их практического использования.

В пособии изложены физические принципы работы лазерных источников излучения, описаны наиболее распространенные и широко используемые в настоящее время лазеры.

Рассмотрены некоторые интенсивно развивающиеся области применения лазеров в ядерных технологиях: лазерное разделение изотопов, лазерные методы очистки и дезактивации поверхностей, лазерный термоядерный синтез, лазерное детектирование вредных веществ в атмосфере.

Предназначено для студентов, обучающихся по специальностям “Физика конденсированного состояния вещества”, “Лазерная физика”, изучающих курсы “Квантовая радиофизика”, “Методы лазерной диагностики”, “Лазеры и их применение” и др.

Пособие подготовлено в рамках инновационной образовательной программы МИФИ

Рецензент д-р физ.-мат. наук С.А. Гончуков

ISBN 978-5-7262-0986-9

© Московский инженерно-физический институт
(государственный университет), 2008

Редактор Т.В. Волвенкова

Подписано в печать 10.10.08 Формат 60×84 1/16.

Печ. л. 11,25 Уч.- изд.л. 11,25 Тираж 150 экз.

Изд. № 1/36. Заказ №

Московский инженерно-физический институт (государственный университет).

115409, Москва, Каширское ш., 31

Типография издательства “Тровант”.

г. Троицк Московской области

ОГЛАВЛЕНИЕ

1. ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ЛАЗЕРОВ	5
1.1. Спонтанное излучение, вынужденное излучение и поглощение. Коэффициенты Эйнштейна	5
1.2. Уширение спектральных линий поглощения и излучения	11
1.3. Поглощение и усиление, инверсная населенность	19
1.4. Эффект насыщения	23
1.5. Методы создания инверсной населенности	27
1.6. Оптические резонаторы: спектр продольных мод, добротность, конфигурация поля в резонаторе	35
1.7. Оптические резонаторы: параметры гауссова пучка, устойчивость, спектр поперечных мод	45
1.8. Свободная генерация	55
1.9. Модуляция добротности	60
1.10. Синхронизация мод	67
1.11. Провал Лэмба	73
Контрольные вопросы	78
2. ОСНОВНЫЕ ТИПЫ ЛАЗЕРОВ	80
2.1. Атомарные газовые лазеры	80
2.2 Молекулярные газовые лазеры	91
2.3. Лазеры на красителях	107
2.4. Твердотельные лазеры	112

2.5. Химические лазеры	121
2.6. Лазеры на центрах окраски	123
2.7. Полупроводниковые лазеры	127
Контрольные вопросы	135
3. ПРИМЕНЕНИЯ ЛАЗЕРОВ	137
3.1. Лазерное разделение изотопов	137
3.2. Лазерный термоядерный синтез	152
3.3. Лазерная очистка поверхности	159
3.4. Лазерные методы детектирования веществ в атмосфере	167
Контрольные вопросы	178
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	180

1. ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ЛАЗЕРОВ

1.1. Спонтанное излучение, вынужденное излучение и поглощение. Коэффициенты Эйнштейна

Прежде чем приступить к изучению физических основ лазеров, необходимо кратко рассмотреть некоторые элементы квантовой механики, без которых нельзя понять принципов работы лазерных источников излучения.

Свойства микрочастиц (электронов, ядер, атомов, молекул ионов и др.) хорошо описываются квантовой теорией. В этой теории с ее вероятностным подходом к измеряемым параметрам микромира основной величиной, с помощью которой описывается поведение микросистем (например, атомов, состоящих из электронов и ядер), является волновая функция Ψ , зависящая в общем случае от координат частиц и времени. В случае, если волновая функция не зависит от времени, она рассматривается как стационарная.

Волновая функция не может быть наблюдаемой величиной и не имеет наглядного физического представления. Однако вероятность нахождения частицы в том или ином элементе пространства пропорциональна квадрату модуля волновой функции стационарного состояния $|\Psi|^2 = \Psi^* \Psi$ (плотности вероятности). Каждая микросистема характеризуется своими волновыми функциями, которые описывают распределение частиц в пространстве, а также их поведение, например, распределение электронов в атоме, электронов и ядер в молекуле и т. д. Таким образом, волновая функция определяет состояние системы.

Из всех свойств атомов и молекул наиболее важным является понятие об их внутренней энергии E . В квантовой механике для определения возможных энергетических состояний частиц необходимо составить и решить стационарное уравнение Шредингера:

$$\hat{H}\psi = E\psi, \quad (1.1)$$

где \hat{H} – оператор полной энергии, называемый оператором Гамильтона или гамильтонианом.

Оператор Гамильтона состоит из суммы операторов кинетической и потенциальной энергии. Оператор кинетической энергии

равен сумме операторов кинетической энергии каждой частицы, а оператор потенциальной энергии равен сумме энергий электростатических взаимодействий между всеми частицами рассматриваемой системы. Например, для молекулы это взаимодействие ядер друг с другом и с электронами и электронов друг с другом.

Решением уравнения Шредингера является дискретный набор так называемых энергетических стационарных состояний, каждое из которых характеризуется собственной волновой функцией Ψ_n , определяющей возможные стационарные распределения частиц (например, электронов в атоме) в пространстве, и собственным значением энергии каждой частицы E_n (n – номер стационарного состояния). В связи с этим применительно к распределению электронов в атоме, электронов и ядер в молекуле по возможным собственным значениям энергии говорят о дискретных уровнях энергии электронов и ядер.

Стационарное состояние с наименьшей энергией называют основным состоянием, а все остальные – возбужденными состояниями.

До настоящего момента нами рассматривалась одна отдельно взятая частица и все возможные энергетические состояния, в которых она может находиться. Реально же при изучении свойств вещества приходится иметь дело с большой совокупностью частиц. Если имеется коллектив одинаковых частиц, то в одном и том же энергетическом состоянии одновременно может находиться некоторое количество из них. В этом случае говорят о статистическом распределении частиц по энергетическим состояниям, а число частиц, находящихся в данном энергетическом состоянии, называют населенностью данного состояния.

В состоянии термодинамического равновесия распределение частиц по всем возможным энергетическим состояниям подчиняется статистическому закону распределения Больцмана:

$$N_i = \left(\frac{N}{\sum_j g_j \cdot \exp(-E_j / kT)} \right) g_i \exp(-E_i / kT) = \frac{Ng_i}{Q} \exp(-E_i / kT), \quad (1.2)$$

где N_i – населенность состояния с энергией E_i , g_i – степень вырождения (статистический вес) данного состояния, N – полное число

частиц, $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К – постоянная Больцмана, T – абсолютная температура, Q – молекулярная сумма или функция распределения, которая служит для нормировки на полное число частиц:

$$\sum_i N_i = N.$$

Пусть рассматриваемая квантовая система имеет два энергетических уровня $E_m > E_n$. Это могут быть произвольные уровни из большого количества уровней, имеющихся у данного вещества. Для определенности будем считать нижний уровень основным. Соотношение (1.2) для этих двух уровней запишем в виде:

$$N_m / N_n = g_m / g_n \cdot \exp\left(-\frac{E_m - E_n}{kT}\right). \quad (1.3)$$

Если рассматриваемые состояния системы либо не вырождены, либо степень их вырождения одинакова ($g_n = g_m$), то населенность увеличивается при уменьшении энергии уровня и наиболее населенным оказывается основной уровень. По мере повышения температуры растет относительная населенность состояний с более высокими энергиями за счет обеднения состояний с меньшими энергиями. В общем же случае в условиях термодинамического равновесия при температуре, отличной от нуля, всегда выполняется условие:

$$N_n / g_n > N_m / g_m. \quad (1.4)$$

Один из основных постулатов квантовой механики заключается в утверждении, что квантовая частица не может находиться в возбужденном состоянии сколь угодно долго вне зависимости от того, испытывает она взаимодействие с окружающей средой или нет. Такая частица обязательно за конечное время перейдет в основное состояние.

Рассмотрим два энергетических уровня. Предположим, что атом (или молекула) вещества, которому принадлежат эти уровни, первоначально находится в состоянии m . Поскольку $E_m > E_n$, то частица в конце концов перейдет на уровень n . При этом должен выделяться избыток энергии $\Delta E = E_m - E_n$. Если этот избыток выделяется в виде электромагнитной волны, то процесс называется спонтанным излучением. Если же высвобождение энергии происходит в

какой-либо другой форме (например, в виде кинетической энергии частиц), то процесс называется безызлучательной релаксацией.

Таким образом, спонтанное излучение характеризуется испусканием фотона (кванта электромагнитного поля), энергия которого определяется в соответствии с формулой Планка:

$$\hbar\omega_{mn} = h\nu_{mn} = E_m - E_n, \quad (1.5)$$

где $\hbar = 2\pi\hbar = 6,6 \cdot 10^{-34}$ Дж·с – постоянная Планка, ν_{mn} – частота излученного фотона.

Если в заданный момент времени на m -м уровне в единице объема находится N_m частиц (населенность m -го уровня), то количество переходов в единицу времени с уровня m на уровень n (скорость перехода) вследствие спонтанного излучения пропорциональна величине N_m :

$$dN_m / dt = -A_{mn} N_m. \quad (1.6)$$

В этом выражении коэффициент A_{mn} по своему смыслу является вероятностью спонтанного излучения и называется коэффициентом Эйнштейна для спонтанного излучения. Величина, обратная вероятности: $\tau_{mn} = 1/A_{mn}$ называется временем жизни m -го уровня.

Пусть теперь частица находится на уровне n . Поскольку мы считаем этот уровень основным, то частица будет находиться на нем до тех пор, пока на нее не подействует внешнее возмущение. Если на вещество падает электромагнитная волна с частотой, определяемой выражением (1.5), то существует отличная от нуля вероятность того, что частица перейдет на верхний уровень m . При этом энергия $\Delta E = E_m - E_n$, необходимая для совершения перехода, берется из энергии падающей электромагнитной волны.

Рассмотренный процесс называется поглощением, индуцированным внешним электромагнитным полем (вынужденное или индуцированное поглощение). Понятно, что число переходов при поглощении будет пропорционально интенсивности падающего на вещество излучения. Поэтому:

$$dN_n / dt = -B_{nm}\rho(\nu_{nm})N_n, \quad (1.7)$$

где $\rho(v_{nm})$ – плотность энергии падающего излучения ($\text{см}^{-2}\cdot\text{с}^{-1}$), B_{nm} – коэффициент Эйнштейна для вынужденного поглощения, имеющий размерность площади (см^2).

Произведение $W_{nm} = B_{nm} \cdot \rho(v_{nm})$ представляет собой вероятность вынужденного поглощения.

Основой квантовой электроники служит явление индуцированного излучения, существование которого было постулировано Эйнштейном в 1916 г. Снова предположим, что частица находится на возбужденном уровне m , и на вещество падает электромагнитная волна с частотой (1.5). Вследствие того, что частота падающего излучения совпадает с частотой перехода, вероятность того, что это излучение вызовет переход с m -го на n -й уровень, отлична от нуля. При этом разность энергий $\Delta E = E_m - E_n$ в отличие от поглощения, выделяется в виде электромагнитной волны, которая добавится к падающей. Такой процесс называется вынужденным (индуцированным) излучением. Для него по аналогии с (1.7) для изменения населенности m -го уровня можно написать:

$$\frac{dN_m}{dt} = -B_{mn}\rho(v_{nm})N_m, \quad (1.8)$$

где B_{mn} – коэффициент Эйнштейна для вынужденного излучения, $W_{mn} = B_{mn} \cdot \rho(v_{nm})$ – вероятность вынужденного излучения.

Основные отличия между процессами спонтанного и вынужденного излучения заключаются в следующем. В случае спонтанного излучения испущенная электромагнитная волна имеет произвольную фазу, направление распространения и поляризацию. В случае вынужденного излучения говорят о тождественности излученного кванта поля кванту, вызвавшему переход. Это означает, что кванты внешнего поля и поля, образовавшегося при вынужденных переходах, имеют одинаковую фазу, направление и поляризацию, другими словами, они неразличимы.

Таким образом, в квантовой системе, имеющей дискретный набор энергетических уровней, существует три типа излучательных переходов между ними: спонтанное излучение, вынужденное излучение и вынужденное поглощение.

Применительно к излучательным переходам вводится понятие спектральных линий и спектров поглощения и излучения. В общем

случае спектральная линия – это последовательность квантов электромагнитных колебаний, поглощенных или испущенных при переходе частиц из одного энергетического состояния в другое. Совокупность спектральных линий, образующихся при переходах между различными энергетическими состояниями, называется спектром.

Спектр поглощения (абсорбционный спектр) – это совокупность спектральных линий, образующихся при переходах частиц из низких состояний в более высокие. Соответственно при переходах частиц из возбужденных состояний на низколежащие уровни образуется спектр излучения (эмиссионный спектр).

Соотношение между вероятностями излучательных процессов было получено Эйнштейном, который использовал термодинамический подход, суть которого заключается в следующем. Пусть частица имеет два энергетических уровня. Если ансамбль частиц находится в состоянии термодинамического равновесия при температуре T , то он не теряет и не приобретает энергии. Поэтому в единицу времени во всем ансамбле частиц полное число переходов из верхнего энергетического состояния в нижнее должно быть равным числу переходов из нижнего состояния в верхнее. Предположим, что рассматриваемый ансамбль помещен в полость черного тела. В этом случае частицы находятся в поле их собственного излучения, плотность энергии которого в единичном спектральном интервале составляет ρ_v . Это поле индуцирует переходы из нижнего состояния в верхнее и обратно. Кроме того, в среде будут осуществляться и спонтанные переходы.

Спектральная плотность энергии излучения определяется соотношением, полученным Планком:

$$\rho_v = \frac{8\pi v^2}{c^3} \cdot \frac{hv}{\exp\left(\frac{hv}{kT}\right) - 1}. \quad (1.9)$$

С другой стороны, в соответствии с выражениями (1.6) – (1.8) в равновесии:

$$N_m A_{mn} + N_m B_{mn} \rho(v_{nm}) = N_n B_{nm} \rho(v_{nm}). \quad (1.10)$$

Отсюда с учетом (1.3):

$$\rho(v_{nm}) = \frac{A_{mn}}{\frac{N_n}{N_m} B_{nm} - B_{mn}} = \frac{A_{mn}}{\frac{g_n}{g_m} B_{nm} \exp\left(\frac{hv_{nm}}{kT}\right) - B_{mn}}. \quad (1.11)$$

Сравнивая это выражение с (1.9) при $v = v_{nm}$, получаем:

$$B_{nm} g_n = B_{mn} g_m, \quad (1.12)$$

$$A_{mn} = B_{mn} \frac{8\pi h v_{nm}^3}{c^3}. \quad (1.13)$$

Основные выводы, которые можно сделать из анализа полученных соотношений между вероятностями спонтанных и вынужденных переходов, заключаются в следующем.

Во-первых, из соотношения (1.12) следует равная вероятность вынужденного излучения и поглощения (на одно невырожденное состояние).

Во-вторых, поскольку равновесное излучение всей совокупности частиц по отношению к каждой отдельной частице является внешним, то соотношения (1.12) и (1.13) справедливы для случая, когда система частиц находится в поле внешнего излучения.

В-третьих, запишем выражение для полной вероятности излучения:

$$W_{mn} = \left(\frac{8\pi h v_{nm}^3}{c^3} + \rho(v_{nm}) \right) B_{mn}. \quad (1.14)$$

Поскольку вероятность спонтанного излучения пропорциональна v^3 , то его роль оказывается достаточно малой в области радиочастот и существенно возрастает при переходе в оптический диапазон. С другой стороны, поскольку вероятность вынужденного излучения пропорциональна плотности энергии внешнего поля, то при достаточно большой интенсивности этого поля излучение происходит, в основном, за счет вынужденных переходов.

1.2. Уширение спектральных линий поглощения и излучения

До настоящего момента мы говорили об энергетических состояниях квантовых частиц, предполагая, что энергии этих состояний имеют определенное значение. Однако на самом деле уровни энер-

гии имеют конечную ширину. Одним из постулатов квантовой механики является так называемый принцип неопределенностей. В энергетически-временном пространстве он имеет вид:

$$\Delta E \Delta t \geq \hbar. \quad (1.15)$$

Поскольку время жизни возбужденных энергетических состояний конечно, по крайней мере вследствие спонтанного излучения, то определение энергии состояния должно проводиться за время, не превышающее время жизни частицы в этом состоянии τ . Следовательно, неточность в определении энергии принципиально не может быть меньше чем \hbar/τ .

Однородное уширение

В отсутствие внешних воздействий на квантовую частицу единственным процессом, ограничивающим время жизни возбужденного состояния, является спонтанное излучение. Даже в том случае, если нижнее состояние является основным, неопределенность энергии верхнего состояния в соответствии с выражением (1.15) приводит к неопределенности частоты спонтанно испущенного кванта. Спектральный диапазон, в котором заключены частоты перехода с одного уровня на другой, называется спектральной шириной перехода. Наблюдаемая спектральная линия при этом будет иметь соответствующую спектральную ширину.

Для исследования спектрального распределения спонтанного излучения будем рассматривать возбужденный электрон в соответствии с классической моделью затухающего гармонического осциллятора с частотой колебаний ω_0 (которая соответствует центральной частоте перехода $\omega_{mn} = (E_m - E_n)/\hbar$), массой M и жесткостью D . В результате спонтанного излучения атом теряет энергию, что при применяемом подходе эквивалентно затуханию колебаний осциллятора с постоянной затухания γ .

Амплитуда колебаний $x(t)$ определяется из дифференциального уравнения движения:

$$\ddot{x} + \gamma \dot{x} + \omega_0^2 x = 0, \quad \omega_0^2 = D/M \quad (1.16)$$

с начальными условиями $x(0) = x_0$, $\dot{x}(0) = 0$.

В предположении слабого затухания $\gamma \ll \omega_0$ решение имеет вид:

$$x(t) = x_0 \cdot \exp(-\gamma t/2) \cdot \exp(-i\omega_0 t). \quad (1.17)$$

Поскольку в полученном решении амплитуда колебаний зависит от времени, испускаемое излучение не является монохроматическим. Частотное распределение амплитуды колебаний $g(\omega)$ связано с $x(t)$ преобразованием Фурье:

$$g(\omega) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_0^{+\infty} x(t) \cdot \exp(-i\omega_0 t) dt = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \frac{ix_0}{\omega - \omega_0 + i\gamma/2}. \quad (1.18)$$

Действительная часть полученного выражения представляет собой интенсивность колебаний: $G(\omega) \sim g(\omega) \cdot g^*(\omega)$. Если вблизи центральной частоты перехода ω_0 , где имеет место $(\omega - \omega_0)^2 \ll \omega_0^2$, пренебречь членом с $\omega + \omega_0$, то частотный (или спектральный) профиль интенсивности имеет вид:

$$G(\omega) = \frac{1}{2\pi} \frac{x_0^2}{(\omega - \omega_0)^2 + \gamma^2/4}. \quad (1.19)$$

Удобным оказывается определить нормированный на единицу профиль интенсивности, такой что:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} g(\omega) d\omega = 1. \quad (1.20)$$

Нормированный профиль линии затухающего осциллятора:

$$\Lambda = \frac{\gamma}{(\omega - \omega_0)^2 + (\gamma/2)^2} = \frac{\Delta v_L / 2\pi}{(v - v_0)^2 + (\Delta v_L / 2)^2} \quad (1.21)$$

называется нормированным лоренцевским профилем.

Как следует из полученного выражения, его спектральная ширина равна $\Delta v_L = \gamma / 2\pi$.

Поскольку спонтанное излучение является неотъемлемым свойством материи, то рассмотренный тип уширения называется естественным или собственным уширением. Можно показать, что ши-

рина спектральной линии равна вероятности (коэффициенту Эйнштейна) спонтанного излучения.

В общем случае, когда нижний уровень перехода не является основным, полная естественная ширина определяется соотношением:

$$\gamma_{\text{ест}} = \frac{\gamma_m + \gamma_n}{2}. \quad (1.22)$$

Второй механизм уширения линии обусловлен столкновениями – столкновительное уширение. В газах это уширение проявляется при соударениях атома с другими атомами, молекулами, ионами, электронами или стенками резервуара. В твердых телах оно возникает за счет взаимодействия атома с фононами решетки.

Если в момент столкновения частица находилась в возбужденном состоянии, то в результате столкновения она может перейти на более низкий уровень энергии без излучения кванта энергии (неупругое столкновение). Поэтому столкновительные процессы являются дополнительным, наряду со спонтанным излучением, механизмом, ограничивающим время жизни возбужденных состояний и, как следствие, увеличивающим ширину энергетического уровня. Однако, уширение уровней энергии происходит и в том случае, если после столкновения частица остается в том же самом состоянии (упругое столкновение). При столкновении частиц друг с другом, то есть при уменьшении расстояния между ними, они испытывают электрическое взаимодействие, которое зависит от расстояния. В образующемся потенциальном поле этого взаимодействия энергетические уровни сдвигаются, что приводит к соответствующему изменению частоты перехода.

Можно показать, что для столкновительного уширения, как и в случае спонтанного излучения, нормированный профиль спектрального распределения определяется лоренцевской функцией.

Очевидно, что столкновительная ширина линии зависит от давления газа. Уширение будет тем большим, чем больше частица будет испытывать столкновений в единицу времени. Порядок величины времени между столкновениями $\tau_{\text{ср}}$ можно получить из соотношения:

$$\tau_{\text{ср}} \sim \frac{1}{\gamma_{\text{ср}}} \sim \frac{a}{u} \sim \frac{1}{p}, \quad (1.23)$$

где γ_{ct} – столкновительная ширина линии, a – величина порядка размера частицы, $u = \sqrt{2\pi kT/M}$ – средняя скорость теплового движения частиц (M – масса частицы), p – давление газа.

Таким образом, столкновительная ширина линии оказывается прямо пропорциональной давлению газа, при котором находятся сталкивающиеся частицы, а полная ширина линии

$$\gamma = \gamma_{ect} + \gamma_{cm} = \gamma_{ect} + Kp, \quad (1.24)$$

где K – коэффициент столкновительного уширения линии, определяемый свойствами самого вещества, который может быть разным для переходов между различными состояниями одной и той же частицы.

Для газов значения K лежат, как правило, в диапазоне 5–10 МГц/мм рт. ст.

Рассмотренные механизмы уширения называются однородным уширением. Каждый атом, находящийся в возбужденном состоянии, излучает при переходе сверху вниз линию с полной шириной γ и спектральной формой $\Lambda(\omega)$. Точно так же каждый атом, находящийся в нижнем состоянии, поглощает при переходе снизу вверх излучение в спектре с полной шириной γ и в соответствии со спектральной зависимостью $\Lambda(\omega)$. При однородном уширении спектральная зависимость $\Lambda(\omega)$ есть единая характеристика как одного атома, так и всей их совокупности. Если в результате воздействия на всю совокупность атомов (например, при изменении давления газа) происходит изменение этой характеристики, то оно происходит одинаковым образом для всех атомов.

Неоднородное уширение

Механизм неоднородного уширения действует таким образом, что резонансные частоты отдельных атомов распределены в некоторой полосе частот. При этом каждый атом излучает или поглощает свет в пределах не всей линии. Причиной неоднородного уширения может быть любой процесс, приводящий к различию условий излучения или поглощения для части одинаковых частиц из всей их совокупности.

Типичным примером неоднородного уширения является доплеровское уширение, характерное для газов. Пусть частица газа (атом, молекула, ион и т. д.) движется вдоль некоторого направления со скоростью V . Если она спонтанно излучает фотон вдоль направления движения, то частота, регистрируемая неподвижным наблюдателем, расположенным на одной оси с испущенным фотоном, окажется смещенной:

$$v = v_0(1 \pm V/c), \quad (1.25)$$

где v, v_0 – частоты излучения в неподвижной системе координат и в системе координат частицы соответственно, знак «плюс» соответствует случаю движения частицы в направлении наблюдателя, знак «минус» соответствует движению частицы в противоположном направлении.

Поскольку естественное уширение линии всегда имеет место, то частотный сдвиг будет испытывать вся однородно уширенная линия. В газе частицы движутся с различными скоростями, поэтому частотные сдвиги для разных частиц различны, а суммарная форма линии определяется распределением частиц по скоростям, которое подчиняется статистике Максвелла:

$$W(V) = \sqrt{\frac{M}{2\pi kT}} \exp\left(-\frac{MV^2}{2kT}\right), \quad (1.26)$$

где M – масса частицы.

Спектральная интенсивность $\Gamma(v)$ связана с $W(V)$ следующим соотношением:

$$\Gamma(v)dv = W(V)dV. \quad (1.27)$$

Отсюда для нормированного профиля интенсивности $\Gamma(v)$ имеем:

$$\Gamma(v) = \frac{1}{\Delta v_T \sqrt{\pi}} \exp\left[-\left(\frac{v - v_0}{\Delta v_T}\right)^2\right], \quad (1.28)$$

где Δv_T – спектральная ширина, соответствующая уменьшению интенсивности в e раз при соответствующем удалении по частоте от v_0 :

$$\Delta v_T = v_0 u/c. \quad (1.29)$$

Если, как и в случае однородного уширения, определять ширину линии как расстояние между такими точками отстройки от v_0 , в которых интенсивность составляет половину максимальной, то эта ширина равна:

$$\Delta v_D = 2\Delta v_T \sqrt{\ln 2} . \quad (1.30)$$

Линия, форма которой описывается выражением (1.28), называется доплеровски уширенной линией. Ее форма является функцией Гаусса.

Сравним результаты, полученные при рассмотрении однородного и неоднородного механизмов уширения линии.

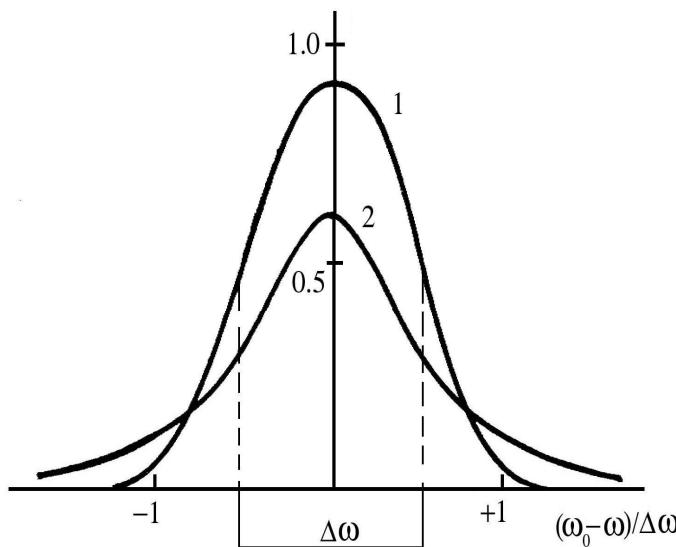


Рис. 1.1. Гауссово (1) и лоренцево (2) распределения при одинаковой ширине на полувысоте

На рис. 1.1 изображены гауссовые и лоренцевы нормированные профили линий при одинаковой ширине на половине высоты. Видно, что спад гауссовой кривой при увеличении отстройки от v_0 происходит гораздо круче по сравнению с лоренцевым контуром линии. Поэтому даже в тех случаях, когда доплеровская ши-

рина много больше ширины линии, обусловленной однородными механизмами уширения, из далеких лоренцевских крыльев можно получить информацию о лоренцевом контуре и его ширине. Однако вблизи центральной частоты гауссова кривая более полога.

В соответствии с формулой (1.29) роль доплеровского уширения возрастает с увеличением частоты. Так, сравнение естественной и доплеровской ширины для газов показывает, что в видимом и ультрафиолетовом диапазонах спектра доплеровская ширина линии приблизительно на два порядка больше.

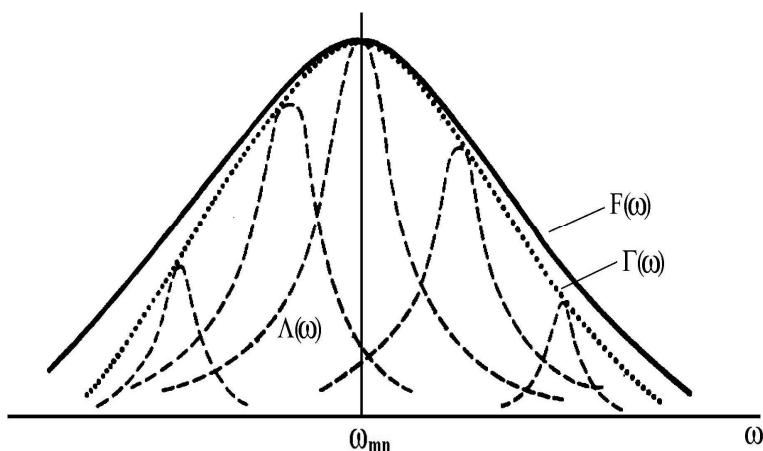


Рис. 1.2. Профиль линии при совместном вкладе однородного и неоднородного уширения

Следует отметить, что профиль даже доплеровской линии нельзя считать чисто гауссовым. Действительно, при выводе (1.28) не учитывалась естественная ширина линии. В общем случае профиль линии, учитывающий совместный вклад однородного и неоднородного уширений, называется профилем Фойгта:

$$F(v) = \text{const} \cdot \frac{1}{\Delta v_T} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\exp \left\{ - \left[c(v_0 - v') / u v_0 \right]^2 \right\}}{\left(v - v' \right)^2 + \left(\Delta v_L / 2 \right)^2} dv'. \quad (1.31)$$

На рис. 1.2 приведен общий фойгтовский профиль линии в случае, когда неоднородная ширина больше однородной.

Если в газах неоднородное уширение обусловлено эффектом Доплера, то в твердых телах, линии которых имеют большие неоднородные ширины, основным механизмом являются локальные неоднородности электрических полей в объеме кристалла.

1.3. Поглощение и усиление, инверсная населенность

Вновь рассмотрим в какой-либо среде два произвольных энергетических уровня m и n , таких что $E_m > E_n$. Пусть в этой среде в направлении оси z (рис. 1.3) распространяется электромагнитная волна с интенсивностью (плотностью мощности) I [Вт/см²].

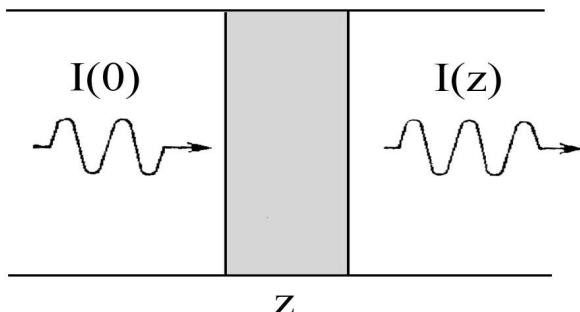


Рис. 1.3. Распространение электромагнитной волны в среде

Изменение интенсивности при прохождении слоя вещества z определяется в соответствии со следующим выражением:

$$I(z) = I(0) \cdot \exp(-\alpha z), \quad (1.32)$$

где α – коэффициент поглощения среды.

Отсюда:

$$\alpha = -\frac{1}{I} \cdot \frac{dI}{dz}. \quad (1.33)$$

С другой стороны, в соответствии с выражениями (1.7) и (1.8):

$$\frac{dI}{dz} = (B_{mn}N_m - B_{nm}N_n)\rho(v). \quad (1.34)$$

При написании этого выражения не учитывалось наличие спонтанного излучения, поскольку, во-первых, оно не связано с наличием или отсутствием внешнего поля, и, следовательно, создает только некий фон; во-вторых, при достаточно больших интенсивностях внешнего поля его влияние мало.

Из формул (1.32) – (1.34) следует:

$$\alpha(v) = \frac{A_{mn}c^2}{8\pi v^2} \left(N_n - \frac{g_n}{g_m} N_m \right) F(v) = \sigma(v) \left(N_n - \frac{g_n}{g_m} N_m \right). \quad (1.35)$$

Величина $\sigma(v)$, имеющая размерность площади, называется сечением поглощения и определяется исключительно свойствами вещества.

Из полученного выражения и условия (1.4) видно, что в состоянии термодинамического равновесия коэффициент поглощения всегда положителен, и интенсивность излучения уменьшается при прохождении его через вещество. Для увеличения интенсивности необходимо, чтобы выполнялось условие:

$$\frac{N_n}{g_n} < \frac{N_m}{g_m}. \quad (1.36)$$

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 интенсивности проходящего через вещество излучения происходит тогда, когда равновесное распределение населенностей так нарушено, что верхние состояния населены сильнее, чем нижние. Системы квантовых частиц, в которых это условие выполняется, называются системами с инверсной населенностью или активной средой. Если формально применить распределение Больцмана (1.3) к среде с инверсной населенностью, то условие (1.36) автоматически выполняется, если положить $T < 0$. Поэтому иногда среду с инверсной населенностью называют средой с отрицательной температурой.

Для описания усиливающих свойств активной среды вводится положительная величина g , которая называется коэффициентом усиления:

$$g = -\alpha = \sigma \left(N_n - \frac{g_n}{g_m} N_m \right). \quad (1.37)$$

Если среда имеет длину L в направлении распространения излучения, то можно ввести логарифмическое усиление (или логарифмическое поглощение):

$$G=gL. \quad (1.38)$$

Получение в среде инверсной населенности между какими-либо двумя ее уровнями не является достаточным условием для создания лазера – генератора излучения. Для того, чтобы превратить усилитель в генератор, необходимо ввести положительную обратную связь. Обратную связь получают путем размещения активной среды между двумя зеркалами с высокими коэффициентами отражения. В этом случае электромагнитная волна, распространяющаяся в направлении, перпендикулярном плоскостям зеркал, и поочередно отражающаяся от них, усиливается при каждом прохождении через активную среду. Если одно из зеркал сделать частично прозрачным (выходное зеркало), то на выходе из полученной системы появится излучение – лазерная генерация.

Однако генерация оказывается невозможной, если выполнено только условие (1.36). Генерация возникнет тогда, когда усиление активной среды окажется достаточным для компенсации всех потерь в ней. Вопрос о потерях более подробно будет рассматриваться в следующих разделах, однако очевидно, что интенсивность излучения, распространяющееся между зеркалами, будет частично теряться по крайней мере за счет пропускания выходного зеркала.

Пусть излучение распространяется от зеркала 1 к зеркалу 2 с коэффициентами отражения R_1 и R_2 и у зеркала 1 его интенсивность равна I_1 (рис. 1.4).

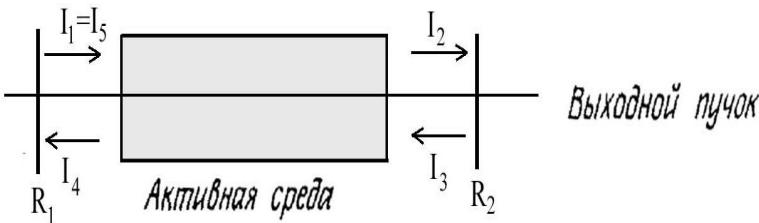


Рис. 1.4. Распространение излучения между двумя соосными зеркалами

Тогда после прохода через активную среду у зеркала 2:

$$I_2 = I_1 \exp(gL). \quad (1.39)$$

После отражения:

$$I_3 = I_2 R_2. \quad (1.40)$$

Совершив проход в обратном направлении, интенсивность станет равной:

$$I_4 = I_2 \exp(gL) = I_1 R_2 \exp(2gL). \quad (1.41)$$

И, наконец, отразившись от зеркала 1 и, таким образом, закончив двойной проход:

$$I_5 = I_4 R_1 = R_1 R_2 \exp(2gL). \quad (1.42)$$

Для того, чтобы электромагнитная волна не затухала во времени при распространении между зеркалами, необходимо, чтобы $I_5 > I_1$. Отсюда получаем условие для порогового значения коэффициента усиления:

$$g_{\text{пор}} = \frac{1}{2L} \ln \left(\frac{1}{R_1 R_2} \right). \quad (1.43)$$

Помимо потерь, связанных с пропусканием зеркал, которые являются полезными с той точки зрения, что для получения выходного излучения лазера неизбежно часть излучения нужно выводить из резонатора через выходное зеркало, в лазере существует ряд других источников потерь.

Один из них обусловлен тем, что, поскольку зеркала резонатора имеют конечные размеры, часть излучения может выходить за пределы апертуры зеркал. Эти потери, источником которых служит явление дифракции, называются дифракционными потерями. Другим источником потерь является потеря части излучения при распространении его в активной среде, например, вследствие рассеяния на оптических неоднородностях, примесях, дефектах кристаллических решеток и т. д. Этот вид потерь называется внутренними или распределенными.

Тогда, если обозначить суммарный уровень дифракционных и внутренних потерь через α_Σ , то пороговое значение коэффициента усиления запишется в виде:

$$g_{\text{пор}} = \frac{1}{2L} \ln \left(\frac{1}{R_1 R_2} \right) + \alpha_\Sigma. \quad (1.44)$$

1.4. Эффект насыщения

Рассмотрим теперь процесс взаимодействия двухуровневой системы с монохроматическим электромагнитным излучением, частота которого v совпадает в пределах ширины линии с центральной частотой перехода $v_0 = (E_2 - E_1)/h$, с точки зрения того, как будут меняться населенности уровней 1 и 2 в зависимости от интенсивности взаимодействующего со средой поля.

Рассмотрим вначале случай, когда спектральная линия перехода уширена однородно.

Пусть выполняется условие (1.4), то есть среда является поглощающей (например, в состоянии термодинамического равновесия). Для населенностей рассматриваемых уровней при наличии падающей на среду волны можно написать следующие два уравнения:

$$N = N_1 + N_2 = \text{const}, \quad (1.45a)$$

$$\dot{N}_2 = -W(N_2 - N_1) - \frac{N_2}{\tau_2}. \quad (1.45b)$$

где N – полное число частиц, W – вероятность вынужденных переходов (вырождение уровней не учитывается), время τ_2 является временем жизни уровня 2, ограниченным спонтанным излучением и безызлучательными процессами релаксации:

$$\frac{1}{\tau_2} = \frac{1}{\tau_{\text{сп}}} + \frac{1}{\tau_{\text{безызлуч}}}. \quad (1.46)$$

Введем разность населенностей:

$$\Delta N = N_1 - N_2, \quad (1.47)$$

и запишем выражение для населенности N_2 в следующем виде:

$$N_2 = \frac{(N_1 + N_2) - (N_1 - N_2)}{2} = \frac{N - \Delta N}{2}. \quad (1.48)$$

Тогда:

$$\dot{N}_2 = -\frac{\Delta \dot{N}}{2}. \quad (1.49)$$

Теперь можно систему (1.45) привести к одному уравнению:

$$\Delta \dot{N} = -\Delta N(2W + \frac{1}{\tau_2}) + \frac{N}{\tau_2}. \quad (1.50)$$

После установления стационарного режима, когда $\Delta \dot{N} = 0$, получаем:

$$\Delta N = \frac{N}{1 + 2W\tau_2}. \quad (1.51)$$

Таким образом, разность населенностей зависит от времени релаксации верхнего уровня и интенсивности падающего излучения. При увеличении интенсивности излучения ΔN уменьшается и при $W\tau_2 \gg 1$ $\Delta N \rightarrow 0$, а $N_1 \approx N_2 \approx N/2$.

Это означает, что населенности верхнего и нижнего уровней стремятся стать одинаковыми. Поскольку при одинаковых населенностях в соответствии с выражением (1.35) коэффициент поглощения рассматриваемой системы равен нулю, то излучение проходит через среду, практически не изменяясь по интенсивности.

Явление выравнивания населенностей уровней двухуровневой системы при достаточно большой интенсивности поля называется явлением (или эффектом) насыщения, а разность населенностей, определяемая выражением (1.51), называется насыщенной.

Иногда удобным оказывается связать вероятность вынужденных переходов с интенсивностью I поля следующим образом:

$$W = \frac{\sigma I}{hv}, \quad (1.52)$$

где σ – сечение вынужденного перехода (см. 1.35).

Тогда:

$$\Delta N = \frac{N}{1 + (I/I_s)}, \quad (1.53)$$

где $I_s = hv/2\sigma\tau_2$ – параметр насыщения, зависящий от свойств вещества и частоты падающего излучения. При $I = I_s$ $\Delta N = N/2$.

Выражение для насыщенного коэффициента поглощения записывается в виде:

$$\alpha = \frac{\alpha_0}{1 + (I/I_s)}, \quad (1.54)$$

где α_0 – коэффициент ненасыщенного поглощения (при $I=0$). Зависимость коэффициента поглощения однородно уширенной линии от частоты для различных интенсивностей внешнего поля изображена на рис 1.5.

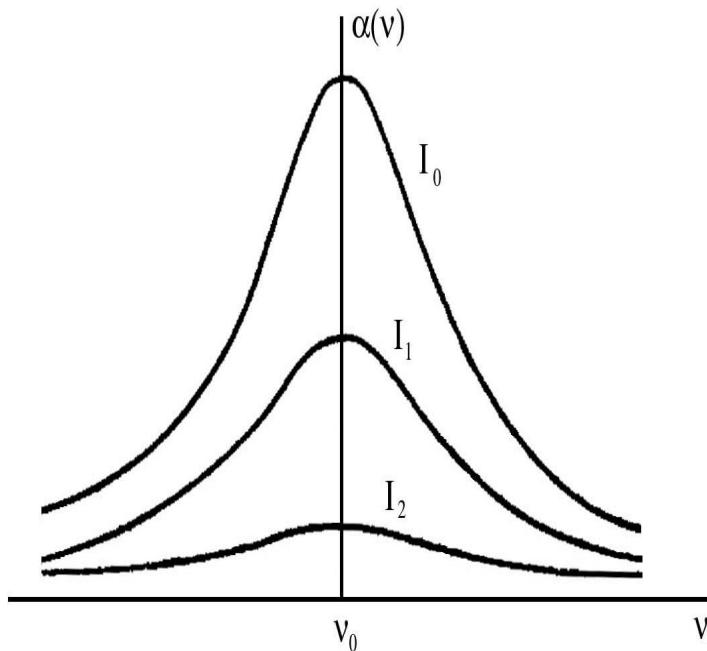


Рис. 1.5. Насыщение однородно уширенной линии

Аналогичным образом рассматривается случай, когда в двухуровневой среде предварительно создана инверсная населенность. Наличие внешнего излучения, падающего на такую среду, также приводит к выравниванию населенностей между двумя уровнями. Можно показать, что:

$$N_2 = \frac{N_2^{(0)}}{1 + (I/I_s)}, \quad (1.55)$$

где $N_2^{(0)}$ – населенность верхнего уровня при отсутствии поля.

Для коэффициента усиления получается выражение, аналогичное (1.54):

$$g = \sigma(v) \frac{N_2^{(0)} - N_1^{(0)}}{(1 + I/I_s)} = \frac{g_0}{(1 + I/I_s)}. \quad (1.56)$$

В случае неоднородно уширенной линии эффект насыщения выглядит несколько иным образом. Процесс насыщения оказывается более сложным и можно ограничиться качественными выводами. Если, например, неоднородный характер уширения связан с эффектом Доплера, то проходящее через двухуровневую среду (для которой центральная частота перехода есть v_0) излучение с частотой v будет взаимодействовать лишь с группой частиц, скорости которых определяются соотношением (1.25). Следовательно, только для этой группы атомов будет наблюдаться эффект насыщения: изменение населенностей нижнего и верхнего уровней будет наблюдаться только у частиц, имеющих определенные скорости (рис. 1.6).

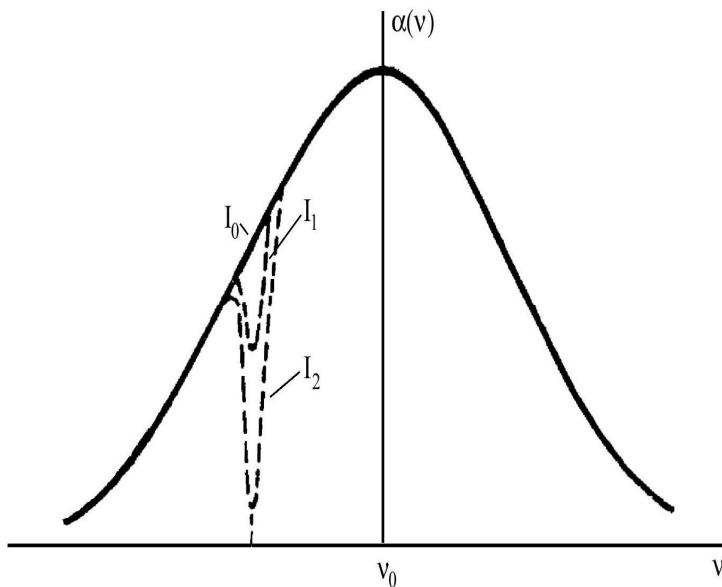


Рис. 1.6. Насыщение неоднородно уширенной линии

Поэтому изменение зависимости коэффициента поглощения от частоты будет иметь следующий вид: с увеличением интенсивности внешнего поля в линии поглощения образуется провал на частоте этого поля v . Поскольку частицы с определенными скоростями испытывают все виды однородного уширения линии, то ширина этого провала имеет порядок ширины однородно уширенной линии. Аналогичные выводы получаются и в случае усиления.

1.5. Методы создания инверсной населенности

Для создания лазера необходимо получить инверсию между какой-либо парой уровней в активной среде. Механизм, с помощью которого создается инверсия, называется накачкой. Из полученных в предыдущем разделе выводов следует невозможность создания инверсной населенности в двухуровневой системе посредством воздействия на нее внешнего электромагнитного излучения.

В самом деле, из-за насыщения инверсная населенность никогда не будет большей нуля. Тем не менее, задача становится разрешимой, если ввести в рассмотрение дополнительно один или два уровня – так называемые трех- и четырехуровневые схемы накачки. В настоящем разделе рассмотрим механизмы создания инверсной населенности для обеих схем, используя скоростные уравнения, которые выводятся из условий баланса между скоростями изменения полного числа частиц и полного числа фотонов лазерного излучения.

Использование такого подхода дает простое и наглядное описание работы лазера.

Трехуровневая схема

Вначале рассмотрим лазер, работающий по трехуровневой схеме (рис. 1.7). Пусть N_1 , N_2 , N_3 – населенности соответствующих уровней, N_0 – полное число частиц. В качестве характеристики интенсивности поля в резонаторе введем величину q – полное число фотонов в резонаторе. Будем считать, что переходы между уровнями 3 и 2 осуществляются достаточно быстро для того, чтобы можно было положить $N_3 \approx 0$.

Запишем скоростные уравнения для изменения населенностей и числа фотонов:

$$N_1 + N_2 = N, \quad (1.57a)$$

$$\dot{N}_2 = W_h N_1 - Bq(N_2 - N_1) - \frac{N_2}{\tau_2}, \quad (1.57b)$$

$$\dot{q} = VBq(N_2 - N_1) - \frac{q}{\tau_p}. \quad (1.57b)$$

В уравнении (1.57б) первое слагаемое определяет вклад накачки, скорость которой составляет W_h (с^{-1}), в изменение населенности уровня 2. Второе слагаемое отражает изменение населенности этого уровня за счет процессов вынужденного излучения и поглощения (для простоты положим степени вырождения рассматриваемых уровней одинаковыми).

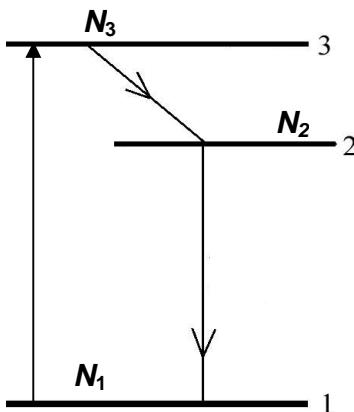


Рис. 1.7. Трехуровневая схема накачки

В уравнении (1.57в) первое слагаемое с точностью до знака и коэффициента V совпадает со вторым слагаемым во втором уравнении. Действительно, каждый акт вынужденного излучения сопровождается появлением фотона, а при вынужденном поглощении фотон исчезает. Коэффициент V называется объемом поля (объемом моды) внутри активной среды. По своей сути этот параметр отражает тот факт, что электромагнитное поле занимает в резона-

торе не весь объем активной среды. Подробно этот вопрос будет рассмотрен в разделе, посвященном оптическим резонаторам. Время τ_c называется временем жизни фотона в резонаторе и учитывает уменьшение числа фотонов из-за потерь (например, связанных с пропусканием зеркал).

Наконец, остается отметить, что при написании (1.57в) пренебрегалось слагаемым, учитывающим спонтанное излучение. Действительно, если в нулевой момент времени положить $q(0)=0$, то получим, что $\dot{q}=0$, и генерация возникнуть не сможет. Однако в настоящий момент нельзя правильно учесть вклад спонтанного излучения, поскольку для этого необходимо иметь представление о возможных типах конфигурации поля в резонаторе (пространственной и частотной), что возможно сделать только при подробном рассмотрении свойств оптических резонаторов. Тем не менее, при решении системы (1.57) получается правильный результат, если предположить, что в момент времени $t=0$ в резонаторе присутствует небольшое число спонтанных фотонов: $q(0)=q_0$.

Прежде чем приступить к дальнейшему рассмотрению системы уравнений (1.57), получим явный вид для коэффициентов B и τ_p .

Рассмотрим резонатор длиной L . Для простоты будем считать, что активная среда занимает все пространство между зеркалами. Пусть T_1 и T_2 – коэффициенты пропускания зеркал резонатора, $T_{\text{вн}}$ – коэффициент внутренних потерь за проход от одного зеркала до другого. Тогда изменение интенсивности ΔI за двойной проход составит:

$$\Delta I = I_0 \left((1 - T_1)(1 - T_2)(1 - T_{\text{вн}})^2 \cdot \exp(2\sigma\Delta NL) - 1 \right), \quad (1.58)$$

где $\Delta N = N_2 - N_1$.

Для дальнейшего рассмотрения удобным оказывается введение логарифмических потерь, связанных с пропусканием зеркал:

$$(1 - T_i) = \exp(-\gamma_i) = \exp(-\alpha_i L). \quad (1.59)$$

Тогда для всех видов потерь имеем:

$$\gamma_1 = -\ln(1 - T_1), \quad (1.60a)$$

$$\gamma_2 = -\ln(1 - T_2), \quad (1.60b)$$

$$\gamma_{\text{вн}} = -\ln(1 - T_{\text{вн}}), \quad (1.60b)$$

С помощью полученных выражений определим полные потери

за проход:

$$\gamma = \gamma_{\text{вн}} + \frac{\gamma_1 + \gamma_2}{2} = \gamma_{\text{вн}} + \gamma_{\text{пр}} . \quad (1.61)$$

Если уровни потерь на пропускание и внутренних потерь достаточно малы (несколько процентов), то можно считать $\gamma_i \approx T_i$.

Имеем после подстановки:

$$\Delta I = I_0 (\exp(2\sigma\Delta NL - 2\gamma) - 1) . \quad (1.62)$$

Если ввести дополнительное условие:

$$\sigma\Delta NL - \gamma \ll 1 , \quad (1.63)$$

то экспоненциальную функцию можно разложить в ряд и получить:

$$\Delta I = 2I_0 (\sigma\Delta NL - \gamma) . \quad (1.64)$$

Если разделить получившееся выражение на интервал времени $\Delta t = 2L/c$, соответствующий времени двойного прохода, и использовать приближение $\Delta I/\Delta t \approx dI/dt$, получим:

$$\frac{dI}{dt} = I_0 \left(\sigma c \Delta N - \frac{\gamma c}{L} \right) . \quad (1.65)$$

Поскольку число фотонов в резонаторе пропорционально интенсивности, то полученное выражение можно сравнить с (1.57в). При этом получаются следующие выражения для искомых величин:

$$B = \frac{\sigma c}{V} , \quad \tau_p = \frac{L}{\gamma c} . \quad (1.66)$$

Если теперь для общего случая считать, что длина активной среды l между зеркалами меньше длины резонатора L , а показатель преломления активной среды равен n , то с учетом соотношения, получаемого для так называемой оптической длины резонатора L' :

$$L' = L + (n-1)l , \quad (1.67)$$

окончательно получаем:

$$B = \frac{\sigma lc}{VL'} = \frac{\sigma c}{V'} , \quad \tau_p = \frac{L'}{\gamma c} , \quad V' = \frac{L'}{l} V . \quad (1.68)$$

Если ввести инверсию населенностей $\Delta N = N_2 - N_1$, то с учетом предположений о скоростях переходов между уровнями, сделанных в начале раздела, легко переписать систему (1.57) для переменных ΔN и q :

$$\Delta \dot{N} = W_h(N - \Delta N) - 2Bq\Delta N - \frac{N + \Delta N}{\tau_2}, \quad (1.69a)$$

$$\dot{q} = q \left(VB\Delta N - \frac{1}{\tau_p} \right). \quad (1.69b)$$

Начальными условиями для этой системы будут уже полученное соотношение $q(t = 0) = q_0$, а также $\Delta N(t = 0) = -N_1$.

Рассмотрим вначале вопрос о величине пороговой инверсной населенности. Для возникновения генерации необходимо, чтобы величина \dot{q} была положительной. Из выражения (1.69) видно, что это условие выполняется, когда $VB\Delta N > \tau_p^{-1}$. Отсюда пороговое значение инверсной населенности:

$$\Delta N_{\text{пор}} = \frac{1}{VB\tau_p} = \frac{\gamma}{\sigma c}. \quad (1.70)$$

Минимальная мощность накачки, необходимая для создания пороговой инверсной населенности, получается из (1.69a) при условиях: $\Delta N = \Delta N_{\text{пор}}$, $\Delta \dot{N} = 0$, $q = 0$. Это означает, что, с одной стороны, фотонов в резонаторе еще нет (кроме небольшого количества спонтанных), а с другой стороны, скорость накачки уровня 2 начинает уравновешивать скорость спонтанных переходов с этого уровня. Сделав подстановку в соотношения (1.70) в (1.69a), получаем:

$$W_{\text{пор}} = \frac{N + \Delta N_{\text{пор}}}{(N - \Delta N_{\text{пор}})} \cdot \frac{1}{\tau_2} \approx \frac{1}{\tau_2}. \quad (1.71)$$

Если мощность накачки больше пороговой, то число фотонов будет возрастать, и при постоянной мощности накачки оно достигнет некоторого стационарного значения, не меняющегося во времени. Стационарные значения числа фотонов и инверсной населенности естественным образом получаются из системы (1.69), если в ней положить $\dot{N} = \dot{q} = 0$. Таким образом:

$$\Delta N_{\text{ст}} = \Delta N_{\text{пор}} = \frac{1}{VB\tau_p} = \frac{\gamma}{\sigma l}, \quad (1.72a)$$

$$q_{\text{ст}} = \frac{V\tau_p}{2} \cdot \left(W_h(N - \Delta N_{\text{пор}}) - \frac{N + \Delta N_{\text{пор}}}{\tau_2} \right). \quad (1.72b)$$

Если ввести коэффициент $\eta = \frac{W_h}{W_{\text{нор}}}$, то:

$$q_{\text{ср}} = \frac{V\tau_p}{2\tau_2} \cdot (N + \Delta N_{\text{нор}}) \cdot (\eta - 1). \quad (1.73)$$

Проанализируем полученный результат. На первый взгляд может показаться странным, что независимо от мощности накачки в стационарных условиях инверсная населенность всегда равна пороговому значению. Однако, ясно, что в стационарном режиме число фотонов (и интенсивность поля) в резонаторе не меняется. Очевидно, что это условие может выполняться только при равенстве усиления сумме всех потерь. При любом другом соотношении между усилением и потерями интенсивность будет либо увеличиваться, либо уменьшаться. Поскольку усиление пропорционально величине инверсной населенности, то соотношение (1.70) как раз и устанавливает равенство усиления активной среды совокупным потерям, на которое мощность накачки не оказывает никакого влияния.

В то же время, число фотонов в резонаторе, а следовательно, и выходная мощность излучения лазера прямо пропорциональна мощности накачки (если, например, выходным считать зеркало 2, то $P_{\text{вых}} = q_{\text{ср}} h\nu T_2$). После подстановки окончательно получаем:

$$P_{\text{вых}} = \frac{h\nu V}{2\tau_2} \cdot \frac{\gamma_2}{\gamma} \cdot (N + \Delta N_{\text{нор}}) \cdot (\eta - 1). \quad (1.74)$$

Четырехуровневая схема

Проведем теперь аналогичный расчет для случая четырехуровневой схемы накачки (рис. 1.8).

Полагая, что переходы между уровнями 3 и 2 и уровнями 1 и 0 являются быстрыми, то есть $N_1 \approx N_3 \approx 0$, получаем следующую систему скоростных уравнений:

$$N_0 + N_2 = N, \quad (1.75a)$$

$$\dot{N}_2 = W_h N_0 - Bq N_2 - \frac{N_2}{\tau_2}, \quad (1.75b)$$

$$\dot{q} = VBqN_2 - \frac{q}{\tau_p}. \quad (1.75b)$$

После сведения этой системы к системе из двух уравнений в переменных ΔN , Δq получим:

$$\Delta\dot{N} = W_h(N - \Delta N) - Bq\Delta N - \frac{N + \Delta N}{\tau_2}, \quad (1.76a)$$

$$\dot{q} = q \left(VB\Delta N - \frac{1}{\tau_p} \right). \quad (1.76b)$$

Можно заметить, что скоростное уравнение для числа фотонов совпадает с аналогичным уравнением в случае трехуровневой системы. Однако скоростные уравнения для инверсной населенности отличаются множителем 2 во втором слагаемом, имеющимся в случае четырехуровневой схемы.

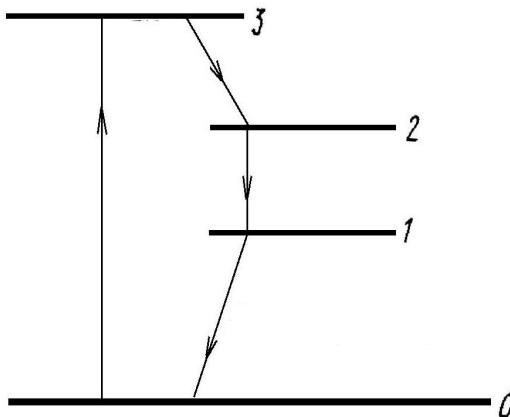


Рис. 1.8. Четырехуровневая схема накачки

Физический смысл этого отличия заключается в том, что в трехуровневой схеме накачки при излучении фотона с уровня 2 населенность этого уровня уменьшается на единицу, а населенность уровня 1 увеличивается на единицу. Поэтому инверсия уменьшается на 2. В четырехуровневой схеме населенность 2-го уровня тоже уменьшается на единицу, но из-за быстрой релаксации с уровня 1

на уровень 0 населенность 1-го уровня не меняется, то есть инверсия уменьшается на единицу.

Величины пороговой и стационарной инверсной населенности получаются такими же, как и в случае трехуровневой схемы:

$$\Delta N_{ct} = \Delta N_{por} = \frac{1}{VB\tau_p}. \quad (1.77)$$

Это является следствием того, что эта величина определяется уровнем суммарных потерь в резонаторе.

Для пороговой мощности накачки получаем:

$$W_{por} = \frac{\Delta N_{por}}{(N - \Delta N_{por})} \cdot \frac{1}{\tau_2} \approx \frac{\Delta N_{por}}{N} \cdot \frac{1}{\tau_2}. \quad (1.78)$$

Сравнение с (1.71) показывает, что для четырехуровневой схемы пороговая мощность накачки в $\frac{\Delta N_{por}}{N} << 1$ раз меньше по сравнению с трехуровневой схемой при одном и том же значении τ_2 . Этот результат также объясняется достаточно наглядно. В трехуровневой схеме для создания инверсной населенности необходимо перевести с уровня 1 на уровень 2 по крайней мере половину частиц. В случае же четырехуровневой схемы перевод на уровень 2 даже одной частицы создает инверсную населенность, поскольку населенность уровня 1 всегда практически равна нулю. Это является основным преимуществом четырехуровневой схемы.

Для стационарного числа фотонов в резонаторе получается следующее выражение:

$$q_{ct} = \frac{V\tau_p}{\tau_2} \cdot \Delta N_{por} (\eta - 1), \quad (1.79)$$

а для выходной мощности:

$$P_{вых} = \frac{hvV}{\tau_2} \cdot \frac{\gamma_2}{\gamma} \cdot \Delta N_{por} \cdot (\eta - 1). \quad (1.80)$$

Рассмотренные нами механизмы создания инверсной населенности называются оптической накачкой. При оптической накачке в качестве источника излучения используются, как правило, мощные широкополосные лампы. Поскольку эффективность накачки тем больше, чем больше излучения источника поглотится активной

средой, то лучше всего оптическая накачка подходит для веществ, имеющих сильно уширенные линии, то есть для твердотельных и жидкостных лазеров.

Кроме оптической накачки, существует множество других способов создания инверсной населенности. Одним из наиболее широко распространенных способов является электрическая накачка, которая осуществляется посредством электрического разряда. Этот механизм особенно эффективен для веществ с узкой линией поглощения. Поэтому электрическая накачка является основным методом создания инверсии в газовых лазерах.

Среди других механизмов накачки отметим химическую накачку (необходимая для возникновения инверсии выделяется при экзотермической реакции), газодинамическую накачку (сверхзвуковое расширение газовой смеси), а также лазерную накачку, когда лазерный луч одного лазера служит для накачки другого.

1.6. Оптические резонаторы: спектр продольных мод, добротность, конфигурация поля в резонаторе

Для создания лазера – оптического квантового генератора – необходимо усиливющую среду, то есть среду, в которой каким-либо способом создана инверсная населенность между парой уровней, величина которой не меньше пороговой, охватить положительной обратной связью. Для этой цели используется устройство, называемое открытым оптическим резонатором. В самом простом и наиболее распространенном случае открытый резонатор – это два зеркала, расположенные параллельно на некотором расстоянии друг от друга, между которыми помещена активная среда.

Необходимо отметить, что в СВЧ диапазоне для создания положительной обратной связи используются закрытые резонаторы (то есть замкнутые системы, ограниченные боковыми поверхностями), размеры которых порядка длины волны излучения. Отказ от использования подобных устройств при переходе к оптическому (коротковолновому по сравнению с СВЧ) диапазону обусловлен следующими причинами. При сохранении размеров закрытого резонатора порядка длины волны становится просто невозможным разместить внутри него активную среду. Если же использовать за-

крытые резонаторы, размеры которых заметно больше длины волны, то поскольку в таком резонаторе число собственных типов колебаний в частотном диапазоне $\delta\nu$ составляет $8\pi v^2 V \delta\nu / c^3$ (где V – объем внутренней полости резонатора), то при увеличении частоты эта величина быстро растет и в оптическом диапазоне составляет $10^9 - 10^{10}$. При этом различные типы колебаний практически полностью перекрываются друг с другом, излучение происходит в широком спектральном диапазоне и во всех направлениях. Это означает, что резонатор теряет свои резонансные свойства.

Проблема решается при переходе к открытому резонатору. Однако отсутствие боковых поверхностей в открытом резонаторе неизбежно приводит к увеличению потерь для излучения, находящегося внутри резонатора. Эти потери обусловлены дифракцией, поэтому они называются дифракционными. Наличие потерь означает, что поле внутри резонатора с течением времени затухает. Поэтому дифракционные потери являются основным фактором, влияющим на формирование тех или иных типов колебаний поля в резонаторе. В резонаторе электромагнитные колебания с различными частотами и с различной пространственной конфигурацией испытывают различные дифракционные потери. Типы колебаний, для которых потери минимальны, называются собственными типами колебаний.

Несмотря на то, что задача о нахождении конфигурации поля в резонаторе является сложной, некоторые результаты можно получить из общих соображений. Поле в резонаторе можно рассматривать как стоячую волну, образованную суперпозицией двух бегущих в противоположных направлениях между зеркалами волн. Для существования стоячей волны необходимо, чтобы между зеркалами укладывалось целое число длин полуволн:

$$L = q \frac{\lambda_q}{2}, \quad (1.81)$$

где λ – длина волны, q – целое число, L – длина резонатора.

Отсюда для частот получаем:

$$\nu_q = \frac{c}{\lambda_q} = q \frac{c}{2L}. \quad (1.82)$$

Таким образом, спектр собственных колебаний представляет собой бесконечный набор эквидистантно расположенных частот с расстоянием между соседними частотами (рис.1.9):

$$\Delta v = v_q - v_{q-1} = \frac{c}{2L}. \quad (1.83)$$

Введем несколько основных определений. Собственные типы колебаний резонатора называются модами. Мода резонатора есть такое распределение поля, которое сохраняется неизменным в пространстве по амплитуде и по фазе. Для обозначения различных мод используется следующая аббревиатура: TEM_{mnq} . Буквы TEM обозначают поперечное электрическое и магнитное поля. Индекс q только что определен и указывает на число узлов стоячей волны между зеркалами резонатора (при указании моды индекс q , как правило, опускается: пишется TEM_{mn}). Индексы m и n соответствуют числу изменений направления поля (или, иначе, областей нулевой интенсивности) по осям x и y соответственно. Типы колебаний для произвольных q и фиксированных m и n называются поперечными модами, а для фиксированных q – продольными. Другими словами, мода TEM_{00} является продольной. Различные поперечные моды имеют разные частоты. Каждой поперечной моде соответствуют несколько продольных мод, отличающихся числом узлов вдоль оси резонатора.

Из сказанного ясно, что поперечные моды определяют пространственную конфигурацию поля в резонаторе, в то время как продольные моды определяют спектр собственных частот.

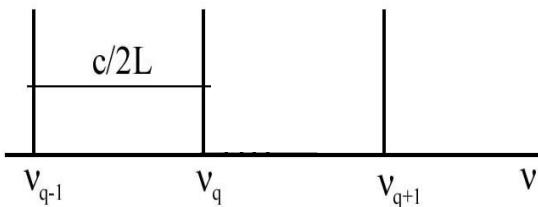


Рис. 1.9. Спектр продольных мод

Итак, установлено, что каждая мода резонатора характеризуется своей определенной (резонансной) частотой. Очевидно, что резонансные частоты характеризуются минимальными дифракционны-

ми потерями. Но потери, как и всякая физическая величина, не могут меняться скачком при малой отстройке частоты от резонансной. Другими словами, это означает, что частотные резонансы должны иметь конечную спектральную ширину. Эта спектральная ширина называется спектральной полосой резонатора и обозначается $\Delta\nu_p$. Для каждой моды резонатора вводится понятие добротности Q – отношения запасенной в резонаторе энергии колебаний к доле энергии, теряемой за проход.

Добротность можно представить следующим соотношением:

$$Q = \frac{\nu_p}{\Delta\nu_p}, \quad (1.84)$$

где ν_p – частота моды резонатора.

Из определения добротности следует, что величина, обратная $\Delta\nu_p$, имеет физический смысл, связанный с временем жизни излучения в резонаторе:

$$\tau_p = \frac{1}{2\pi\Delta\nu_p}. \quad (1.85)$$

Получим аналитическое выражение для добротности резонатора. При выводе учтем, что из определения добротности следует, что величина $\Delta\nu_p$ отражает полный уровень потерь.

Пусть электромагнитное колебание распространяется от левого зеркала к правому и в начальный момент времени у поверхности левого зеркала имеет интенсивность I_0 . Тогда по мере распространения вследствие потерь:

$$I(z) = I_0 \cdot \exp\left(-\frac{\gamma}{L} z\right). \quad (1.86)$$

где γ – полные потери за один проход.

Продифференцировав по z , получим:

$$\frac{dI}{dz} = \frac{\gamma}{L} I_0 \cdot \exp\left(-\frac{\gamma}{L} z\right) = -\frac{\gamma}{L} I, \quad (1.87)$$

и, перейдя к плотности энергии $u = I/c$, запишем:

$$\frac{du}{dz} = u \cdot \left(-\frac{\gamma}{L}\right). \quad (1.88)$$

С учетом того, что $dz = cdt$, перейдем к дифференцированию по времени:

$$\frac{du}{dt} = -\frac{c\gamma}{L} u. \quad (1.89)$$

Отсюда получаем следующее соотношение:

$$u = u_0 \cdot \exp\left(-\frac{c\gamma}{L} t\right). \quad (1.90)$$

Определим τ_p как время, за которое плотность энергии поля в резонаторе уменьшится в e раз:

$$\tau_p = \frac{L}{c\gamma}. \quad (1.91)$$

Соответственно, для добротности и спектральной полосы резонатора получаем:

$$Q = \frac{2\pi v_p L}{c\gamma}, \quad (1.92)$$

$$\Delta v_p = \frac{c\gamma}{2\pi L}. \quad (1.93)$$

В том случае, если распределенные потери малы и полные потери определяются, главным образом, пропусканием зеркал, спектральную полосу резонатора можно выразить через коэффициенты $k_{1,2}$ отражения зеркал. Если дополнительно положить $k_1 = k_2 = k$, то:

$$\Delta v_p = \frac{c(1-k)}{2\pi L\sqrt{k}}. \quad (1.94)$$

Если, например, взять зеркала достаточно глухими ($k \geq 99\%$), то при метровой длине резонатора получим $\Delta v_p \approx 10^6$ Гц. Спектральная полоса резонатора приведена на рис. 1.10.

Отметим, что теоретически рассчитываемая ширина линии излучения лазера $\Delta v_{\text{сп}}$ оказывается значительно меньшей. Эта ширина обусловлена спонтанным излучением (точнее говоря, флюктуациями спонтанного излучения) и, в частности, для Не-Не лазера с длиной волны 633 нм ее значение составляет приблизительно 10^{-4} Гц при $\Delta v_p = 1-2$ МГц. На практике помимо спонтанного излучения всегда существует ряд других причин (технические флу-

туации), приводящих к уширению линии генерации. Фактические значения $\Delta\nu_{\text{ген}}$, полученные к настоящему времени, составляют несколько герц.

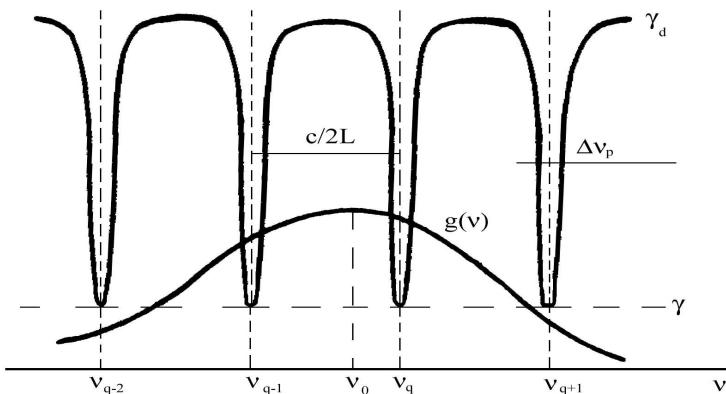


Рис. 1.10. Спектральная полоса резонатора:
 $g(\nu)$ – коэффициент усиления

Таким образом, основным явлением, ответственным за формирование устойчивых типов колебаний в резонаторе, является дифракция. Дифракционные потери приводят к тому, что при каждом проходе излучения между зеркалами часть энергии этого излучения выходит из резонатора, и в конце концов поле затухает со временем. Поэтому возникает вопрос, существуют ли такие условия, когда распределение поля в резонаторе приближается после многих проходов к стационарному состоянию, воспроизводящемуся при каждом дальнейшем проходе.

В рамках геометрической оптики дифракционные потери не могут быть учтены. Впервые дифракционная задача для открытого резонатора была решена Фоксом и Ли в 1961 году, которые для вычисления стационарных значений амплитуды и фазы поля использовали метод последовательных приближений при многократных проходах первоначально плоской волны через резонатор.

Кратко суть методики расчетов можно сформулировать следующим образом. Вначале берется произвольное распределение поля на поверхности одного (например, левого) зеркала. Это поле

служит источником поля, возникающего у правого зеркала при первом проходе волны. После этого полученное распределение поля используется в качестве исходного для вычисления распределения поля, возникающего у левого зеркала при втором проходе. Затем эти вычисления повторяются многократно для последующих проходов. Если при большом количестве проходов (несколько сотен) распределения амплитуды и фазы волны на зеркалах становятся неизменными, что означает, что поле воспроизводится в резонаторе, то получившееся распределение поля соответствует собственным типам колебаний резонатора.

Для вычисления распределения поля у одного из зеркал при известной конфигурации поля на поверхности другого зеркала используется принцип Гюйгенса: каждый элемент поверхности одного зеркала рассматривается как источник сферической волны, при этом поле на поверхности другого зеркала является результатом суперпозиции этих волн. Использование этого принципа допустимо в том случае, когда размеры зеркал резонатора велики по сравнению с длиной волны излучения, а поле близко к поперечному, что хорошо выполняется в резонаторе.

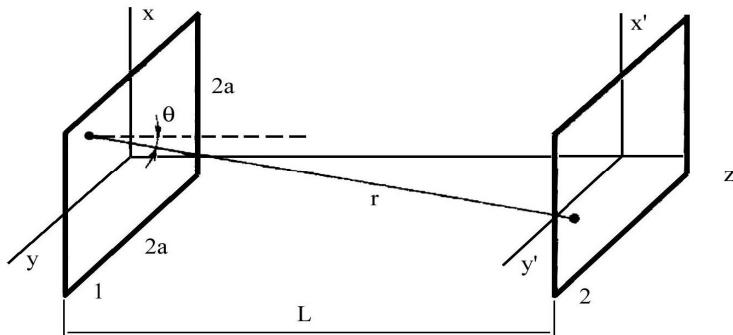


Рис. 1.11. Дифракционный метод расчета поля в резонаторе

При таком подходе в некоторой точке (x', y', z') поверхности второго зеркала поле u , определяемое распределением поля на поверхности первого зеркала, находится с помощью интеграла Френеля-Кирхгофа:

$$u(x'; y'; z') = \frac{ik}{4\pi} \iint_S u(x; y; z) \frac{\exp(-ikz)}{r} (1 + \cos \theta) dS, \quad (1.95)$$

где $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число, $r^2 = (x - x')^2 + (y - y')^2 + (z - z')^2$ – расстояние между точками (x, y, z) и (x', y', z') на первом и на втором зеркалах, θ – угол между направлением r и осью z , интегрирование проводится по поверхности S первого зеркала.

Изложенное проиллюстрировано на рис. 1.11.

В случае существования стационарного решения при совершении n проходов распределение поля на зеркале будет определяться следующим соотношением:

$$u_n = \left(\frac{1}{\gamma} \right)^n \cdot V, \quad (1.96)$$

где V – некая функция, которая не зависит от числа отражений, а γ – комплексная постоянная, не зависящая от координат.

Отсюда:

$$V = \gamma \iint_S KV dS, \quad (1.97)$$

где

$$K = \frac{ik}{4\pi r} \cdot \exp(-ikr) \cdot (1 + \cos \theta). \quad (1.98)$$

Соотношение (1.97) называется условием самосогласованности поля. Функция V определяет распределение поля на зеркалах, а $\ln \gamma$ отражает потери и сдвиг фазы при однократном прохождении резонатора.

Уровень дифракционных потерь удобно оценивать с помощью так называемого числа Френеля, часто используемого в геометрической оптике для плоских волн:

$$N = \frac{a^2}{\lambda L}, \quad (1.99)$$

где $2a$ – поперечный размер плоской волны.

Физический смысл числа Френеля следующий. С одной стороны, угол дифракционной расходимости плоской волны составляет $\theta_d \approx \lambda/2a$. С другой стороны, если поперечные размеры зеркал резонатора также равны $2a$, то половина геометрического угла θ_g ,

под которым одно зеркало видно из центра другого, равна a/L . Поэтому:

$$N = \frac{\theta_g}{2\theta_d}. \quad (1.100)$$

Таким образом, число Френеля является характеристикой отношения угла дифракционной расходимости к геометрическому углу. Иначе число Френеля представляет собой число зон Френеля, видимых на поверхности одного зеркала из центра другого.

Дифракционные потери уменьшаются при увеличении числа Френеля. Фактически, уравнение (1.97) имеет устойчивое решение при $N > 1$.

Основная ценность решения дифракционной задачи заключается в возможности получения точного решения для поперечной структуры поля (поперечных мод).

Основным недостатком рассматриваемого метода является невозможность получения решений в аналитическом виде.

Получение аналитических выражений для конфигурации поля в резонаторе возможно при решении волнового уравнения. Запишем поле волны в виде скалярной величины u , представляющей, например, амплитуду электрического или магнитного поля. Тогда волновое уравнение будет выглядеть следующим образом:

$$\nabla^2 u + k^2 u = 0. \quad (1.101)$$

Решение будем искать среди класса функций, удовлетворяющим условиям, отвечающим свойствам лазерного излучения: затухание поля вдоль оси резонатора должно быть слабым, а в поперечной плоскости (из-за дифракции) поле должно быть ограниченным, то есть $\frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \ll \frac{\partial^2 u}{\partial x^2}, \frac{\partial^2 u}{\partial y^2}$. Поскольку таким поперечным условиям отвечает гауссово распределение, то решение можно искать в виде: $u(x, y, z) = A(z) \exp\left(\frac{x^2 + y^2}{a(z)}\right)$.

Прежде чем написать решение, введем для удобства комплексный параметр $q(z)$:

$$\frac{1}{q(z)} = \frac{1}{R(z)} - i \frac{\lambda}{\pi} \cdot \frac{1}{W^2(z)}, \quad (1.102)$$

где $R(z)$ – радиус кривизны фронта распространяющейся в резонаторе волны:

$$R(z) = z \left[1 + \left(\frac{\pi W_0^2}{\lambda z} \right)^2 \right], \quad (1.103)$$

а $W(z)$ – расстояние от оси z в поперечном сечении, на котором амплитуда поля падает в e раз:

$$W^2(z) = W_0^2 \left[1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi W_0^2} \right)^2 \right]. \quad (1.104)$$

Здесь $W_0=W(0)$ – перетяжка – сечение вдоль оси z , выбираемое за начало координат ($z=0$), где поперечный размер поля имеет минимальное значение.

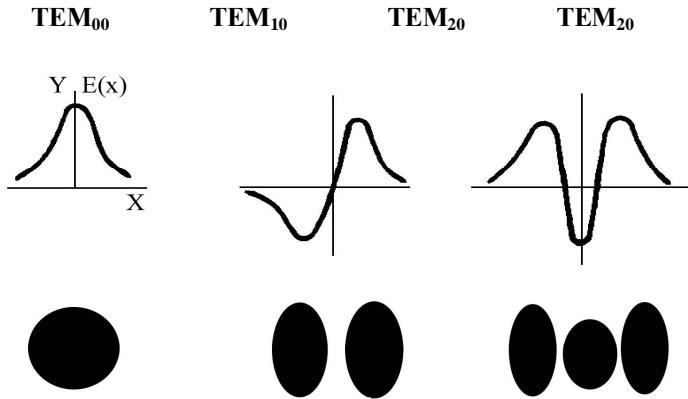


Рис. 1.12. Распределения напряженности и интенсивности поля в поперечных модах

После этого решение уравнения (1.101) для амплитуды электрического поля основной моды TEM_{00} примет вид:

$$E_{00} = E_0 \frac{W_0}{W} \cdot \exp \left[-i \frac{kr^2}{2} \cdot \frac{1}{q(z)} \right] \cdot \exp \left[-i \left\{ kz - \omega t - \arctg \left(\frac{\lambda z}{\pi W_0^2} \right) \right\} \right]. \quad (1.105)$$

Для амплитуд мод высших порядков:

$$E_{mn} \sim H_m\left(\frac{\sqrt{2}x}{W(z)}\right) \cdot H_n\left(\frac{\sqrt{2}y}{W(z)}\right) \cdot \exp\left[-i\left\{(m+n)\arctg\left(\frac{\lambda z}{\pi W_0^2}\right)\right\}\right] \cdot E_{00}, \quad (1.106)$$

где H_{mn} – полиномы Эрмита:

$$H_0(x) = 1; \quad H_1(x) = 2x; \quad H_2(x) = 4x^2 - 2 \text{ и т. д.} \quad (1.107)$$

В силу гауссова поведения поля в поперечном сечении собственные типы электромагнитных полей, определяемые выражениями (1.105) и (1.106), называют гауссовыми пучками.

На рис. 1.12 изображены амплитуды и интенсивности трех мод низших порядков в поперечном сечении (например, на выходном зеркале резонатора).

Рассмотрим вопрос о расходимости гауссова пучка. Определим угол расходимости как:

$$\theta = \lim_{z \rightarrow \infty} \frac{W(z)}{z}. \quad (1.108)$$

Тогда для основной моды получим:

$$\theta_{00} = \frac{\lambda}{\pi W_0}. \quad (1.109)$$

а для поперечных мод:

$$\theta_{m(n)} = \arctg\left(\frac{\lambda \sqrt{m(n) + \frac{1}{2}}}{\pi W_{0x(y)}}\right) \approx \theta_{00} \sqrt{m(n) + \frac{1}{2}}. \quad (1.110)$$

Из этого выражения видно, что расходимость увеличивается по мере роста индексов поперечных мод.

1.7. Оптические резонаторы: параметры гауссова пучка, устойчивость, спектр поперечных мод

Получим сначала несколько удобных для практического использования соотношений, касающихся изменения комплексного параметра q при распространении гауссова пучка в пространстве.

Рассмотрим свободное распространение гауссова пучка вдоль некоторого направления z . Во-первых, перепишем соотношение (1.102) в следующем виде:

$$q(z) = q_0 + z, \quad (1.111)$$

где

$$\frac{1}{q_0} = -i \frac{\lambda}{\pi} \cdot \frac{1}{W_0}. \quad (1.112)$$

Из выражения (6.1) следует, что $dq/dz = 1$. Поэтому, если в плоскости z_1 комплексный параметр имел значение $q(z_1)$, то в плоскости $z_2 = z_1 + z$:

$$q(z_2) = q(z_1) + z. \quad (1.113)$$

Далее рассмотрим прохождение гауссова пучка через линзу, фокусное расстояние которой равно f . Будем считать линзу тонкой – это означает, что размеры пучка до и после линзы совпадают. Для определения изменения радиуса кривизны волнового фронта рассмотрим вначале прохождение через тонкую линзу сферической волны. Если сферическая волна исходит из точки 1 и фокусируется линзой в точку 2, то радиусы кривизны R_1 и R_2 до и после линзы связаны соотношением:

$$\frac{1}{R_2} = \frac{1}{R_1} - \frac{1}{f}. \quad (1.114)$$

Аналогичным образом связь между радиусами кривизны гауссова пучка определяется этим же соотношением. Таким образом, мы имеем:

$$-\frac{2i}{kW_1^2} = \frac{1}{q_1} - \frac{1}{R_1}, \quad -\frac{2i}{kW_2^2} = \frac{1}{q_2} - \frac{1}{R_2}. \quad (1.115)$$

Поскольку линза тонкая, то можно считать, что $W_1=W_2$. Тогда:

$$\frac{1}{q_2} = \frac{1}{q_1} - \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2}, \quad (1.116)$$

и, с учетом (1.114), получаем окончательное соотношение:

$$\frac{1}{q_2} = \frac{1}{q_1} - \frac{1}{f}. \quad (1.117)$$

Заметим, что аналогичное соотношение получается и при отражении гауссова пучка от зеркала с фокусным расстоянием f .

Уже не раз отмечалось, что возможность или невозможность существования в резонаторе собственных типов колебаний, а также их пространственные и частотные характеристики определяются

дифракционными потерями. Резонаторы с малыми дифракционными потерями называют устойчивыми, а с большими – неустойчивыми.

Условие устойчивости можно сформулировать следующим образом. Резонатор устойчив, когда при попеременном отражении от зеркал резонатора происходит такая фокусировка распространяющегося в нем излучения, что энергия излучения не выходит из резонатора за счет дифракции. В неустойчивом резонаторе гауссов пучок не фокусируется, и при каждом проходе существенная доля энергии излучения выходит из резонатора.

Таким образом, в устойчивом резонаторе имеется стационарное распределение поля в пространстве, которое повторяется при многократном проходе излучения между зеркалами резонатора и имеет малые дифракционные потери.

Дифракционные потери зависят от геометрии резонатора – формы, размеров и радиусов кривизны зеркал, расстояния между зеркалами. Получим аналитическое выражение для критерия устойчивости резонатора, отражающее влияние геометрических параметров резонатора на уровень дифракционных потерь.

Рассмотрим резонатор длиной L , зеркала которого имеют радиусы кривизны R_1 и R_2 . Пространственная конфигурация гауссова пучка в резонаторе определяется комплексным параметром q . Тот факт, что распределение поля в устойчивом резонаторе должно сохраняться, означает, что величина q должна оставаться неизменной.

Пусть гауссов пучок распространяется от зеркала 1 к зеркалу 2 и на поверхности зеркала 1 имеет величину комплексного параметра q_1 . Тогда в соответствии с соотношениями, полученными для распространения гауссова пучка в пространстве, после прохода через резонатор на поверхности зеркала 2:

$$q_2 = q_1 + L. \quad (1.118)$$

После отражения от зеркала 2:

$$\frac{1}{q_3} = \frac{1}{q_2} - \frac{1}{f} = \frac{1}{(q_1 + L)} - \frac{2}{R_2}, \quad (1.119)$$

где $f = \frac{R_2}{2}$ – фокусное расстояние зеркала 2.

Далее:

$$q_4 = q_3 + L , \quad (1.120)$$

и после двойного прохода:

$$\frac{1}{q_5} = \frac{1}{q_4} - \frac{1}{f} = \frac{1}{q_4} - \frac{2}{R_1} . \quad (1.121)$$

После арифметических преобразований окончательно получаем:

$$q_5 = \frac{R_2 R_1 (2L + q_1) - 2R_1 L (L + q_1)}{R_2 (R_1 - 2L) - 2(R_1 + R_2)(q_1 + L) + 4L(q_1 + L)} = q_1 . \quad (1.122)$$

Получено квадратное уравнение относительно q_1 , решение которого имеет следующий вид:

$$\frac{1}{q_1} = -\frac{1}{R_1} \pm \frac{i}{R_1} \left(\frac{(R_1 + R_2 - 2L)R_1}{(R_2 - L)L} - 1 \right)^{\frac{1}{2}} . \quad (1.123)$$

Поскольку гауссов пучок всегда имеет конечную ширину W , то комплексная часть полученного выражения не может быть отрицательной или равной нулю. Тогда:

$$\frac{(R_1 + R_2 - 2L)R_1}{(R_2 - L)L} > 1 . \quad (1.124)$$

Заметим, что задача является симметричной относительно выбора начальных условий: того либо другого зеркала и направления распространения. Поэтому аналогично можно получить:

$$\frac{(R_1 + R_2 - 2L)R_2}{(R_1 - L)L} > 1 . \quad (1.125)$$

Совместное решение неравенств (1.124) и (1.125) приводит к соотношению:

$$0 < \left(1 - \frac{L}{R_1}\right)\left(1 - \frac{L}{R_2}\right) < 1 . \quad (1.126)$$

Введем величину $g_i = 1 - \frac{L}{R_i}$, $i=1,2$. Тогда окончательно условие

устойчивости резонатора будет выглядеть следующим образом:

$$0 < g_1 g_2 < 1 . \quad (1.127)$$

Диаграмма устойчивости приведена на рис. 1.13, на которой области устойчивости резонатора заштрихованы.

Несмотря на большой уровень потерь в неустойчивых резонато-

рах и, как следствие, невозможность получения устойчивых типов колебаний в них, эти резонаторы представляют большой интерес для лазерной техники. Это связано с возможностью получать в неустойчивых резонаторах (как, например, в плоскопараллельном резонаторе, обозначенном точкой С на рис. 1.13) больших величин сечений гауссовых пучков, что позволяет более эффективно использовать объем активной среды. Кроме того, в неустойчивых резонаторах достаточно просто обеспечивается селекция поперечных мод, а также создаются условия для дифракционного вывода излучения из резонатора.

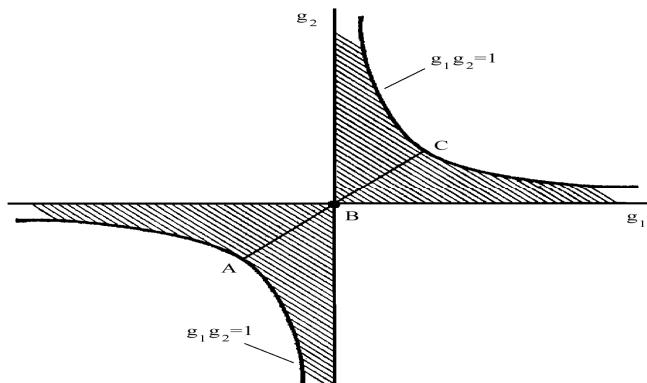


Рис. 1.13. Диаграмма устойчивости резонатора

Особенно заметно прогресс в этой области начал ощущаться после создания мощных лазеров, в которых удается достигать больших величин коэффициентов усиления активной среды.

Полученные результаты позволяют легко получить выражения для основных параметров гауссова пучка – размера поля на зеркалах, положение и размер перетяжки – через параметры резонатора: его длину и радиусы кривизны зеркал (рис.1.14).

Прежде всего заметим, что выражение (1.123) для комплексного параметра получено для поверхности волнового фронта гауссова пучка на одном из зеркал.

Сравнивая выражения (1.123) и (1.102), получаем для размера поля на зеркалах:

$$W_{1(2)}^4 = \left(\frac{2R_{1(2)}}{k} \right)^2 \cdot \frac{(R_{2(1)} - L)L}{(R_{1(2)} - L)(R_1 + R_2 - L)}. \quad (1.128)$$

Для нахождения положения и размера перетяжки запишем следующую систему уравнений (ноль по координате z выберем в плоскости расположения перетяжки):

$$|z_1| + z_2 = L, \quad (1.129a)$$

$$W_1^2 = W_0^2 \left[1 + \left(\frac{\lambda(-z_1)}{\pi W_0^2} \right)^2 \right], \quad (1.129b)$$

$$W_2^2 = W_0^2 \left[1 + \left(\frac{\lambda z_2}{\pi W_0^2} \right)^2 \right], \quad (1.129b)$$

Отсюда находим значения интересующих параметров:

$$z_{1(2)} = \frac{L(R_{2(1)} - L)}{R_1 + R_2 - L}, \quad W_0^2 = \left(\frac{2}{k} \right)^2 \frac{L(R_1 - L)(R_2 - L)(R_1 + R_2 - L)}{(R_1 + R_2 - 2L)}. \quad (1.130)$$

В частном случае конфокального резонатора (точка В на рис. 1.13):

$$W_{1(2)}^2 = \frac{\lambda L}{\pi}, \quad W_0^2 = \frac{\lambda L}{2\pi}, \quad z_{1(2)} = \frac{L}{2}. \quad (1.131)$$

а для концентрического резонатора (точка А на рис. 1.13):

$$W_{1(2)}^2 = \frac{\lambda R}{\pi \sqrt{2R/L - 1}}, \quad W_0^2 = \frac{\lambda}{2\pi} \sqrt{L(2R - L)}, \quad z_{1(2)} = \frac{L}{2}. \quad (1.132)$$

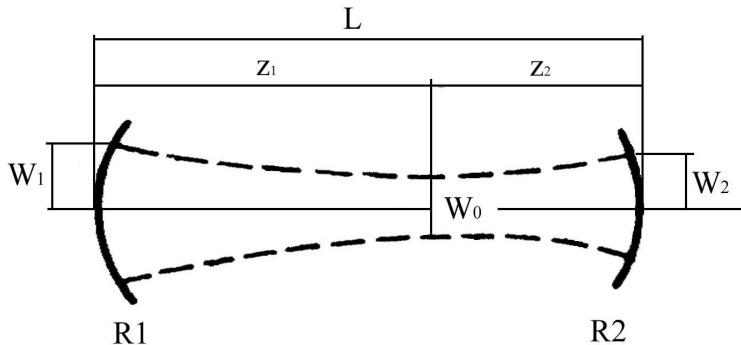


Рис. 1.14. Параметры гауссова пучка

Резонаторов с произвольными размерами и радиусами кривизны зеркал существует бесчисленное множество. Однако для исследования каждого резонатора необязательно всякий раз составлять и решать интегральные и волновые уравнения. Приблизительный уровень дифракционных потерь и пространственные характеристики гауссовых пучков можно оценить, используя понятие эквивалентного конфокального резонатора (ЭКР). ЭКР – это такой резонатор, в котором поверхности равной фазы совмещены с поверхностями зеркал исследуемого резонатора. Радиус кривизны ЭКР (а следовательно, и его длина) определяется через параметры исследуемого резонатора следующим образом:

$$R_{\text{ЭКР}} = L_{\text{ЭКР}} = 2L \frac{\sqrt{g_1 g_2 (1 - g_1 g_2)}}{g_1 + g_2 - 2g_1 g_2}. \quad (1.133)$$

Зеркала ЭКР располагаются симметрично в плоскостях:

$$z_{1(2)} = \pm \frac{\pi W_0^2}{\lambda} = \frac{L_{\text{ЭКР}}}{2}. \quad (1.134)$$

Вернемся к вопросу о спектре мод резонатора. Напомним, что спектр продольных мод резонатора был получен из условия равенства длины резонатора целому числу длин полуволн электромагнитного поля. В более общем виде для волны, имеющей произвольную фазу, условие существования стоячей волны в резонаторе можно сформулировать так: разность фаз, соответствующая проходу волны через резонатор, должна быть $q\pi$ (q – целое число). Рассмотрим сначала моду ТЕМ₀₀. Из уравнения (1.105), с учетом того, что величина комплексного параметра для устойчивого резонатора не меняется при распространении волны в резонаторе, получаем:

$$\Delta\varphi = kL - \arctg\left(\frac{\lambda z_1}{\pi W_0^2}\right) + \arctg\left(\frac{\lambda z_2}{\pi W_0^2}\right) = q\pi, \quad (1.135)$$

где $z_{1(2)}$ – координаты зеркал.

Воспользуемся соотношением:

$$\arctg(x) + \arctg(y) = \arctg\left(\frac{x+y}{1-xy}\right) \approx \arctg(x+y), \quad (1.136)$$

поскольку $x, y \sim \lambda z / \pi W_0^2$, то $xy \ll 1$.

Далее выразим величины $z_{1(2)}$ и W_0 через параметры резонатора

(см. (1.130)), после чего окончательно получим:

$$v_q = \frac{c}{2L} \left[q + \frac{1}{\pi} \arccos \sqrt{g_1 g_2} \right]. \quad (1.136)$$

Полученное выражение похоже на выражение (1.82). Так, расстояние между частотами продольных мод не меняется:

$\Delta v = v_{\bar{q}} - v_{\bar{q}-1} = \frac{c}{2L}$. Однако наличие фазовой добавки в выражении для амплитуды поля (1.105) приводит к эквидистантному сдвигу для всех частот на величину $\frac{1}{\pi} \arccos \sqrt{g_1 g_2}$.

Проведя аналогичные рассуждения, для частот поперечных мод получим:

$$v_{qmn} = \frac{c}{2L} \left[q + \frac{1+m+n}{\pi} \arccos \sqrt{g_1 g_2} \right]. \quad (1.137)$$

Из анализа этого выражения можно сделать несколько наглядных выводов.

Во-первых, при фиксированном значении $m+n$ расстояние между соседними продольными модами по-прежнему составляет $c/2L$.

Во-вторых, при фиксированном значении q разность частот между поперечными модами определяется разностью $\Delta(m+n)$. Поэтому частоты различных поперечных мод совпадают, например: $v_{10} = v_{01}$, $v_{21} = v_{12} = v_{30} = v_{03}$ (рис. 1.15).

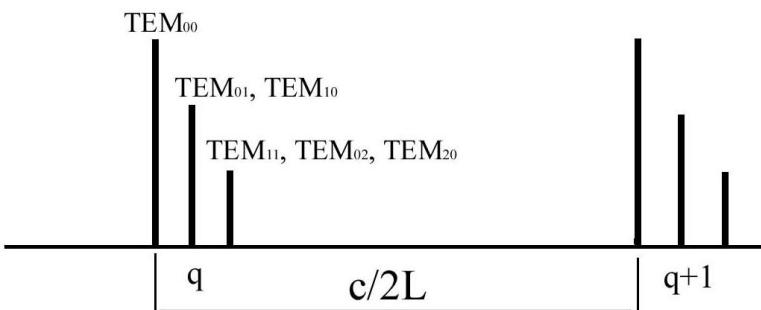


Рис. 1.15. Спектр мод резонатора

Разность частот между поперечными модами определяется конфигурацией резонатора:

$$\Delta v_{mn} = \frac{c}{2L} \cdot \frac{\Delta(m+n)}{\pi} \arccos \sqrt{g_1 g_2}. \quad (1.138)$$

Для устойчивых конфигураций резонаторов значение $\frac{1}{\pi} \arccos \sqrt{g_1 g_2}$ меняется от 0 до 0,5. Поэтому для фиксированного q между соседними продольными модами может располагаться несколько поперечных мод.

Интересным представляется рассмотреть спектр мод конфокального резонатора. Для него

$$v_{qmn} = \frac{c}{2L} \left[q + \frac{m+n+1}{2} \right]. \quad (1.139)$$

Это означает, что спектр мод конфокального резонатора представляет собой набор эквидистантных частот с расстоянием между соседними частотами $c/4L$.

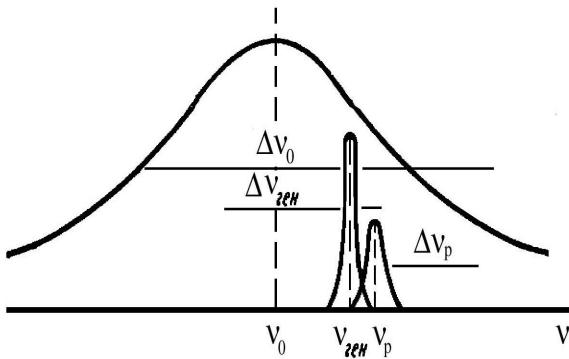


Рис. 1.16. Затягивание частоты

В предыдущем разделе установлено, что моды резонатора с частотами v_p имеют конечную спектральную ширину, определяемую выражением (1.93). Рассмотрим теперь лазер, излучающей на одной моде, частота которой не совпадает с центральной частотой v_0 лазерного перехода с шириной Δv_0 , и найдем частоту генерации $v_{\text{ген}}$ и ее ширину $\Delta v_{\text{ген}}$, т. е. ширину выходного спектра излучения лазера (рис. 1.16).

Оказывается, что частота $v_{\text{ген}}$ не совпадает с v_p , а равна некоторому промежуточному значению между v_q и v_0 .

Говорят, что частота генерации затягивается по направлению к центральной частоте. Это явление так и называется затягиванием частоты излучения лазера. Можно показать, что как для однородно, так и для неоднородно уширенной линии частота генерации может быть определена следующим образом:

$$v_{\text{ген}} = \frac{v_0/\Delta v_0 + v_p/\Delta v_p}{1/\Delta v_0 + 1/\Delta v_p}. \quad (1.140)$$

Для ее ширины справедливо следующее выражение:

$$\Delta v_{\text{ген}} = \frac{N_2}{\Delta N} \cdot \frac{2\pi^2 h v_{\text{ген}}}{P_{\text{вых}}} (\Delta v_p)^2, \quad (1.141)$$

где $\Delta N = N_2 - N_1$ (N_1, N_2 – населенности нижнего и верхнего лазерных уровней соответственно, $P_{\text{вых}}$ – выходная мощность излучения лазера).

Рассмотрим пример неоднородно уширенной линии. Для большинства газовых лазеров величина Δv_0 составляет порядка 1 ГГц, а для твердотельных может достигать ≈ 300 ГГц. В то же время, как мы видели, Δv_p составляет единицы и десятки мегагерц. Следовательно, $\Delta v_0 \gg \Delta v_p$, и затягивание частоты невелико.

Для оценки величины $\Delta v_{\text{ген}}$ рассмотрим лазер с выходной мощностью 1 мВт (например, Не-Не лазер), с величиной $\Delta v_p = 10$ МГц. Тогда получим, что величина Δv_p для длины волны излучения Не-Не лазера 633 нм меньше 1 Гц, а отношение $\Delta v_{\text{ген}} / v_{\text{ген}} = 10^{-15}$. Теперь предположим, что длина резонатора лазера составляет 1 м.

Тогда, поскольку $\left| \frac{\Delta v}{v} \right| = \left| \frac{\Delta L}{L} \right|$, то при $\Delta v_p / v_p = 10^{-15}$ получаем

$\Delta L = 10^{-15}$ см. Это изменение длины, на несколько порядков меньшее размера атома, уже приводит к изменению частоты моды резонатора и частоты генерации на величину порядка 1 Гц. На практике же длина резонатора меняется на много порядков больше, например, из-за вибрации или неоднородности температуры. Поэтому реальная ширина генерации оказывается существенно большей и составляет единицы и десятки килогерц: $\Delta v_{\text{ген}} / v_{\text{ген}} = 10^{-10} - 10^{-11}$.

1.8. Свободная генерация

В предыдущих разделах были рассмотрены условия, приводящие к возможности возникновения лазерной генерации, получены выражения для выходной мощности, частот и пространственных характеристик генерируемого излучения для трех- и четырехуровневых схем накачки. Это делает возможным более детально обсудить вопрос о временных, спектральных и мощностных характеристиках излучения лазеров или, как говорят, о различных режимах генерации.

Прежде всего обратим внимание на то обстоятельство, что при выводе выражений (1.74) и (1.80) для выходной мощности излучения предполагалось, что накачка действует в течение продолжительного времени. Это позволяло решать системы динамических уравнений для стационарных случаев, когда населенности верхнего и нижнего уровней, а также число фотонов в резонаторе не менялись во времени. Такой режим лазерной генерации (при непрерывной стационарной накачке) называется непрерывным режимом генерации.

Накачка может действовать в течение ограниченного времени. Тогда и выходная мощность излучения будет представлять собой ограниченный во времени импульс. Такой режим называется импульсным. При накачке, представляющей собой последовательность импульсов, действующих на активную среду с некоторым периодом, получается импульсно-периодический режим. Отметим, что в некоторых случаях (например, в режимах генерации добротности и синхронизации мод) импульсные режимы генерации реализуются и при непрерывной накачке (см. ниже).

Вернемся снова к системам динамических уравнений (раздел 1.4). Эти уравнения были записаны для случая генерации лазера на одной моде. На самом же деле лазер может излучать на нескольких продольных и поперечных модах. Теоретическое рассмотрение многомодового режима генерации оказывается намного сложнее. Для этого нужно записать столько динамических уравнений для поля в резонаторе (или для числа фотонов), сколько генерируется мод. Временная картина излучения лазера оказывается в этом случае достаточно сложной. Так, например, для твердотель-

ных лазеров, имеющих богатый модовый состав, временная зависимость интенсивности лазера имеет вид так называемого цуга нерегулярных импульсов с различными случайными амплитудами. Такая зависимость объясняется тем, что в лазере постоянно происходит изменение модового состава (перескок мод). При этом генерация не является стационарной, а соответствующий режим называется пичковым (рис. 1.17).

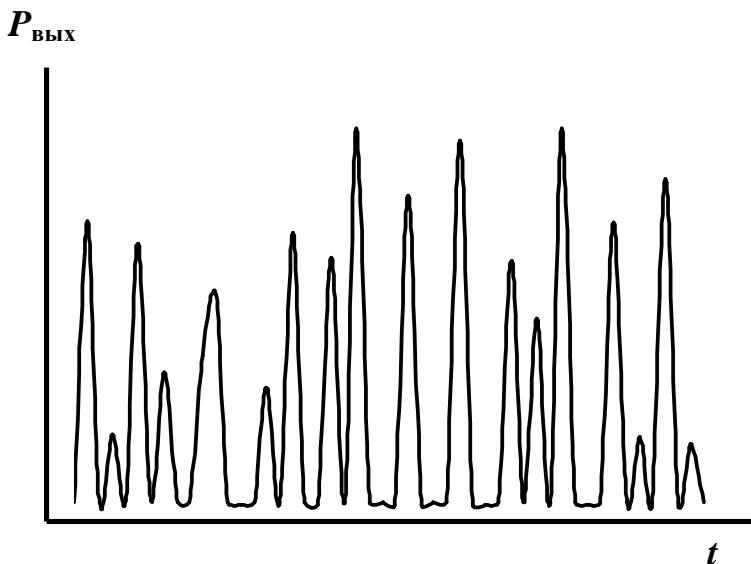


Рис. 1.17. Пичковый режим генерации лазера

Однако и в случае одномодовой непрерывной генерации условия стационарности начинают выполняться только начиная с некоторого момента времени. Пусть накачка включается в некоторый момент времени $t = 0$, и затем ее мощность не меняется. Динамика изменения инверсной населенности и числа фотонов в резонаторе приведена на рис. 1.18. Видно, что до установления стационарного режима инверсия, и число фотонов испытывают ряд осцилляций относительно их стационарных значений, при этом амплитуды этих осцилляций уменьшаются. Объяснение осцилляций достаточно очевидно.

Когда $N(t)$ впервые достигает порогового значения N_0 , в резонаторе начинает увеличиваться число фотонов. Но увеличение q неизбежно приводит к увеличению скорости вынужденных переходов и $N(t)$ будет уменьшаться, а рост q замедлится. Когда q достигает максимального значения ($\dot{q} = 0$) населенность уменьшится до порогового значения, после чего станет ниже пороговой, а число фотонов начнет уменьшаться. Поскольку накачка продолжает действовать, а число фотонов мало (при низкой интенсивности вынужденных переходов), инверсия снова начинает увеличиваться и т. д., пока лазер не войдет в стационарный режим. Такая динамика поведения инверсной населенности и интенсивности поля в первые моменты времени после включения накачки называется релаксационными колебаниями лазера.

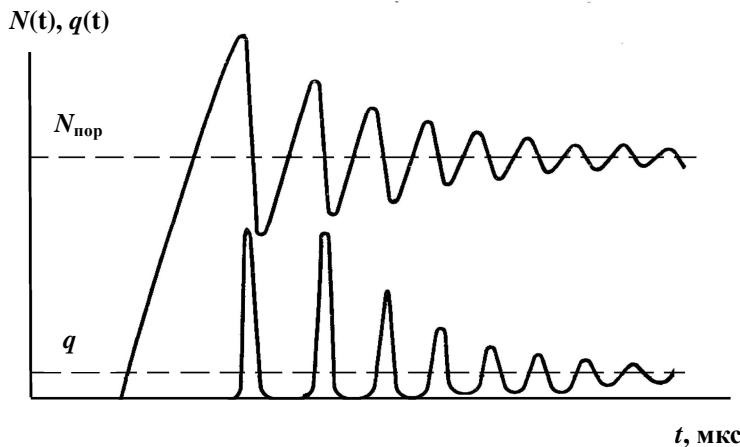


Рис. 1.18. Релаксационные колебания

В заключение рассмотрим условия, при которых реализуется режим одномодовой генерации.

Существует несколько способов получения одномодовой генерации как в однородно, так и в неоднородно уширенных активных средах. Во-первых, в силу различных пространственных конфигураций мод можно относительно просто избавиться от поперечных мод. Для этого необходимо поместить внутри резонатора лазера диафрагму. Поскольку размеры поперечных мод в поперечном сечении больше по сравнению с размерами продольных мод, то при

соответствующем подборе размера диафрагмы можно получить генерацию только на продольных модах. Во-вторых, для селекции поперечных мод можно использовать неустойчивый резонатор.

Если генерация происходит только на продольных модах, то получить одномодовый режим можно, например, уменьшив длину резонатора. При этом, поскольку расстояние между модами при этом увеличивается, можно добиться того, что при настройке одной моды на центр линии усиления частоты соседних мод попадут в область, где потери превышают усиление. Этот способ достаточно эффективен в газовых лазерах, ширины линий переходов которых достаточно узкие. Однако для твердотельных и жидкостных лазеров, в которых линии усиления имеют ширину в сотни гигагерц, этот метод неприменим. В этих лазерах для селекции продольных мод в резонатор лазера помещают так называемый интерферометр (эталон) Фабри-Перо (плоскопараллельная прозрачная пластина из стекла или плавленого кварца). Суть достигаемого эффекта иллюстрируется на рис. 1.19.

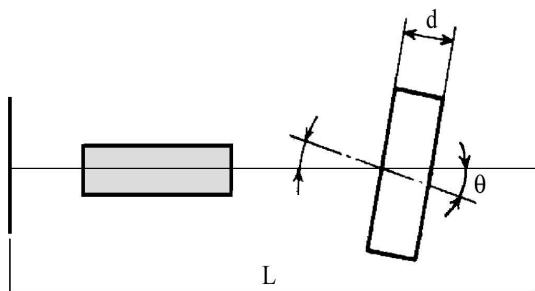


Рис. 1.19. Размещение эталона Фабри-Перо в резонаторе

Частоты пропускания эталона определяются следующим образом:

$$v_q = \frac{qc}{2nd \cos \theta}, \quad (1.142)$$

где q – целое число, d – длина эталона, n – его показатель преломления, θ – угол преломления внутри эталона.

Поэтому соответствующим выбором толщины и угла наклона эталона Фабри–Перо, а также количества расположенных внутри резонатора лазера эталонов можно добиться генерации на одной продольной mode (рис. 1.20).

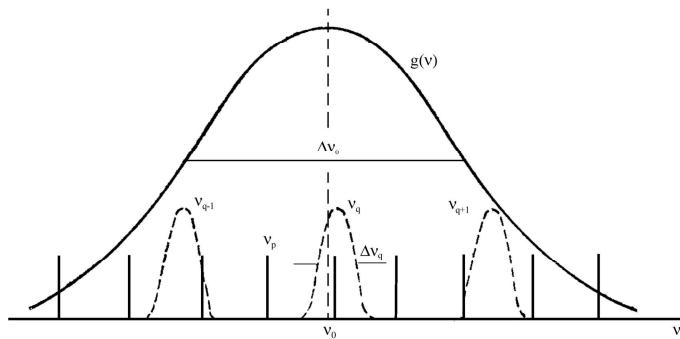


Рис. 1.20. Линия усиления $g(v)$, частоты мод резонатора v_p , области пропускания эталона Δv_q

Еще одним способом получения одномодовой генерации является использование кольцевого резонатора – в таком резонаторе имеется одна бегущая волна (рис. 1.21).

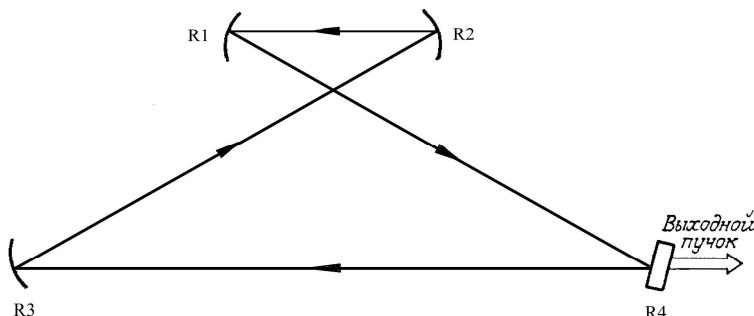


Рис. 1.21. Кольцевой резонатор. Стрелками указано направление распространения бегущей волны

Рассмотренные режимы генерации лазера имеют общее название – режимы свободной генерации. Далее мы рассмотрим два специальных режима генерации, которые используются для получения коротких интенсивных лазерных импульсов – режим модулированной добротности и синхронизации мод.

1.9. Модуляция добротности

Суть метода модуляции добротности резонатора заключается в следующем. Предположим, что в резонаторе лазера искусственным способом создан высокий уровень потерь. Тогда генерация возникнуть не может, и при включении накачки инверсия населенностей может достичь значений, существенно больших по сравнению с обычным уровнем потерь. Если теперь потери резко снизить, то усиление существенно превысит потери и накопленная энергия выделяется в виде короткого импульса большой интенсивности. Так как добротность резонатора определяется уровнем потерь, то при их изменении происходит переключение добротности, и поэтому метод и получил название метода модуляции добротности.

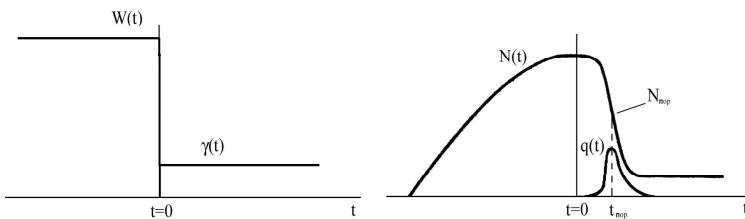


Рис. 1.22. Поведение накачки, уровня потерь, инверсной населенности и числа фотонов в резонаторе во времени при модуляции добротности

Динамика измерения потерь, инверсии населенностей и числа фотонов в резонаторе представлена на рис. 1.22. Если уровень потерь переключается в момент времени $t=0$, то в этот момент инверсия населенностей ΔN очень большая и число фотонов q резко увеличивается. Увеличение q приводит к уменьшению ΔN . Когда ΔN уменьшается до порогового значения (в момент времени

$t=t_{\text{нор}}$), соответствующего низким потерям, то $\dot{q}=0$, и следовательно, интенсивность импульса достигает максимального значения. В дальнейшем потери начинают превышать усиление и интенсивность уменьшается. Инверсия при этом также уменьшается до некоторого окончательного значения.

Для того, чтобы метод модуляции добротности работал эффективно, необходимо выполнение следующих условий.

Во-первых, время жизни возбужденного (верхнего) лазерного уровня должно быть достаточно большим, чтобы частицы быстрее накапливались на нем, чем релаксировали – только тогда инверсия может достигать больших значений. Приемлемые времена жизни составляют величины порядка нескольких долей миллисекунды.

Во-вторых, длительность импульса накачки должна быть меньшей или сравнимой со временем релаксации верхнего уровня – в противном случае большая часть запасенной энергии будет теряться в виде спонтанного излучения.

В-третьих, необходимо быстрое переключение уровня потерь – за время, меньшее по сравнению со временем развития импульса. В противном случае может возникнуть последовательность импульсов меньшей интенсивности.

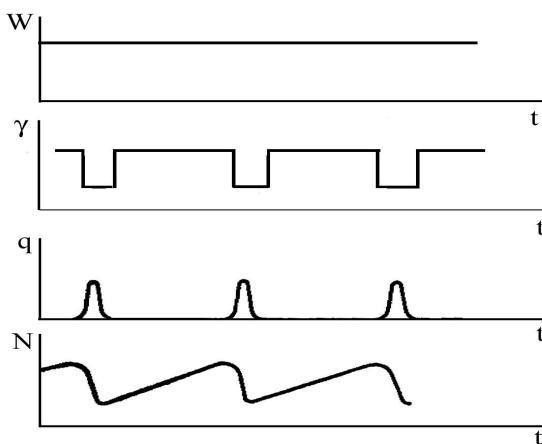


Рис. 1.23. Импульсно-периодическая модуляция добротности при непрерывной накачке

Режим модулированной добротности может осуществляться и при непрерывной накачке с периодическим переключением уровня потерь – импульсно-периодический режим. Динамика процессов, происходящих при этом, изображена на рис. 1.23.

Время между переключениями уровня потерь определяется временем, необходимым для восстановления уровня инверсии, приблизительно равным времени жизни верхнего уровня. Поэтому частота повторения импульсов в лазерах с модулированной добротностью составляет единицы и десятки мегагерц.

Метод модуляции добротности хорошо работает в твердотельных лазерах (например, в рубиновом и неодимовом) и в некоторых газовых лазерах (CO_2 лазер), имеющих подходящие времена жизни верхних лазерных уровней. Характерные времена импульсов излучения составляют наносекунды или десятки наносекунд, а выделяемая в импульсе мощность составляет мегаватты и десятки мегаватт.

Методы модуляции добротности подразделяются на активные и пассивные. К активным методам относятся механическая, электро- и акустооптическая модуляция, а пассивным – модуляция на основе насыщающегося поглотителя.

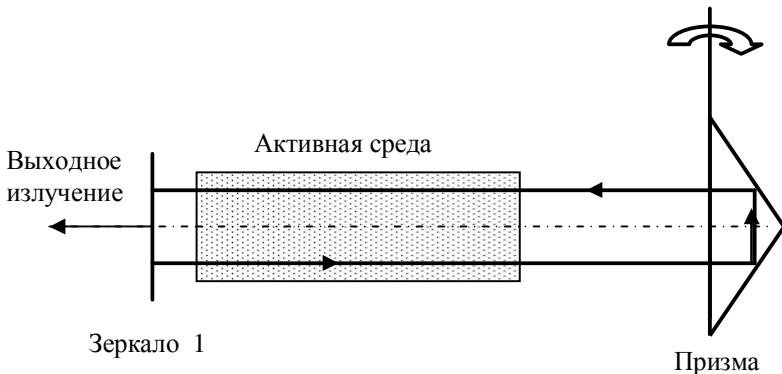


Рис. 1.24. Модуляция добротности с помощью вращения призмы

Один из самых распространенных способов механической модуляции добротности заключается во вращении одного из зеркал вокруг оси, перпендикулярной оси резонатора (рис. 1.24).

Уровень низких потерь достигается при этом только во времена соосности зеркал. Для ослабления требований к юстировке резонатора вместо зеркала используют вращающуюся 90^0 призму. В этом случае соосность достигается тогда, когда излучение распространяется в плоскости, перпендикулярной углу прямого ребра, – при этом отраженное излучение параллельно падающему.

Основное преимущество механического способа заключается в том, что подобные устройства являются простыми в конструктивном исполнении и легко изготавливаются для любой длины волны. Главный недостаток связан с тем, что скорости вращения зеркала или призмы ограничены, что приводит к возникновению многократных импульсов. Так, даже при очень большой скорости вращения (24000 об/мин) время переключения добротности составляет сотни наносекунд.

Метод электрооптической модуляции добротности основан на электрооптическом эффекте (обычно на эффекте Поккельса). В этом случае в резонатор помещается так называемая ячейка Поккельса, представляющая собой двулучепреломляющий кристалл (рис. 1.25), в котором приложенное электрическое напряжение приводит к изменению показателей преломления обыкновенного и необыкновенного лучей пропорционально прикладываемому напряжению. Изменение показателей преломления приводит к изменению поляризации прошедшего через ячейку излучения.

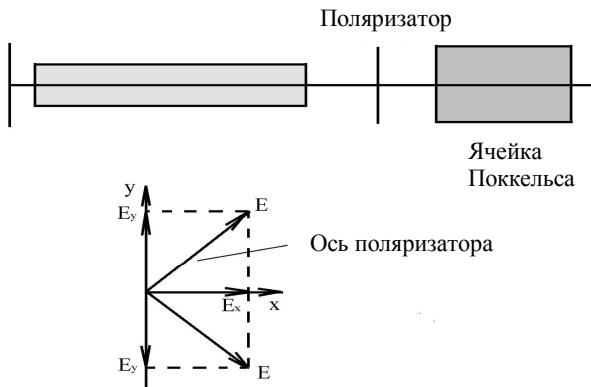


Рис. 1.25. Электрооптическая модуляция добротности

Поместим в резонатор между активной средой и ячейкой Поккельса поляризатор. Поляризатор пропустит к ячейке излучение, которое поляризовано вдоль его оси. Это поле можно разложить на компоненты вдоль осей x и y . При прохождении ячейки Поккельса эти компоненты будут распространяться с различными фазовыми скоростями и после прохождения ячейки между ними возникнет разность фаз:

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} (n_x - n_y)L, \quad (1.143)$$

где L – длина ячейки, n_x и n_y – показатели преломления для компонент поля вдоль соответствующих осей, наведенные приложенным напряжением.

Если напряжение приводит к сдвигу фаз $\pi/2$, то прошедшее излучение становится поляризованным по кругу, а после отражения от зеркала и повторного прохождения через ячейку направление поляризации изменится на 90° . Такое излучение не пройдет через поляризатор, что соответствует высокому уровню потерь в резонаторе. Если же снять приложенное напряжение, то направление излучения не изменится и излучение пройдет через поляризатор, не испытав потерь.

Напряжение, необходимое для работы такой схемы, называется четвертьволновым, поскольку при этом $L(n_x - n_y) = \lambda/4$.

В качестве двулучепреломляющих кристаллов используются, как правило, нелинейные кристаллы типа KDP, ниобата лития или теллурида кадмия, прозрачных в видимой, ближней и средней ИК областях спектра.

Электрооптические модуляторы имеют важное преимущество по сравнению с другими способами модуляции добротности, заключающееся в возможности быстрого переключения состояния ячейки Поккельса. С помощью этого метода удается получать наиболее короткие наносекундные импульсы излучения.

Акустооптический модулятор представляет собой оптически прозрачную среду (кристалл), в которой посредством прикрепления к ней пьезокерамики возбуждается ультразвуковая акустическая волна. Для того, чтобы избежать образования в кристалле стоячей волны, противоположную грань кристалла срезают под некоторым углом или наносят на нее поглотитель акустической

волны.

Вследствие эффекта фотоупругости наведенное звуковой волной механическое напряжение приведет к локальным периодическим изменениям показателя преломления вдоль направления распространения волны. Эта периодическая неоднородность показателя преломления эквивалентна фазовой дифракционной решетке с периодом, равным периоду акустических колебаний. При помещении такого кристалла в резонатор падающее на него излучение будет испытывать дифракцию и частично выводиться из резонатора, что соответствует дополнительным потерям. В случае “толстых” кристаллов, длина которых составляет несколько сантиметров, выполняются условия дифракции Брэгга (для тонких кристаллов “работает” дифракция Рамана–Ната) и дифрагированное излучение сконцентрировано в одном направлении θ' , соответствующем зеркальному отражению от фазовых плоскостей решетки показателя преломления (рис. 1.26).

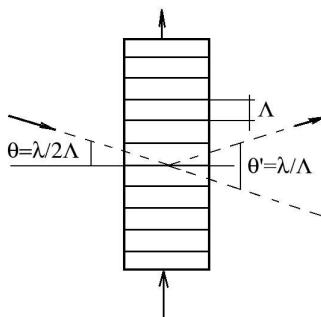


Рис. 1.26. Дифракция Брэгга
электромагнитной волны

В качестве акустооптических кристаллов используют, в основном, плавленый кварц для видимого диапазона и кристаллический германий для ИК диапазона.

Преимущество акустооптической модуляции заключается в возможности работы с высокой частотой повторения импульсов – в килогерцовом диапазоне. Однако скорость переключения добротности небольшая. Как следствие, данная методика используется,

главным образом, в импульсно-периодических системах с непрерывной накачкой.

Насыщающийся поглотитель в самом простом виде – это двухуровневая система, поглощающая излучение на длине волн излучения лазера. Сечение поглощения в центре его линии очень большое. Следовательно, величина параметра насыщения I_s невелика. При внесении поглотителя в резонатор потери увеличиваются за счет поглощения фотонов веществом поглотителя. Поэтому при действии накачки инверсия населенности достигает больших значений. При этом увеличивается число спонтанно испускаемых фотонов. Часть этих фотонов, представляющая последовательность нерегулярных импульсов различной интенсивности (шум спонтанного излучения), распространяющаяся вдоль оси резонатора, в различные моменты времени достигает поглотителя. Когда интенсивность какого-либо импульса становится сравнимой с I_s , из-за насыщения поглотитель начинает просветляться и часть импульса может пройти через поглотитель и достичь зеркала. Если расположить поглотитель вблизи этого зеркала, то при условии, что время релаксации верхнего уровня поглотителя больше времени двойного прохода излучения через него, после отражения импульс спонтанного излучения может вновь пройти через поглотитель и не поглотиться в нем полностью. При прохождении через активную среду справа налево и обратно к этому импульсу добавится некоторое количество спонтанных фотонов. Поэтому, когда импульс вновь дойдет до поглотителя, то эффект просветления будет еще большим. Таким образом, этот импульс будет нарастать по интенсивности быстрее других, и в конечном счете, в резонаторе останется один мощный импульс. Соответственно, выходная мощность излучения будет представлять собой последовательность коротких импульсов, временное расстояние между которыми равно времени двойного прохода через резонатор: $T=2L/c$.

Метод модулированной добротности с использованием насыщающегося поглотителя является одним из самых простых. В качестве поглотителей используются либо жидкости (красители), либо газообразные вещества (например, SF_6). Иногда используются также и твердотельные вещества.

1.10. Синхронизация мод

Другим методом получения коротких лазерных импульсов является метод синхронизации мод. Сущность этого метода заключается в следующем.

Пусть сначала имеется плоская монохроматическая волна с амплитудой E_0 :

$$E_1 = E_0 \sin(\omega_0 t), \quad (1.144)$$

где пока не учитывается фаза и рассматривается изменение амплитуды поля в некоторой точке z в направлении распространения.

Очевидно, что интенсивность такой волны, пропорциональная квадрату амплитуды, есть периодическое гармоническое колебание $\sim \sin^2(\omega_0 t)$.

Пусть, далее, имеются две плоские монохроматические волны, распространяющиеся в определенном направлении, с одинаковыми амплитудами:

$$E_1 = E_0 \sin(\omega_1 t), \quad E_2 = E_0 \sin(\omega_2 t), \quad \omega_0 = \frac{\omega_1 + \omega_2}{2}. \quad (1.145)$$

Тогда в интенсивности $I \sim (E_1 + E_2)^2$ появятся колебания на так называемой несущей частоте $\omega_1 + \omega_2 = 2\omega_0$ и на частоте $\omega_1 - \omega_2 = \Delta\omega$, т. е. интенсивность уже не будет гармонически осциллировать, а в ее временной зависимости появятся модуляционные колебания, период которых $T = 2\pi/\Delta\omega$. Такое поведение интенсивности сигнала называется биениями (рис. 1.27).

Рассмотрим теперь общий случай генерации лазером n продольных мод с одинаковыми амплитудами и предположим, что фазы этих мод синхронизованы таким образом, что для двух любых соседних мод:

$$|\phi_1 + \phi_2| = \psi = \text{const}, \quad (1.146)$$

что определяет условие синхронизации мод.

Тогда суммарное поле можно записать в виде:

$$E(t) = \sum_n E_0 \cdot \exp\left\{i[(\omega_0 + j\Delta\omega)t + j\psi]\right\}, \quad (1.147)$$

где $\Delta\omega = 2\pi(c/2L)$ – межмодовое расстояние.

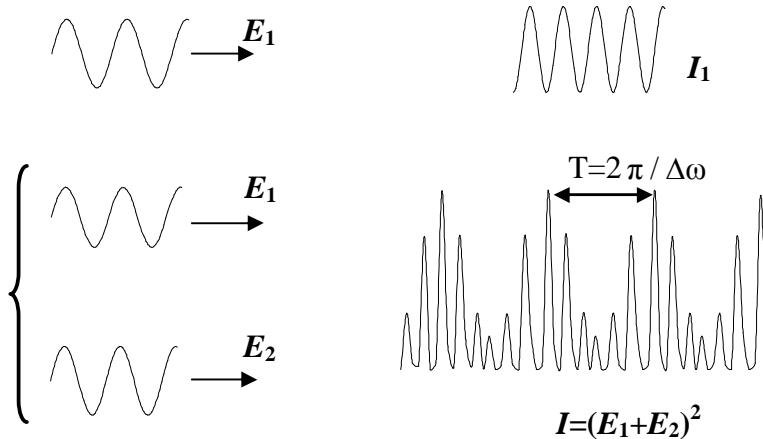


Рис. 1.27. Биения плоских волн

Перепишем полученное выражение в виде:

$$E(t) = A(t) \cdot \exp(i\omega_0 t), \quad (1.148)$$

где $A(t)$ – меняющаяся во времени амплитуда, для которой справедливо следующее выражение:

$$A(t) = E_0 \cdot \frac{\sin\left(n \frac{\Delta\omega t + \psi}{2}\right)}{\sin\left(\frac{\Delta\omega t + \psi}{2}\right)}. \quad (1.149)$$

Временная зависимость квадрата амплитуды $A(t)$ показана на рис. 1.28. Видно, что эта зависимость представляет собой последовательность эквидистантных импульсов. Максимумы импульсов приходятся на такие моменты времени, когда интерферирующие между собой моды складываются в фазе. В выражении (1.149) положения максимумов соответствуют временам, когда знаменатель обращается в ноль, т. е.:

$$\frac{\Delta\omega t + \psi}{2} = k\pi. \quad (1.150)$$

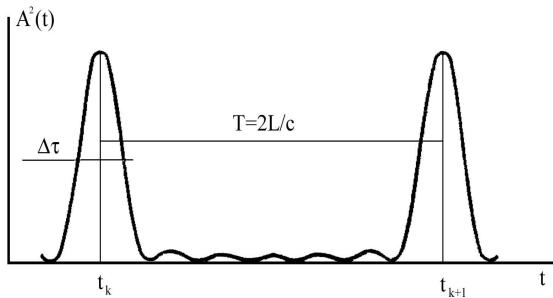


Рис. 1.28. Зависимость амплитуды $A(t)$ от времени

Отсюда легко получается выражение для периода импульсов:

$$\begin{aligned} \Delta\omega t_k + \psi &= 2\pi k \\ \Delta\omega t_{k+1} + \psi &= 2\pi(k+1) \end{aligned} \Rightarrow T = 2\pi / \Delta\omega = 2L/c. \quad (1.151)$$

В максимуме значение амплитуды $A=nE_0$. Между двумя соседними импульсами амплитуда осциллирует, обращаясь в ноль, когда

$$n(\Delta\omega t_j + \psi) = 2\pi. \quad (1.152)$$

Ширина импульса $\Delta\tau$ приблизительно равна времени t_j . Тогда

$$\Delta\tau = \frac{T}{n} = \frac{2\pi}{n\Delta\omega} = \frac{2\pi}{\Delta\omega_\Gamma} = \frac{1}{\Delta\nu_\Gamma}. \quad (1.153)$$

Здесь $\Delta\omega_\Gamma = n\Delta\omega$ – полная ширина линии генерации (рис. 1.29).

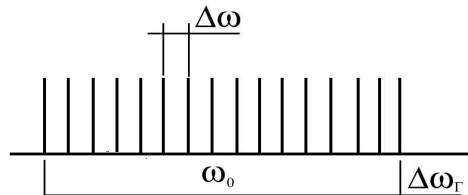


Рис. 1.29. Спектр генерации лазера

Таким образом, в случае выполнения условия синхронизации мод выходное излучение лазера представляет собой последова-

тельность импульсов, длительность которых обратно пропорциональна ширине линии генерации. Отсюда следует, что для лазеров, имеющих широкие линии усиления (в частности, твердотельных) можно ожидать получение очень коротких импульсов излучения. Временное расстояние между соседними импульсами, как нетрудно видеть, равно времени двойного прохода через резонатор. Поэтому внутри резонатора имеется короткий импульс, распространяющийся между зеркалами.

Интересно сравнить рассмотренный случай с ситуацией, когда условие синхронизации мод не выполняется, то есть различные моды имеют случайные фазы. При выполнении условия синхронизации выходная мощность пропорциональна квадрату амплитуды поля:

$$P_{\Sigma} = n^2 P_0, \quad (1.154)$$

где P_0 – мощность одной моды.

При отсутствии синхронизации мод на выходе из резонатора регистрируется усредненная картина и выходная мощность является суммой мощностей отдельных мод:

$$P_{\text{ср}} = nP_0. \quad (1.155)$$

Таким образом, метод синхронизации мод позволяет получать мощности лазерных импульсов, в n раз больше по сравнению с обычной многомодовой генерацией:

$$P_{\Sigma} = nP_{\text{ср}}. \quad (1.156)$$

В рассмотренном случае амплитуды мод лазера одинаковы. Очевидно, что в реальных условиях такой случай не реализуется. Однако, если рассмотреть, например, ситуацию, когда спектр амплитуд мод резонатора имеет гауссово или лоренцево распределение, изменятся количественные характеристики получаемых лазерных импульсов, но не сущность эффекта. Так, в случае неоднородно уширенной линии квадрат амплитуды импульса будет даваться гауссовой экспонентой:

$$A^2(t) \approx \exp[-(2t/\Delta\tau)^2 \ln 2], \quad (1.157)$$

а ширина импульса на полувысоте:

$$\Delta\tau = \frac{0,441}{\Delta\nu_{\text{рен}}}. \quad (1.158)$$

Можно показать, что отношение длительностей импульсов в случае однородного и неоднородного уширения (при одинаковых ширинах линий усиления) хорошо описывается соотношением:

$$\frac{(\Delta\tau)_{\text{одн}}}{(\Delta\tau)_{\text{неодн}}} = \sqrt{2 \frac{\Delta v_{\text{л}}}{c} L} \gg 1. \quad (1.159)$$

Поэтому наиболее эффективно с точки зрения получения коротких импульсов использование сред с широким неоднородно уширенным переходом.

Как и в случае модуляции добротности, методы синхронизации мод разделяются на активные и пассивные.

Одним из примеров активной синхронизации мод является помещение в резонатор модулятора, создающего периодические потери с частотой $c/2L$. Временная динамика происходящих при этом процессов приведена на рис. 1.30.

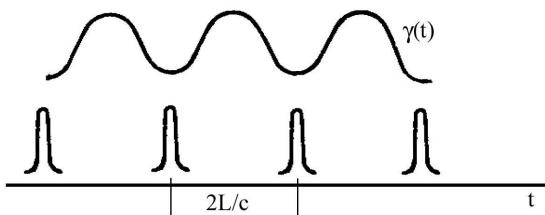


Рис. 1.30. Синхронизация мод с помощью периодической модуляции потерь в резонаторе

Поскольку период, с которым изменяются потери, соответствует времени двойного прохода через резонатор, то импульс, который проходит через модулятор, когда потери в нем минимальны, будет снова проходить через него в другой момент времени, опять-таки соответствующий уровню минимальных потерь. Можно аналитически показать, что в случае, если модулятор расположен вблизи одного из зеркал резонатора, фазы мод будут синхронизованы. Такой способ синхронизации мод называется амплитудной синхронизацией.

Второй способ синхронизации мод заключается в периодическом изменении показателя преломления некоего внешнего эле-

мента, помещенного внутрь резонатора, с той же самой частотой $c/2L$ (рис. 1.31).

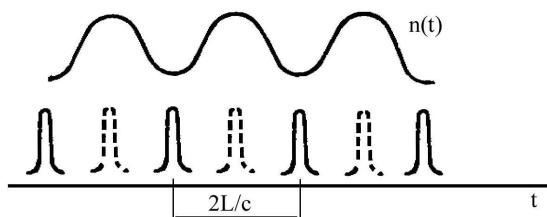


Рис. 1.31. Модуляция коэффициента преломления

Сущность метода заключается в том, что при такой модуляции меняется оптическая длина модулятора: $L_{opt}=n(t)L$ (где n – показатель преломления модулятора, L – его длина). Таким образом, происходит модуляция длины резонатора. Можно опять показать, что если модулятор находится вблизи зеркала, то фазы мод становятся синхронизованными. При этом отметим, что существуют два случая, когда импульсы излучения проходят через модулятор: при максимальном значении показателя преломления или при минимальном. Между этими двумя состояниями могут происходить спонтанные переключения во время генерации лазера. Такой метод синхронизации мод называется частотной модуляцией.

Наконец, иногда используется модуляция усиления лазера, например, посредством модуляции накачки – метод синхронной накачки (рис. 1.32).

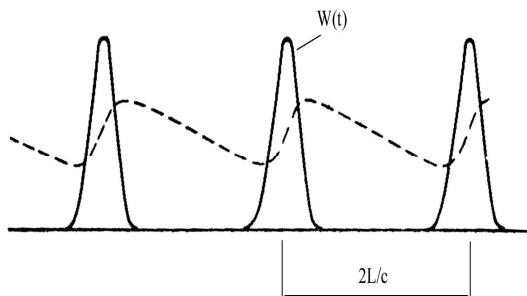


Рис. 1.32. Модуляция накачки

Этот способ можно реализовать, когда источником накачки является лазер, который сам работает в режиме синхронизации мод.

Методика пассивной синхронизации мод, как и в случае модуляции добротности, заключается в помещении вблизи зеркала насыщающегося поглотителя с небольшим значением параметра насыщения. Механизм появления в такой системе коротких импульсов схож с аналогичным механизмом при модуляции добротности – в конечном итоге в результате просветления поглотителя в резонаторе остается один короткий интенсивный импульс, распространяющийся между зеркалами.

Таблица 1.1.

Режим генерации	Длительность импульса, с	Длина цуга импульса, см
Свободная генерация	$(0,1 - 1) \cdot 10^{-3}$	$3 \cdot 10^6 - 3 \cdot 10^7$
Модулированная добротность	$10^{-8} - 10^{-9}$	30 – 300
Синхронизация мод	$10^{-11} - 10^{-14}$	$3 \cdot 10^{-4} - 0,3$

Как итог, приведем сравнительные характеристики лазерных импульсов для режимов свободной генерации, модулированной добротности и синхронизации мод (табл. 1.1).

1.11. Провал Лэмба

В заключение раздела рассмотрим явление провала Лэмба, названное так в честь обосновавшего его суть У. Лэмба, которое имеет место в газовых одномодовых лазерах при условии, что линия усиления уширена неоднородно вследствие эффекта Доплера. Суть явления заключается в особенности зависимости мощности излучения лазера при перестройке частоты излучения: выходная мощность имеет провал, когда частота излучения совпадает с центральной частотой перехода (рис. 1.33). На первый взгляд, такое поведение мощности кажется парадоксальным, поскольку, казалось бы, на центральной частоте достигается наибольшее усиление в активной среде.

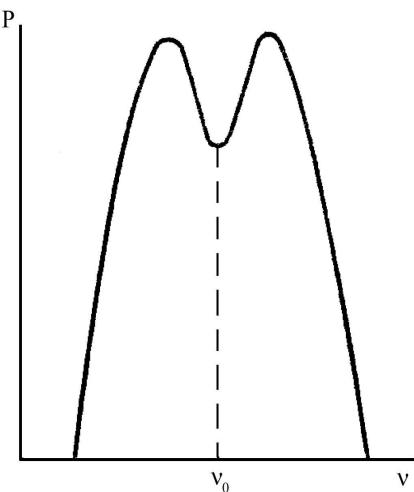


Рис. 1.33. Провал Лэмба

Чтобы разобраться в механизме провала Лэмба, рассмотрим взаимодействие электромагнитного поля в резонаторе с активной средой. Пусть сначала частота излучения лазера v_Γ не совпадает с центральной частотой перехода v_0 : например, $v_\Gamma > v_0$. Представим поле в резонаторе в виде суммы бегущих в противоположных направлениях волн. Тогда волна, распространяющаяся слева направо, будет вследствие эффекта Доплера взаимодействовать только с теми атомами, скорость которых вдоль оси z положительна. Волна, распространяющаяся в обратном направлении, будет взаимодействовать с атомами, скорость которых противоположна по знаку. В обоих случаях:

$$v_\Gamma = v_0 \left(1 \pm \frac{V}{c} \right). \quad (1.160)$$

Знак минуса в этом выражении относится к случаю, когда атомы движутся в направлении, противоположном направлению оси z , и их скорость V отрицательна.

Таким образом, поле в резонаторе взаимодействует с двумя различными группами атомов, скорости которых:

$$V = \pm \frac{|v_\Gamma - v_0|}{v_0} \cdot c. \quad (1.161)$$

Это поле в условиях генерации приводит к насыщению населенности двух групп атомов: одних, движущихся со скоростью $+V$, и других, движущихся со скоростью $-V$. Распределение атомов по скоростям подчиняется статистике Максвелла. Насыщение населенностей верхнего и нижнего уровня приводит к образованию “дырок” в этом распределении при соответствующих скоростях, называемых провалами Бенетта (рис. 1.34).

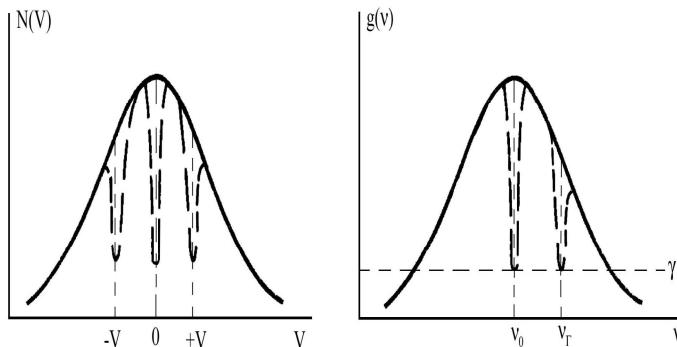


Рис. 1.34. Ненасыщенные (сплошные линии) и насыщенные (штриховые линии) инверсная населенность и коэффициент усиления (γ – уровень потерь в резонаторе)

Аналогичный провал образуется и в линии усиления на частоте v_r . Ширина этих провалов порядка однородной ширины линии, а сама величина насыщенного усиления на частоте генерации определяется выражением:

$$g(v_r) = \frac{g_0(v_r)}{1 + \frac{I(v_r)}{I_s}}, \quad (1.162)$$

где $I(v_r)$ – интенсивность каждой из двух движущихся в противоположных направлениях волн.

Картина не меняется в случае, когда $v_r < v_0$.

Если теперь рассмотреть случай, когда $v_r = v_0$, то как и прямая, так и встречная бегущие волны будут взаимодействовать с атомами, скорости которых вдоль оси z равны нулю. При этом провалы

Бенетта сливаются в один, а для насыщенного усиления следует написать:

$$g(v_0) = \frac{g_0(v_0)}{1 + \frac{2I(v_0)}{I_s}}. \quad (1.163)$$

Множитель 2 отражает тот факт, что теперь с одной и той же группой атомов взаимодействуют две волны.

Примем во внимание то обстоятельство, что в режиме генерации величина насыщенного усиления равна потерям, которые в пределах линии усиления можно считать независящими от частоты: $g(v_r) = g(v_0) = \gamma$. С другой стороны, при не слишком большой отстройке от v_0 можно считать, что $g_0(v_r) \approx g_0(v_0)$. Тогда из сравнения выражений (1.162) и (1.163) следует, что $I(v_0) \approx 0,5I(v_r)$. Поскольку выходная мощность $P=IAT$ (T – пропускание выходного зеркала, A – площадь поперечного сечения лазерного пучка), то $P(v_0)$ меньше $P(v_r)$:

$$P(v_r) = ATI_s \left[\frac{g_0(v_r)}{\gamma} - 1 \right], \quad (1.164)$$

$$P(v_0) = \frac{1}{2} ATI_s \left[\frac{g_0(v_0)}{\gamma} - 1 \right]. \quad (1.165)$$

Ширина провала Лэмба сравнима с однородной шириной линии перехода.

Интерпретировать наблюдаемый эффект можно следующим образом. Поле в резонаторе насыщает уровни в одинаковой степени. При $v_r \neq v_0$ волна должна насытить уровни за один проход, поскольку при распространении в обратном направлении она уже не будет взаимодействовать с этой группой атомов. При $v_r = v_0$ тот же результат достигается при воздействии на одну и ту же группу атомов двух волн. Вследствие этого интенсивность каждой из этих волн может быть примерно в два раза меньше.

Интересно также рассмотреть обращенный провал Лэмба, который наблюдается тогда, когда в резонатор лазера помещается поглотитель – газ с линией поглощения с центральной частотой v' , попадающей в полосу линии усиления лазера и уширенной также из-за эффекта Доплера. В этом случае при совпадении частоты из-

лучения лазера с v' должен наблюдаться провал в линии поглощения этого газа, что означает, что потери для проходящего через поглотитель лазерного излучения уменьшаются – происходит просветление поглотителя. Тогда в зависимости мощности лазерного излучения от частоты генерации должен наблюдаться пик при $v_r = v'$ (рис. 1.35).

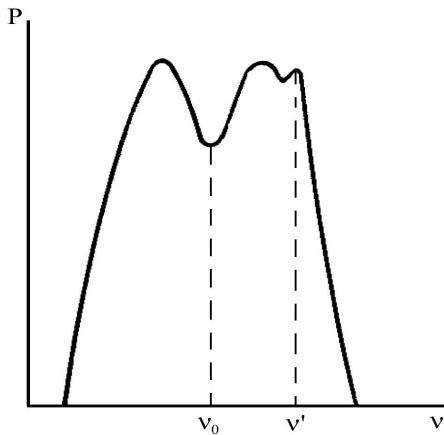


Рис. 1.35. Обращенный провал Лэмба

Явление провала Лэмба широко используется при стабилизации частоты лазера. Поскольку в газовых лазерах ширина однородной линии, как правило, много меньше неоднородной, то положение дна провала Лэмба можно зафиксировать с большой точностью. Для этого одно из зеркал закрепляют на положительной пьезокерамике и при изменении частоты излучения относительно минимума приложением электрического напряжения меняют длину резонатора так, чтобы частота излучения вернулась в исходное положение.

Заметим, что наиболее эффективным является использование для стабилизации частоты лазера обращенного провала Лэмба, поскольку поглотитель можно поддерживать при более низком давлении по сравнению с активной средой, и следовательно, ширина обращенного провала может быть существенно меньшей. Так, например, для He-Ne лазера, излучающего на частоте 0,63 мкм, можно достичь стабильности частоты генерации $\Delta v/v$ порядка 10^{-13} .

Контрольные вопросы

1. Что называется инверсной населенностью?
2. Какой должно быть минимальное значение инверсной населенности для возникновения генерации?
3. Назовите известные вам механизмы однородного и неоднородного уширения линий.
4. В чем преимущество четырехуровневой схемы накачки по сравнению с трехуровневой?
5. В чем заключается эффект насыщения двухуровневой квантовой системы?
6. Что такое пороговый коэффициент усиления?
7. Как связаны между собой коэффициенты Эйнштейна для излучательных переходов?
8. Перечислите известные вам механизмы создания инверсной населенности.
9. Как связаны между собой значения пороговой инверсной населенности и инверсной населенности в режиме стационарной генерации?
10. Какие режимы генерации вы знаете?
11. Что такое добротность резонатора?
12. Что такое моды резонатора и гауссовые пучки?
13. Что означает обозначение TEM_{mnq} ?
14. Как изменится спектр продольных мод резонатора при изменении его длины?
15. Что такое комплексный параметр гауссова пучка, каустика и перетяжка?
16. Какие резонаторы называются устойчивыми?
17. Назовите известные вам неустойчивые резонаторы.
18. Назовите основные виды потерь в резонаторе.
19. Как изменится комплексный параметр гауссова пучка при прохождении через тонкую линзу?
20. Какими параметрами резонатора определяется его устойчивость?
21. Что такое эквивалентный конфокальный резонатор?
22. Сформулируйте условие существования стоячей электромагнитной волны в резонаторе.
23. Что такое режим релаксационных колебаний?

24. В чем заключается явление затягивания частоты?
25. Что такое кольцевой резонатор?
26. Что общего и в чем различия режимов модулированной добротности и синхронизации мод?
27. Назовите известные вам способы подавления поперечных мод в спектре излучения лазера.
28. Назовите известные вам методы модуляции добротности и синхронизации мод.
29. В чем заключаются отличия между активными и пассивными методами модуляции добротности?
30. В каком режиме генерации получаются наиболее короткие и мощные импульсы?
31. В чем заключается сущность провала Лэмба?
32. В каких лазерах может наблюдаться провал Лэмба?
33. Что называется обращенным провалом Лэмба?

2. ОСНОВНЫЕ ТИПЫ ЛАЗЕРОВ

В настоящем разделе будут рассмотрены основные типы лазеров, использующихся в настоящее время в разнообразных областях человеческой деятельности. При описании каждого лазера основное внимание будет уделяться вопросам механизмов создания инверсной населенности, параметрам выходного излучения и, при необходимости, конструктивным особенностям.

2.1. Атомарные газовые лазеры

Газовые лазеры имеют ряд общих свойств, обусловленных газообразным состоянием их активной среды. Во-первых, давление газа в таких лазерах может колебаться в широких диапазонах – от нескольких торр до атмосферного и более. В первом случае столкновительные процессы слабо влияют на уширение спектральных линий, и основным механизмом уширения является неоднородное доплеровское уширение. С ростом давления все в большей степени проявляется эффект столкновительного уширения. Преимущество лазеров, работающих на доплеровски уширенных линиях, заключается в возможности получения высокомонхроматического излучения. Однако малые плотности активной среды не позволяют достигать высоких коэффициентов усиления, что накладывает ограничения на выходную мощность таких лазеров.

Еще одним общим свойством газовых лазеров является то, что большинство газов прозрачно в широком спектральном диапазоне. Поэтому область спектра, перекрываемая газовыми лазерами, широка – от ультрафиолета до дальнего инфракрасного диапазона.

Основным механизмом создания инверсной населенности в газовых лазерах является электрическая накачка – накачка посредством электрического разряда. Такие лазеры получили название газоразрядных. Свойства электрического разряда могут быть существенно разными. Разряд может быть постоянного тока, импульсного тока и высокочастотным. Разряд может быть самостоятельным и несамостоятельным. Кроме того, ток может пропускаться через газовую среду как в продольном, так и в поперечном направлениях. Соответствующие схемы называются продольной и поперечной

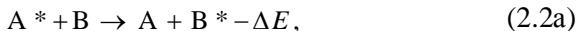
накачкой.

Механизм создания инверсной населенности в электрическом разряде заключается в следующем. Возбуждение лазерных уровней может происходить в результате непосредственного столкновения атома или молекулы с электроном:



где A – частица газа в основном состоянии, A^* и A^+ – частицы газа в возбужденном и ионизированном состоянии соответственно.

Другим каналом являются столкновения частицы газа одного сорта с электроном с последующим столкновением возбужденной в результате этого процесса частицы с частицей другого сорта:

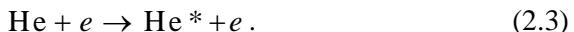


Такой процесс называется резонансной передачей энергии, поскольку для его высокой эффективности необходимо, чтобы разность энергий ΔE между соответствующими состояниями частиц A и B была меньше или порядка kT .

Помимо перечисленных процессов могут также происходить столкновения нейтральных частиц газа с положительными ионами. Однако эффективность таких процессов невысока из-за большой инертности ионов (невысокая скорость таких ионов).

Перейдем к рассмотрению конкретных типов лазеров. Среди них можно выделить следующие категории – лазеры на нейтральных атомах, ионные лазеры, молекулярные лазеры.

Наиболее широко распространенным лазером, относящимся к категории лазеров на нейтральных атомах, является гелий-неоновый ($He-Ne$) лазер, излучающий на переходах в атоме Ne . Схема энергетических уровней атомов He и Ne , участвующих в процессах накачки и генерации, представлена на рис. 2.1. Рабочим веществом в этом лазере является Ne . Накачка осуществляется следующим образом. В активной среде лазера создается постоянный электрический разряд. При столкновении с электронами разряда происходит эффективное возбуждение состояний 2^1S_0 и 2^3S_0 атома He :



Поскольку переходы из этих состояний в основное состояние 1S_0 запрещены правилами отбора, то уровни 2^1S_0 и 2^3S_0 являются метастабильными с временами жизни порядка 1 мс.

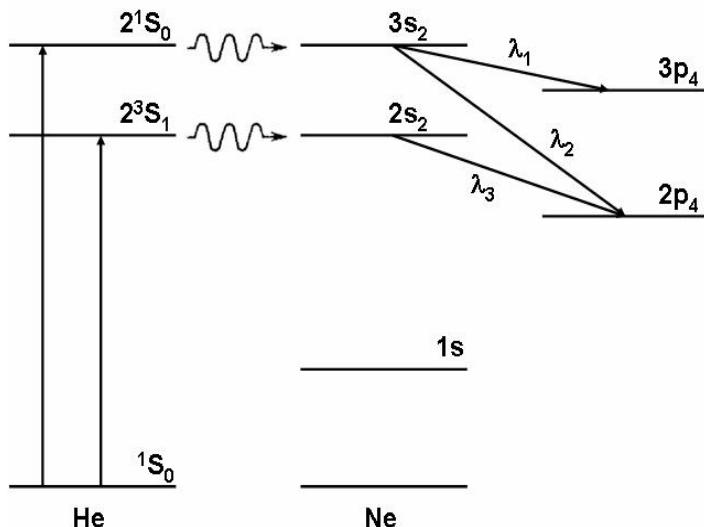


Рис. 2.1. Схема накачки в He-Ne лазере

Далее происходит процесс резонансной передачи энергии при столкновении атомов гелия и неона:



Дефект энергии между уровнями 2^1S_0 и $3s^2$, а также между уровнями 2^3S_0 и $2s^2$ составляет порядка 300 см^{-1} , что сравнимо с величиной kT при комнатной температуре. Поэтому эффективность такого процесса высока. Разрешенными переходами с уровней $3s^2$ и $2s^2$ Ne являются переходы в состояния $3p^4$ и $2p^4$ и, хотя уровни $3s^2$ и $2s^2$ Ne не являются метастабильными, времена жизни этих состояний приблизительно на порядок больше времен жизни состояний $3p^4$ и $2p^4$. Таким образом, в результате перечисленных процессов удается установить инверсию населенности между s- и p-состояниями в неоне.

Необходимо сделать ряд замечаний к рассмотренному механизму накачки.

1. Состояния $3s^2$ и $2s^2$ в неоне заселяются и непосредственно при столкновениях с электронами разряда. Однако эффективность таких столкновений существенно меньше по сравнению с процессом (2.3). При столкновениях с электронами могут заселяться и состояния $3p^4$ и $2p^4$, но также с существенно меньшими эффективностями.

2. Основным каналом релаксации нижних лазерных уровней $3p^4$ и $2p^4$ является безызлучательная релаксация при столкновениях Ne, главным образом, со стенками газоразрядной трубы.

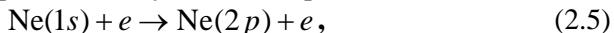
3. Для достижения наибольшей эффективности резонансной передачи энергии от гелия к неону необходимо, чтобы концентрация гелия в несколько раз (в 5–10) превышала концентрацию неона.

Гелий-неоновый лазер генерирует в непрерывном режиме на трех основных длинах волн, две из которых попадают в ИК диапазон (3,39 и 1,15 мкм) и одна – в видимый (0,63 мкм). Коэффициенты усиления на этих длинах волн существенно различаются. Так, на длине волны 0,63 мкм усиление составляет всего 5-6% на метр, на длине волны 1,15 мкм – 20% на метр, а на длине волны 3,39 мкм – 20 дБ/м. В таких условиях генерация всегда будет возникать на длине волны 3,39 мкм и подавлять генерацию на длинах волн 0,63 и 1,15 мкм. В связи с этим для обеспечения возможности лазера излучать на длинах волн 0,63 и 1,15 мкм зеркала резонатора лазера изготавливаются в виде многослойных диэлектрических интерференционных зеркал, имеющих максимум отражения на одной длине волн, превышающей отражение на конкурирующих длинах волн на несколько порядков.

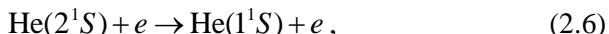
Для гелий-неонового лазера характерным параметром является оптимальная величина произведения диаметра газоразрядной трубы d (капилляра) на полное давление смеси гелия и неона p . Это связано с тем, что именно параметром pd определяется электронная температура в условиях слаботочного тлеющего разряда, причем при постоянной величине pd параметры разрядов являются одинаковыми, что называется подобием разрядов. Важно, что при постоянном значении pd усиление пропорционально d^{-1} – эффективность заселения лазерных уровней при постоянной электронной температуре пропорциональна полному давлению. Кроме того, при уменьшении диаметра увеличивается вероятность релаксации нижних лазерных уровней и состояния 1s неона за счет столкновений со

стенками. Отсюда следует, что диаметр капилляра следует делать как можно меньше. Однако при этом возникает опасность внесения дополнительных дифракционных потерь. С другой стороны, при увеличении диаметра увеличивается выходная мощность излучения. Характерными диаметрами капилляров являются величины порядка 2 мм. Для длин волн 0,63 и 3,39 мкм оптимальные значения pd лежат в диапазоне 3,5 – 4,0 Торр·мм, для длины волны 1,15 мкм – в области 10 – 12 Торр·мм.

Для гелий-неонового лазера характерна также оптимальная плотность тока разряда. Это обусловлено процессом



который приводит к уменьшению инверсии, а также процессом



который проявляется при больших плотностях тока.

Таким образом, при увеличении плотности тока населенность нижнего лазерного уровня растет, а населенность верхнего лазерного уровня выходит на насыщение, что и приводит к наличию оптимальной величины плотности тока. Выходная мощность излучения гелий-неонового лазера пропорциональна длине газоразрядной трубки. При ее длине 1 м на длине волны 0,63 мкм характерная мощность составляет десятки милливатт, на длине волны 3,39 мкм – сотни милливатт, а на длине волны 1,15 мкм мощность несколько больше, чем на длине волны 0,63 мкм.

Модовый характер излучения определяется длиной трубки, диаметром капилляра и характером уширения лазерных линий. Диаметр капилляра, как правило, хорошо селектирует поперечные моды, поэтому гелий-неоновые лазеры преимущественно работают на продольных модах. На длине волны 0,63 мкм доплеровская ширина линии составляет порядка 1 ГГц, а при рабочих давлениях в несколько торр столкновительная ширина не превышает 100 МГц. Поэтому в зависимости от длины резонатора лазер работает на нескольких продольных модах, а при длине 15 – 20 см может быть реализован одномодовый режим генерации и, в частности, наблюдаться провал Лэмба. По мере увеличения длины волны уменьшается доплеровская ширина линии, и поэтому на длине волны излучения 3,39 мкм вклад столкновительного уширения становится сравним с вкладом доплеровского.

Для получения поляризованного излучения окошки капилляра газоразрядной трубы выполняют под углом Брюстера.

Другим представителем газовых лазеров на нейтральных атомах является лазер на парах меди. Схема энергетических состояний меди представлена на рис. 2.2.

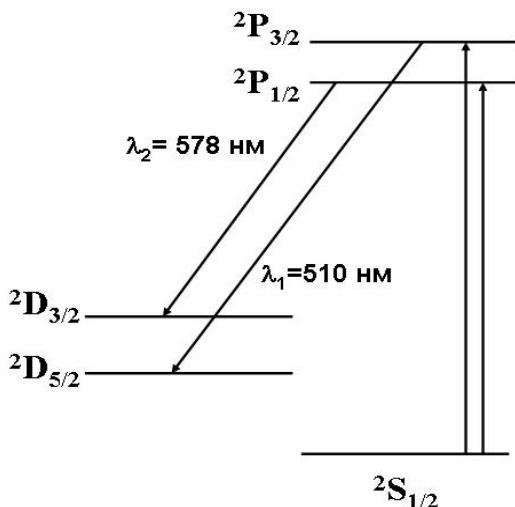
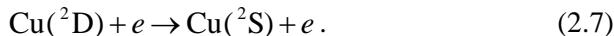


Рис. 2.2. Схема накачки в медном лазере

Возбуждение верхних лазерных уровней 2P из основного состояния 2S происходит в электрическом разряде. Лазерная генерация возникает на переходах $^2P \rightarrow ^2D$. При этом переход $^2S \rightarrow ^2P$ является разрешенным, а переход $^2S \rightarrow ^2D$ запрещенным. Таким образом, сечение перехода $^2S \rightarrow ^2P$ больше по сравнению с сечением перехода $^2S \rightarrow ^2D$, и между уровнями 2P и 2D возникает инверсная населенность. Однако для возникновения инверсии необходимо, чтобы скорость излучательной релаксации для перехода $^2P \rightarrow ^2S$ не превышала соответствующую скорость для перехода $^2P \rightarrow ^2D$. Это можно обеспечить созданием высокой плотности атомов меди, поскольку при этом оказывается возможным захват излучения на переходе $^2P \rightarrow ^2S$.

Времена жизни состояний 2P составляют сотни наносекунд, и поскольку переход $^2D \rightarrow ^2S$ является запрещенным, то медный ла-

зер является лазером на самоограниченных переходах – он может работать только в импульсном режиме с длительностью импульсов не больше, чем время жизни верхних лазерных уровней. Релаксация состояний 2D осуществляется, преимущественно, при столкновениях со стенками и за счет процессов



Медный лазер излучает на двух длинах волн: 510 нм (переход ${}^2\text{P}_{3/2} \rightarrow {}^2\text{D}_{5/2}$) и 578 нм (переход ${}^2\text{P}_{1/2} \rightarrow {}^2\text{D}_{3/2}$). Характерная длительность импульсов порядка 10 нм, мощность излучения в пике импульса достигает сотен киловатт. Частоты следования импульсов могут составлять десятки и сотни килогерц. Длины разрядных трубок медных лазеров составляют несколько десятков сантиметров с диаметрами порядка 20 см. Давление паров меди примерно 0,5 Торр, что при температуре активной среды 1500 $^{\circ}\text{C}$ соответствует плотностям 10^{15} см^{-3} .

Аналогичным образом можно описать и лазер на парах золота, схема рабочих уровней которого представлена на рис. 2.3.

Среди газовых ионных лазеров следует выделить лазеры на ионах инертных газов (Ar^+ лазер и Kr^+ лазер), а также лазеры на парах металлов, наиболее распространенным из которых является He-Cd лазер.

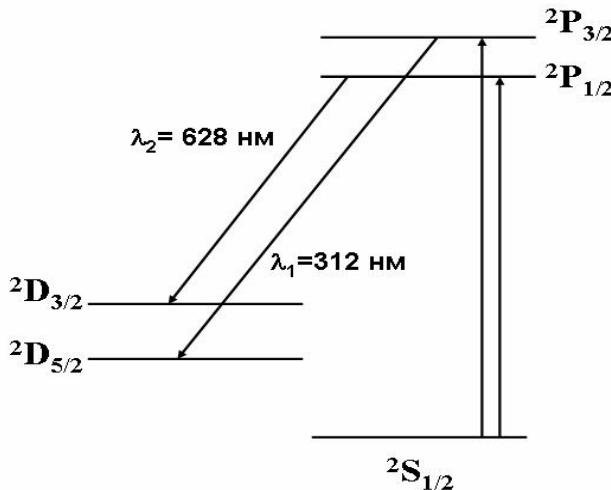


Рис. 2.3. Схема накачки в лазере на парах золота

Схема энергетических состояний нейтрального атома аргона и состояний иона аргона, участвующих в образовании инверсной населенности и лазерной генерации, представлена на рис. 2.4.

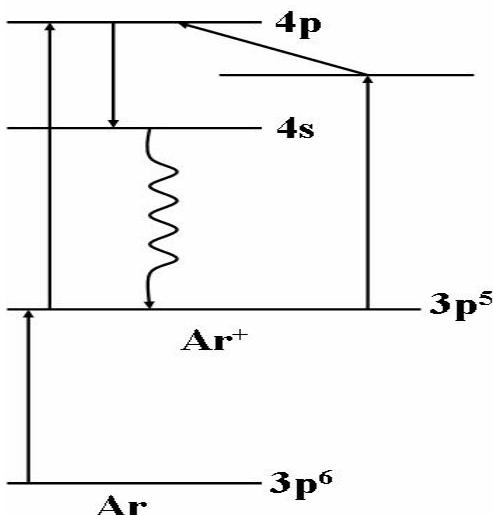


Рис. 2.4. Схема накачки в Ar^+ лазере

Процесс накачки является двухступенчатым. На первом этапе происходит образование иона аргона в основном состоянии за счет удаления одного из р-электронов внешней оболочки при столкновении с электроном разряда:



При последующем столкновении иона аргона с электроном происходит возбуждение Ar^+ в состояние 4p:



Помимо этих процессов, являющихся главными в процессе накачки, уровень 4p может заселяться каскадно – при первом столкновении заселяются уровни, расположенные ниже уровня 4p, а при следующем столкновении с электроном заселяется уже уровень 4p.

Лазерная генерация осуществляется на переходе 4p → 4s. Низкий лазерный уровень опустошается, главным образом, излучательно с переходом в основное состояние Ar^+ с излучением на длине волны 72 нм. При этом время жизни нижнего лазерного уровня

примерно на порядок меньше, чем верхнего. Поэтому аргоновый лазер работает в непрерывном режиме.

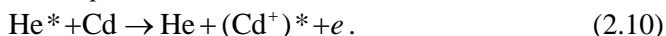
В действительности состояния 4p и 4s расщеплены соответственно на 2 и 9 близкорасположенные компоненты, вследствие чего генерация осуществляется на нескольких длинах волн. Наиболее интенсивными из них являются линии генерации с длинами волн 514,5 и 488 нм.

Вследствие того, что для возбуждения верхнего лазерного уровня требуется два столкновения аргона с электронами, скорость накачки зависит от квадрата плотности тока разряда. Такая же зависимость наблюдается и для выходной мощности. Поэтому для достижения выходных мощностей порядка десятков ватт (мощности промышленных аргоновых лазеров находятся в диапазоне от 1 до нескольких десятков ватт) требуются токи порядка 1 А/см² при давлениях аргона приблизительно 0,5 Торр. Кроме того, большие плотности тока позволяют поддерживать высокую степень ионизованности газа.

Большие плотности тока приводят к высокой температуре разряда (порядка 3000 К). Ширина линии генерации, уширенной из-за эффекта Доплера, составляет при этом порядка 3,5 ГГц. Высокая температура разряда приводит к необходимости обеспечения водяного охлаждения газоразрядной трубки аргоновых лазеров (в случае аргоновых лазеров, мощность которых не превышает 1 Вт, оказывается достаточным воздушного охлаждения).

Основной длиной волны излучения Kr⁺ лазера является длина волны 647,1 нм.

Схема уровней He-Cd лазера представлена на рис. 2.5. Генерация происходит на переходах иона кадмия. Так же, как и в He-Ne лазере, в этом лазере для накачки верхних лазерных уровней используется гелий. Однако механизм столкновительного переноса энергии от гелия к кадмию другой. Сначала при столкновении с электроном происходит возбуждение гелия в одно из метастабильных состояний 2¹S₀ или 2³S₁. Далее при столкновении возбужденного атома гелия с нейтральным атомом кадмия в основном состоянии происходит заселение верхних лазерных уровней 2²D_{3/2} и 2²D_{5/2} в соответствии с реакцией Пеннинга:



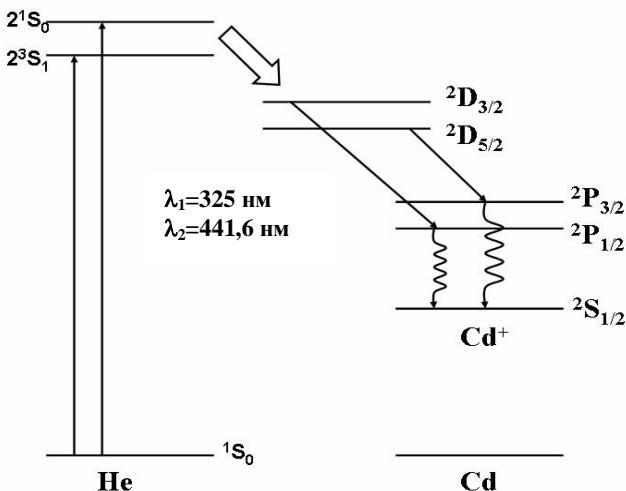


Рис. 2.5. Схема накачки в Не-Cd лазере

Остановимся на этой реакции более подробно. Во-первых, отметим, что для ее эффективного протекания несущественным является выполнение условия резонанса для состояний, между которыми происходит энергообмен – нужно лишь, чтобы энергии состояний гелия были больше, чем энергии кадмия, поскольку избыток энергии передается в кинетическую энергию электрона. Во-вторых, результатом этой реакции является не только ионизация кадмия, но и возбуждение образовавшегося иона кадмия.

Существенно, что в реакции Пенninga могут заселяться состояния ^2D и ^2P . Однако инверсия между этими состояниями достигается как за счет того, что эффективность заселения состояний ^2D все же выше, так и за счет существенно меньших времен жизни состояний ^2P (примерно на два порядка) по сравнению с временами жизни состояний ^2D . Последнее обстоятельство обеспечивает также возможность генерации в непрерывном режиме. Опустошение нижнего лазерного уровня происходит (так же как и в случае аргонового лазера) излучательно с переходом иона кадмия в основное состояние.

При переходах из состояний ^2D в состояния ^2P генерация возникает на двух длинах волн: 441,6 нм и 325 нм. Коэффициент усиления для линии с длиной волны 441,6 нм несколько больше.

Многие параметры гелий-кадмievого лазера примерно такие же, как и гелий-неонового. При одинаковой длине резонатора мощности излучения на длине волн генерации 441,6 нм He-Cd лазера и 0,63 мкм He-Ne лазера приблизительно одинаковы, параметры разряда (плотности тока) и рабочей смеси (давление) также близки, примерно одинаковы и температуры разряда, что приводит к сходным величинам ширин неоднородно уширенных линий – порядка 1 ГГц.

Одной из конструктивных особенностей гелий-кадмievого лазера является схема, обеспечивающая поддержание однородной плотности ионов кадмия по длине газоразрядной трубки – ионный ток приводит к движению кадмия в область катода (процесс называется катафорезом). Следует отметить, что такая же проблема поддержания однородной плотности активной среды свойственна и аргоновым лазерам. Для решения ее в аргоновых лазерах используется эффект диффузии ионов аргона от катода к аноду. Для этого газоразрядные трубки делаются несколько большего диаметра по сравнению с диаметром лазерного пучка, причем ток протекает только в центральной области трубки (для этого используются специальные диски). Вследствие этого в областях трубки, свободных от тока, ионы аргона за счет диффузии движутся от катода к аноду, и в среднем плотность ионов аргона в объеме трубки поддерживается постоянной.

В гелий-кадмievых лазерах трубка изначально заполняется только парами гелия. Кадмий же в металлическом виде хранится в специальном резервуаре (небольшое расширение трубки), расположенному вблизи анода. При включении лазера этот резервуар (печка) нагревается до температур порядка 200 – 300 °C, кадмий испаряется, его пары достигают области разряда, ионизируются при столкновениях с гелием, движутся в сторону анода и в конечном итоге равномерно заполняют объем разряда. Вблизи катода располагается аналогичный резервуар, который, однако, не нагревается, а охлаждается. Вследствие этого пары кадмия, достигая прикатодной области, конденсируются в этом резервуаре (холодильнике). Лазер работает по такой схеме до тех пор, пока большая часть кадмия не перетечет из печки в холодильник (лазер может обычно работать до 1000 часов).

2.2 Молекулярные газовые лазеры

Газовые молекулярные лазеры можно разделить на три категории – лазеры, работающие на колебательно-вращательных переходах основного электронного состояния (CO лазер и CO_2 лазер), на электронно-колебательно-вращательных переходах (азотный и водородный лазеры) и эксимерные лазеры.

Начнем с первой категории и рассмотрим вначале лазер на двукиси углерода.

В равновесной конфигурации молекула CO_2 является линейной. Поэтому для описания ее колебательных степеней свободы необходимо задать два набора колебательных квантовых чисел: возможны два типа колебаний, первый из которых называется симметричным (колебательное квантовое число V_1), а второй – асимметричным (V_3) (рис. 2.6).

Кроме того, имеется третий тип колебаний, который связан с нарушением линейной конфигурации. Этот тип колебаний называется деформационным (V_2) и может происходить как в одной, так и в двух взаимно-перпендикулярных плоскостях, вследствие чего данный тип колебаний имеет две моды, обозначаемые символом $l=0, 1$.

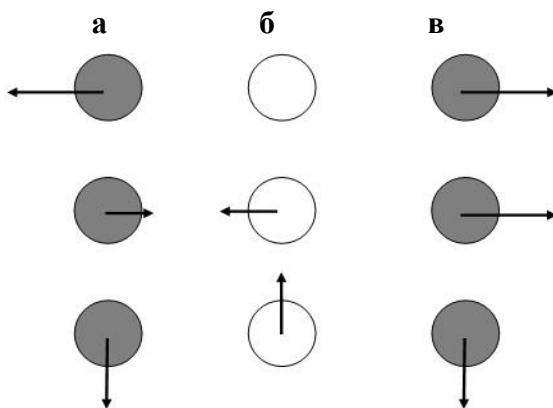


Рис. 2.6. Колебания молекулы CO_2 : а – симметричное; б – асимметричное; в – деформационное

Поскольку все типы колебаний являются взаимно-независимыми, то каждое колебательное состояние определяется перечислением всех колебательных чисел, включая моду деформационного колебания: ($V_1 V_2' V_3$). Схема нижних колебательных чисел молекулы углекислого газа приведена на рис. 2.7.

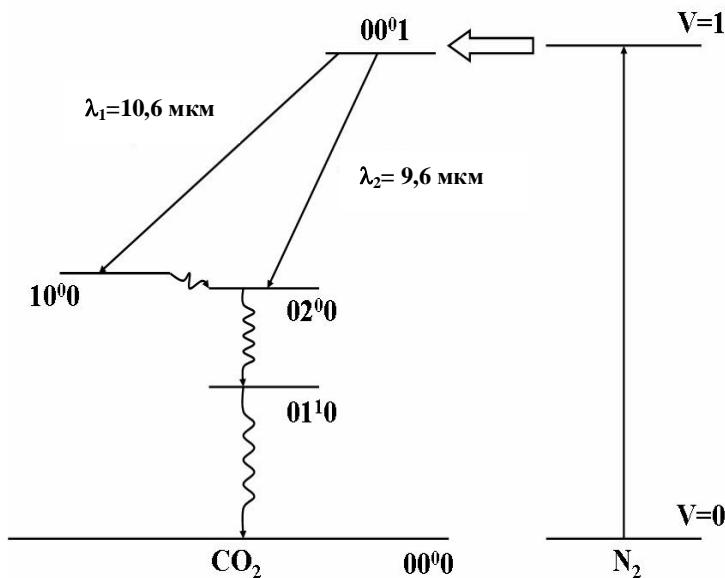
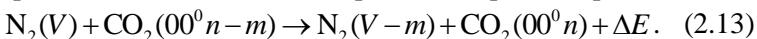


Рис. 2.7. Схема накачки в лазере на двуокиси углерода

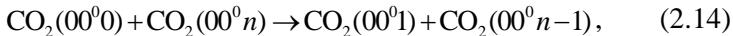
Лазерная генерация возникает на переходах $00^01 \rightarrow 10^00$ и $00^01 \rightarrow 02^00$ с длинами волн 10,6 и 9,6 мкм соответственно. Возбуждение верхнего лазерного уровня 00^01 происходит следующим образом. Оказывается, что величина первого колебательного кванта молекулярного азота ($V = 1 \rightarrow V = 0$) отличается от энергии уровня 00^01 молекулы CO_2 на 18 cm^{-1} . Помимо этого, вследствие отсутствия у молекулы N_2 собственного дипольного момента состояние N_2 ($V=1$) является метастабильным. Поэтому в газовом разряде эффективно протекают процессы:



Кроме того, дефект энергии остается небольшим между состояниями $\text{CO}_2(00^0n)$ и $\text{N}_2(V)$ вплоть до $V = 4 - 5$, что означает большую скорость столкновительной передачи энергии в процессах:



Далее происходят столкновения молекул углекислого газа друг с другом:



что вновь означает заселение верхнего лазерного уровня.

Состояние 00^01 имеет время жизни порядка 0,5 мс. Далее происходит излучательная релаксация в одно из состояний 10^00 или 02^00 , при этом состояние 10^00 очень быстро безызлучательно релаксирует в состояние 02^00 , поскольку разность энергий между этими состояниями меньше kT . Что касается состояния 02^00 , то установлено, что скорость его безызлучательной релаксации в состояние 01^10 велика при столкновениях с гелием. Состояние 01^10 так же быстро в столкновениях с гелием безызлучательно релаксирует в основное состояние. На рис. 2.7 все безызлучательные переходы указаны волнистыми линиями.

Из сказанного следует, что газовая смесь в CO_2 лазере является трехкомпонентной: генерация происходит на переходах молекулы CO_2 , N_2 используется для накачки верхнего лазерного уровня, а гелий нужен для опустошения нижних лазерных уровней. Характерные соотношения компонентов смеси $\text{CO}_2: \text{N}_2:\text{He} \approx 1:1:8$ при полном давлении порядка 10 – 15 Торр.

Остановимся сразу же на других причинах добавления гелия в газовую смесь. Во-первых, гелий является газом, в котором хорошо поддерживается газовый разряд. Во-вторых, он отличается высокой теплопроводностью, что позволяет эффективно охлаждать зону разряда. Это обстоятельство является важным, поскольку при высоких температурах происходит заселение состояния 01^10 . И, наконец (это приводит к тому, что в смеси газов содержание гелия существенно превышает содержание углекислого газа) при больших концентрациях гелия заметно снижается степень диссоциации молекул CO_2 при их столкновениях с электронами.

Вероятность перехода $00^01 \rightarrow 10^00$ выше, чем вероятность перехода $00^01 \rightarrow 02^00$. Поэтому в обычном режиме CO₂-лазер будет генерировать на длине волны 10,6 мкм. Для генерации на длине волны 9,6 мкм можно использовать, например, селективные зеркала.

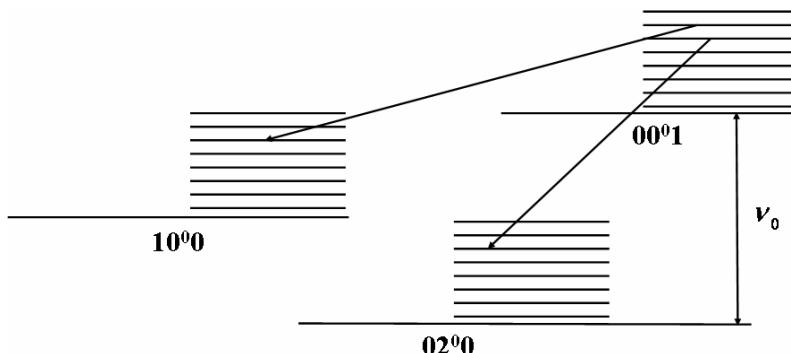


Рис. 2.8. Вращательная структура колебательных состояний

До сих пор были рассмотрены чисто колебательные переходы. Однако каждое колебательное состояние характеризуется набором вращательных уровней (рис. 2.8). Вследствие этого генерация может происходить на целом ряде колебательно-вращательных переходов, образуя в спектре излучения лазера так называемые *P*- и *R*-ветви (*P*-ветвь соответствует изменению вращательного квантового числа при переходе на -1, а *R*-ветвь – на +1). При этом при фиксированной температуре максимальная населенность достигается для определенного номера вращательного уровня *J*. Поэтому генерация прежде всего будет возникать на колебательно-вращательном переходе, соответствующем этому значению *J*. При рабочих температурах CO₂ лазера максимальная населенность соответствует $J \approx 20$. Для получения генерации на других колебательно-вращательных переходах можно использовать селективные зеркала или дифракционные решетки.

Рассмотрим теперь различные конструкции CO₂ лазеров, приводящие к разнообразию свойств их излучения. Основными типами CO₂ лазеров являются следующие: лазеры с продольной быстрой и

медленной прокачкой и продольным разрядом, отпаянные лазеры, лазеры с поперечной прокачкой, ТЕА лазеры, газодинамические и волноводные лазеры.

Самым простым конструктивным решением является медленная продольная прокачка с продольным разрядом. Продольная прокачка в этих лазерах используется для удаления продуктов диссоциации из разряда, что приводит к повышению срока работы лазера. Параметры таких лазеров следующие. Длина резонатора порядка 1 м, выходная мощность излучения примерно 50 Вт/м в непрерывном режиме, давление газовой смеси p не превышает 10–15 Торр при диаметре трубы $d=1\text{--}2$ см (в таких лазерах имеется оптимальная величина pd). При таких давлениях ширина линии преимущественно доплеровская и составляет около 50 МГц, хотя уже при давлениях порядка 25–30 Торр столкновительная ширина становится сравнимой с доплеровской. В данных условиях лазер работает преимущественно на одной продольной mode, а использование селективных устройств позволяет дискретно перестраивать длины волн генерации по разным колебательно-вращательным переходам. Охлаждение в лазерах этого типа водяное.

Лазеры с медленной продольной прокачкой имеют ограничение на максимальную выходную мощность излучения: для них характерна оптимальная величина плотности тока. Это объясняется тем, что увеличение плотности тока приводит к заметному нагреву газа, что увеличивает населенность нижних лазерных уровней и, соответственно, уменьшает коэффициент усиления.

Снять ограничение на выходную мощность излучения, определяемую максимально допустимой плотностью тока, удается за счет перехода к лазерам с быстрой прокачкой газовой смеси (скорость прокачки в таких лазерах составляет десятки м/с). При этом уносимая смесь газов не только охлаждается за пределами области газового разряда в специальном теплообменнике, но и проходит химическую очистку на предмет удаления из нее продуктов диссоциации, основным из которых является CO. В результате в таких лазерах удается получить выходные мощности излучения до нескольких киловатт в непрерывном режиме.

Вместо быстрой продольной прокачки можно использовать поперечную прокачку газовой смеси. Это позволяет получать боль-

шие давления газовой смеси и, как следствие, большую выходную мощность. Однако при больших давлениях становится существенно более сложным поддерживать однородное поле по всему объему области разряда. В этом случае применяется схема поперечного разряда, поскольку при этом уменьшается длина разрядного промежутка. В итоге удается повысить выходную мощность излучения до 10–20 кВт.

Прокачку газовой смеси можно вообще не осуществлять, переходя таким образом к отпаянным CO_2 лазерам. Однако в этом случае необходимо каким-то образом компенсировать диссоциацию молекул CO_2 на молекулы CO . Это решается добавлением в газоразрядную трубку атомарного водорода на уровне приблизительно 1% от общей концентрации газовой смеси. При этом происходят следующие процессы. Молекула CO_2 в результате диссоциации распадается на CO и кислород, который, соединяясь с водородом, образует пары воды. Эти пары взаимодействуют с окисью углерода, восстанавливая ее до двуокиси углерода. С точки зрения выходных характеристик, отпаянные лазеры мало чем отличаются от лазеров с медленной прокачкой. Однако конструкция их существенно упрощается.

Существенное увеличение мощности излучения CO_2 лазера можно получить, если перейти от непрерывного режима генерации к импульльному. Достигается это следующим образом. Прежде всего необходимо увеличить давление газовой смеси. Однако в тлеющем разряде даже при его поперечности избежать неустойчивости разряда не удается уже при давлениях порядка 100 Торр. Однако если включать разряд в поперечном направлении в виде короткого импульса (хотя бы до 1 мкс) то неустойчивости в нем не возникают вплоть до атмосферных давлений. Такие лазеры получили название ТЕА лазеры. В них достигаются выходные мощности до 100 МВт в импульсе при длительности импульса 0,1 мкс. Для обеспечения большей однородности разряда в таких лазерах используется предыонизация разряда – обеспечение начальной степени ионизации газа непосредственно перед включением основного разряда. Это может достигаться, например, УФ излучением, электронным пучком и др.

Характерной особенностью ТЕА лазеров является большая

столкновительная ширина линий усиления, достигающая 3–4 ГГц. Это позволяет включать такие лазеры в режиме синхронизации мод с длительностями импульсов, составляющими доли наносекунд.

Принципиально иной механизм создания инверсной населенности используется в газодинамических CO_2 лазерах. В таких лазерах газовая смесь, изначально находящаяся в резервуаре при высоких температуре и давлении, вылетает со сверхзвуковой скоростью из специального сопла в зону низких температур и давления. Тогда в исходном состоянии населенности верхнего и нижнего лазерных уровней в состоянии термодинамического равновесия велики. После вылета из сопла в результате тепловой релаксации за конечное время должно установиться новое равновесное распределение населенностей этих уровней. Однако время релаксации верхнего уровня больше, чем нижнего. Поэтому населенность нижнего уровня уменьшается быстрее, и в какой-то момент времени между нижним и верхним уровнями возникает инверсная населенность. Если в соответствующей пространственной области расположить резонатор, то возникнет генерация, а выходная мощность излучения при этом может достигать 100 кВт.

В волноводных лазерах диаметр трубки составляет несколько миллиметров. В силу постоянства оптимальной величины pd это приводит к увеличению давлений до 200 Торр. Поэтому можно получать те же самые мощности излучения, как и в лазере с медленной продольной прокачкой при меньших длинах резонатора. Кроме того, излучение распространяется как в волноводе и испытывает меньшие дифракционные потери.

Другим лазером, работающим на колебательно-вращательных переходах основного электронного состояния, является лазер на окиси углерода: CO лазер. Механизм образования инверсной населенности в нем существенно отличается от случая CO_2 лазера.

Можно считать, что в разрядной трубке, заполненной молекулами CO , в состоянии термодинамического равновесия все молекулы окиси углерода находятся в основном колебательном состоянии, поскольку расстояние между ним и первым колебательным уровнем примерно на порядок больше kT .

При включении продольного электрического разряда сначала происходят столкновения молекул CO с электронами:



Максимально возможное возбужденное колебательное квантовое число при этом может быть $V = 5-8$. При этом доля возбужденных молекул, конечно же, остается существенно меньшей по сравнению с числом молекул, находящихся в основном состоянии, и говорить об инверсии нельзя. Однако молекулы CO, находящиеся в разных состояниях, сталкиваются между собой, обмениваясь колебательной энергией:



Данный процесс называется колебательно-колебательным обменом (*VV*-обменом). В результате столкновения одна молекула переходит на более низкий колебательный уровень, а другая – на более высокий. При $n = 1$ процесс называется одноквантовым, при $n = 2, 3, 4 \dots$ – двухквантовым, трехквантовым и т. д. Пусть для определенности, $n = 1$, $U = V$ (рис. 2.9). Тогда:



Этот процесс на рис. 2.9 изображен сплошными стрелками. Он является экзотермическим, а высвобождающаяся при этом энергия ΔE соответствует дефекту энергии, который обусловлен ангармонизмом колебательных состояний.

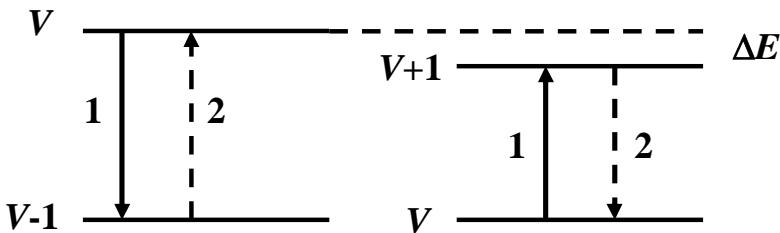


Рис. 2.9. Процессы *VV*-обмена при столкновениях молекул двуокиси углерода

Обратный ему процесс, обозначенный штриховыми стрелками, напротив, является эндотермическим и записывается в виде:



Энергетически более выгодным является экзотермический процесс. Вообще, вероятности экзо- и эндотермических процессов связаны соотношением, которое называется принципом детального равновесия:

$$W_2 = W_1 \exp(-\Delta E / kT). \quad (2.19)$$

Таким образом, в условиях, когда населенность нижних колебательных уровней поддерживается на некотором уровне в результате столкновений с электронами, процесс VV -обмена приводит к забросу электронов вверх по колебательным уровням. Эффективность этого процесса зависит от температуры газа. При комнатной температуре максимально возможным заселенным колебательным состоянием является состояние $V \approx 20$, а при охлаждении (например, до температуры жидкого азота) $V \approx 35-40$.

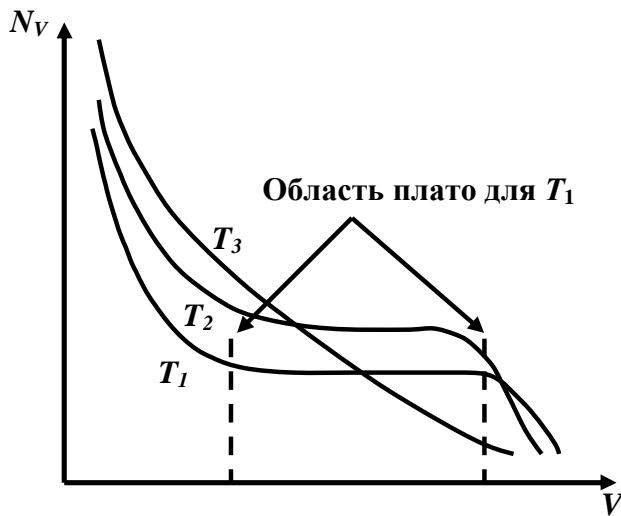


Рис. 2.10. Распределения Тринора для трех температур: ($T_1 < T_2 < T_3$)

В действительности не только процесс VV -обмена определяет населенность колебательных состояний. Всегда имеется процесс температурной релаксации (VT -релаксации), стремящийся вернуть

газ в состояние термодинамического равновесия. Вероятность этого процесса мала по сравнению с вероятностью VV-обмена на нижних уровнях CO и увеличивается с ростом номера V . Кроме того, необходимо учитывать и другие процессы, например, спонтанное излучение.

В итоге при моделировании процессов энергообмена между различными состояниями молекулы CO получается система динамических уравнений, в которой нужно учитывать несколько процессов для нескольких десятков колебательных уровней. Впервые решение этой системы было найдено Тринором, и зависимость населенностей колебательных уровней от их номера называется триноровским распределением. Триноровские распределения для нескольких температур приведены на рис. 2.10. Видно, что зависимости имеют три ярко выраженные области. В двух из них выполняется условие $N_V \ll N_{V+1}$, а в третьей, называемой областью плато, $N_V \approx N_{V+1}$.

Ширина области плато зависит от температуры газа. При комнатной температуре она находится в диапазоне $\Delta V = 10\text{--}20$, а при температурах жидкого азота $\Delta V = 5\text{--}40$. По этой причине для лучшего охлаждения в газовую смесь добавляются газы, хорошо проводящие тепло: либо гелий, либо аргон.

В области плато нельзя говорить об инверсной населенности по колебательным состояниям, однако необходимо учесть наличие вращательной структуры. В силу того, что расстояние между вращательными уровнями молекулы CO меньше kT , при заселении колебательного состояния очень быстро устанавливается больцмановское распределение по соответствующим этому состоянию вращательным уровням. Тогда для разности населенностей соседних колебательно-вращательных уровней несложно получить следующее выражение:

$$\Delta N = N_V B_V \exp\left(-\frac{B_V J'(J'-1)}{kT}\right) - N_{V-1} B_{V-1} \exp\left(-\frac{B_{V-1} J''(J''-1)}{kT}\right). \quad (2.20)$$

Если учесть, что $N_V \approx N_{V-1}$, для соседних колебательных уровней $B_V \approx B_{V-1} = B$, а для P -ветви разрешены переходы с изменением

вращательного квантового числа на -1 ($J' = J; J'' = J + 1$), то получим:

$$\exp\left(-\frac{BJ(J-1)}{kT}\right) - \exp\left(-\frac{BJ(J+1)}{kT}\right) > 0 \Rightarrow \Delta N > 0. \quad (2.21)$$

Отметим, что для R -ветви инверсии не наблюдается. Такая ситуация называется частичной инверсной населенностью, которой оказывается достаточно для получения генерации в непрерывном режиме на колебательно-вращательных переходах в области плато триноровского распределения.

Генерация является каскадной в том смысле, что электрон, переходя последовательно вниз по колебательным уровням, много-кратно участвует в излучательных процессах (рис. 2.11).

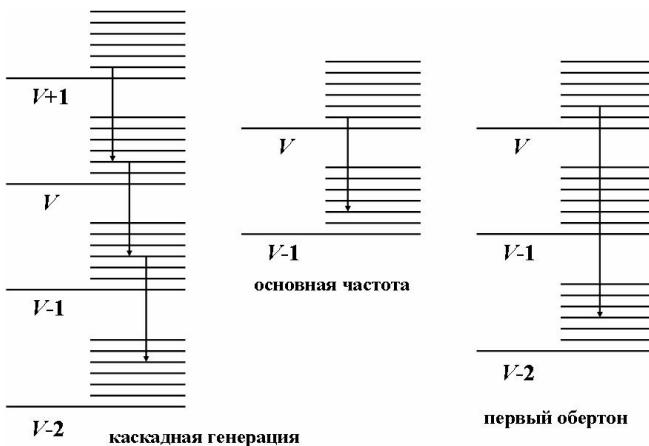


Рис. 2.11. Схемы каскадной генерации, генерации на основной частоте и на первом обертоне

В неселективном режиме лазер будет генерировать на целом ряде колебательно-вращательных линий, расположенных в области 2,5–7,5 мкм. Распределение интенсивностей по линиям для одного и того же колебательного перехода аналогично случаю CO₂ лазера – в первую очередь будут наблюдаться переходы, соответствующие максимальной населенности вращательных уровней (для низкотемпературных лазеров $J \approx 12–15$). В селективном режиме

можно выделять любую из колебательно-вращательных линий.

Помимо генерации на переходах между соседними колебательными уровнями ($\Delta V=1$), которые называются переходами на основной частоте, возможна также генерация и на первом колебательном обертоне ($\Delta V=2$). Поскольку вероятность обертонных переходов существенно меньше вероятности переходов на основной частоте, то на обертонных переходах заметно меньше и коэффициент усиления. Поэтому в условиях неселективной генерации обертоны подавляются основными частотами.

Конструктивные и генерационные характеристики СО лазера и CO₂ лазера во многом близки. Наиболее простой конструкцией CO лазера является схема с продольной прокачкой, для которой в непрерывном режиме достигаются мощности излучения в несколько десятков Вт/м при давлении газа порядка 100 Торр. Имеются также высокомощные электроионизационные ТЕА CO лазеры, работающие в импульсных режимах, в том числе, в режиме синхронизации мод. CO лазеры могут быть как с прокачкой газовой смеси, так и отпаянными. Кроме того, ведутся работы по созданию CO лазеров с оптической накачкой.

В последние годы проводится много исследований, направленных как на достижение больших мощностей излучения прежде всего в импульсном режиме, так и на получение генерации как можно с более высоких колебательных уровней. В газовую рабочую смесь в этих целях добавляют, помимо гелия и аргона, различные компоненты, такие как молекулярные азот и кислород, ксенон. Имеются, в частности, данные о том, что добавление кислорода так влияет на процесс VV-обмена, что в некоторых диапазонах колебательных уровней CO существенно возрастает коэффициент усиления.

Основными лазерами, работающими на электронных переходах, являются лазеры, в которых рабочими газами являются молекулярный азот (азотный лазер) и молекулярный водород (водородный лазер). Схемы уровней N₂ и H₂ приведены на рис. 2.12.

При переходе между различными электронными состояниями основным правилом, определяющим вероятности переходов, является принцип Франка–Кондона. В соответствии с этим принципом наиболее вероятными переходами являются вертикальные переходы

ды (без изменения межъядерного расстояния), происходящие в точках поворота.

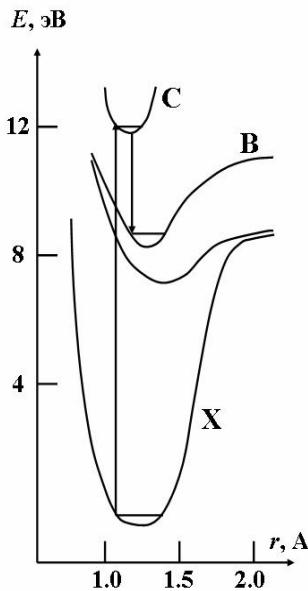


Схема уровней молекулы азота

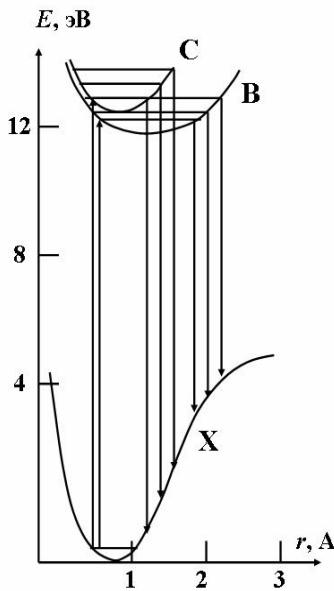


Схема уровней молекулы водорода

Рис. 2.12. Схемы накачки в азотном и водородном лазерах

В случае азотного лазера наиболее вероятными являются переходы с нулевого колебательного уровня основного X -состояния на 0-й и 1-й колебательные уровни C -состояния. При этом вероятность переходов из X -состояния в B -состояние практически равна нулю. Таким образом, между возбужденными уровнями C -состояния и уровнями B -состояния возникает инверсная населенность, причем переходы из C -состояния в B -состояния происходят могут. Наиболее вероятными из них являются переходы с 0-го уровня C -состояния на 0-й уровень (длина волны 337,1 нм) и на 1-й уровень (357,7 нм) B -состояния, а также с 1-го уровня C -состояния на 0-й уровень B -состояния (315,9 нм). В каждом колебательном

переходе, естественно, имеется при этом несколько вращательных компонент.

В водородном лазере наблюдается сходная картина. Однако для этого лазера возможно большее количество переходов из С-состояния в В-состояние. Поэтому диапазон длин волн генерации водородного лазера шире – примерно от 116 до 126 нм.

Одной из отличительных особенностей возбужденных электронных состояний является их малое время жизни. Так, для азотного лазера это время составляет приблизительно 40 нс, а для водородного оно меньше 1 нс. Кроме того, времена жизни уровней В-состояния в обоих лазерах в несколько раз меньше времен жизни уровней С-состояния. Отсюда вытекают два вывода. Во-первых, азотный и водородный лазер являются лазерами на самоограниченных переходах и могут работать только в импульсных режимах. Во-вторых, вследствие малости времен жизни верхних лазерных уровней время существования инверсии составляет не более нескольких наносекунд. Соответственно, длительность импульса накачки не должна превышать это время. Но за эти времена излучение просто не успевает совершить двойной проход через резонатор. Поэтому говорить о наличии положительной обратной связи в таких лазерах не приходится, и эти лазеры фактически являются суперлюминесцентными.

Возбуждение верхних лазерных уровней в азотном и водородном лазерах осуществляется в электрическом разряде в процессах прямого столкновения молекул азота и водорода с электронами. Как правило, используется поперечный разряд. Плотность мощности накачки обычно составляет несколько кВт/см³ при давлении газа в несколько десятков торр. В случае азотного лазера выходная мощность может достигать нескольких мегаватт, в случае водородного – нескольких киловатт, частота следования импульсов может достигать сотен килогерц.

Еще одним классом молекулярных газовых лазеров являются эксимерные лазеры. Эксимером (от excited dimer – возбужденный димер) называется молекула, которая может существовать только в возбужденном электронном состоянии. Для этого необходимо, чтобы потенциальная энергия основного электронного состояния была отталкивателной, а возбужденного – связанной. Пример

приведен на рис. 2.13 для эксимера Хе. Идея получения лазерной генерации в эксимерах заключается в том, что если создать в объеме достаточно большую их концентрацию, то между связанным (верхний лазерный уровень) и основным (нижний уровень) электронными состояниями имеется инверсная населенность, причем населенность нижнего уровня всегда равна нулю, поскольку при переходе в нижнее состояние молекула прекращает свое существование.

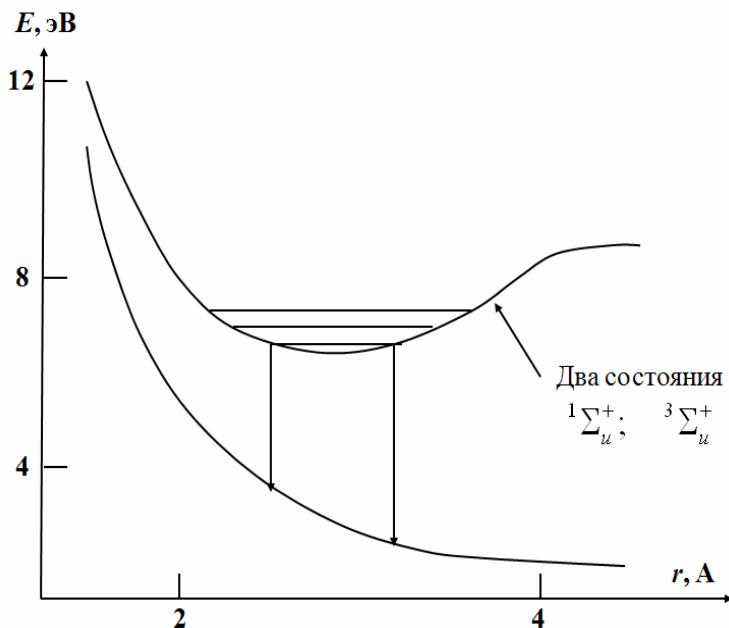


Рис. 2.13. Кривые потенциальной энергии эксимера Хе

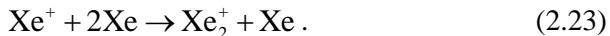
Эксимерные лазеры можно разделить на две группы. К первой группе относятся лазеры, полученные на эксимерах инертных газов (Xe_2 , Ar_2 , Kr_2). Во второй группе эксимеры образуются при соединении атома инертного газа с атомом галогена (ArF , XeF , XeCl , KrCl , KrF). Рассмотрим схемы накачки и характеристики для одного представителя из каждой группы.

В Xe_2 лазере процесс образования эксимера ксенона происходит в электрическом разряде в результате нескольких столкновитель-

ных процессов. Сначала при столкновении невозбужденного атома Xe с электроном происходит его ионизация:



Далее происходит тройное столкновение иона ксенона с двумя невозбужденными атомами ксенона с образованием молекулярного иона:



После этого происходит образование двух возбужденных атомов ксенона:



И, наконец, в результате еще одного тройного столкновения возникает эксимер ксенона:



Молекула Xe_2 может оказаться в двух связанных близкорасположенных состояниях. Времена жизни этих состояний соответствующие равны 5 и 40 нс.

Наличие тройных столкновений приводит к тому, что давление ксенона должно быть достаточно большим – в Xe лазере оно составляет порядка 10 атмосфер. Существенно, что при переходе в отталкивательное состояние отсутствует какая-либо колебательно-вращательная структура. Поэтому генерация происходит в широком диапазоне – примерно от 170 до 175 нм. Длительность накачки составляет не более 1 нс, выходная мощность излучения достигает сотен мегаватт.

В случае KrF лазера газовая смесь состоит из атомов криптона и молекулярного фтора, а последовательность реакций, приводящая к образованию эксимера KrF, следующая:



а также:



Видно, что последняя реакция является тройной. Экспериментально установлено, что эффективность ее существенно увеличивается в столкновениях с гелием:



Поэтому в KrF лазере в смесь добавляется атомарный гелий.

Излучательные характеристики всех эксимерных лазеров достаточно близки. Отличаются только длины волн генерации, которые в заключении данного раздела представлены в табл. 2.1.

Таблица 2.1

Лазер	Длина волны, нм	Лазер	Длина волны, нм
Xe ₂	172,5	ArF	192,0
Kr ₂	145,4	KrCl	222,0
Ar ₂	126,5	XeF	352,0
KrF	249,0	XeCl	308,0

2.3. Лазеры на красителях

Перейдем теперь к рассмотрению лазеров, в которых активная среда находится в жидком состоянии. Этот тип лазеров получил название лазеров на красителях, поскольку в качестве активной среды в них выступают растворы многоатомных органических молекул – красителей, получивших это название вследствие наличия у них широких полос поглощения и люминесценции в видимой области спектра, а также в ближнем УФ и ИК диапазонах.

Количество атомов в различных красителях колеблется от десятков до нескольких сотен. В настоящее время лазерная генерация получена более чем на трехстах красителях. Теоретическое построение потенциальных поверхностей молекул, состоящих из столь большого количества атомов, является невозможным ни в каком приближении. Однако существуют упрощенные модели, которые позволяют довольно точно описать возможные состояния таких молекул и переходы между этими состояниями.

Энергетическая структура состояний красителя представлена на рис. 2.14, где конфигурационная координата является аналогом

межъядерного расстояния в многомерном конфигурационном пространстве.

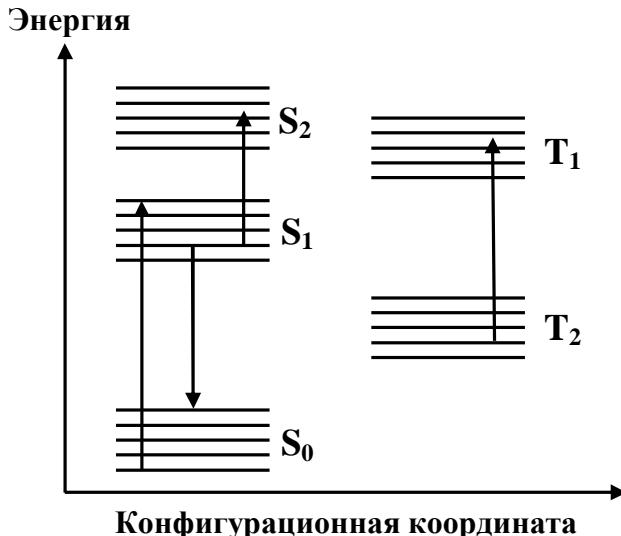


Рис. 2.14. Энергетическая структура молекулы красителя

Данная энергетическая структура в чем-то сходна с энергетической структурой двухатомной молекулы в том смысле, что все состояния можно разделить на электронные, колебательные и вращательные. Расстояния между электронными состояниями составляют порядка 10^4 см^{-1} . Эти состояния делятся на синглетные S-состояния (полный спин электронов равен нулю) и триплетные T-состояния (полный спин равен единице), переходы между ними делятся на разрешенные и запрещенные, к ним применим принцип Франка–Кондона в том смысле, что переходы должны быть вертикальными, а каждое состояние имеет свою колебательно–вращательную структуру.

Вследствие очень большого количества степеней свободы расстояние между отдельными колебательно–вращательными состояниями столь мало (максимальное расстояние между соседними вращательными уровнями не превышает 10 см^{-1} , и намного чаще составляет менее 1 см^{-1}), что имеет смысл говорить о практически

непрерывной полосе поглощения в пределах одного электронного состояния.

Рассмотрим процессы поглощения и распада возбужденных состояний, на основании чего станет ясен механизм образования инверсной населенности между различными уровнями энергии.

В состоянии термодинамического равновесия все электроны находятся в основном S_0 -состоянии и распределены практически непрерывно внутри него в соответствии со статистикой Больцмана. Правилами отбора разрешены излучательные переходы без изменения полного спина. Поэтому оказываются разрешенными синглет-синглетные и триплет-триплетные переходы. Тогда при соответствующей частоте электромагнитного поля оказываются возможными переходы из S_0 -состояния в S_1 -состояние. Ширина спектра поглощения при этом будет сравнима с шириной S_1 -состояния, которая может составлять 10^3 – 10^4 см $^{-1}$. Далее происходят два основных процесса. В результате спонтанного излучения электроны переходят вновь в S_0 -состояние и одновременно с этим они релаксируют внутри S_1 -состояния. Радиационное время жизни S_1 -состояния составляет наносекунды, а времена релаксации на 3–4 порядка меньше. Поэтому сначала происходит установление термодинамического равновесия внутри S_1 -состояния (электроны “скапливаются” в самом его низу), и только потом электроны с испусканием фотона переходят в S_0 -состояние. Вероятности переходов подчинены принципу Франка–Кондона. Можно показать (это правило называется законом Стокса или законом зеркальной симметрии, и его обсуждение выходит за рамки данного курса), что максимальная вероятность достигается для переходов, попадающих в верхнюю часть S_1 -состояния. Поэтому спектр флуоресценции будет смещен в область меньших частот относительно спектра поглощения. Оказавшись в S_0 -состоянии, электроны быстро релаксируют вниз в соответствии с большинством распределением.

Теперь становится ясным, между какими состояниями можно ожидать инверсной населенности. В самом деле, тот уровень энергии, на котором оказался электрон после релаксации внутри S_1 -состояния, можно считать верхним лазерным уровнем, поскольку тот уровень, на который он переходит в результате спонтанного излучения, практически не населен. Таким образом, видно, что

схема накачки в лазерах на красителях практически является аналогом классической четырехуровневой системы (рис. 2.14).

Существенно, что приведенные рассуждения справедливы как для монохроматического, так и немонохроматического внешнего электромагнитного поля. Это обстоятельство является важным для выбора наиболее подходящего источника накачки.

Помимо рассмотренного, существуют однако и другие механизмы ухода электронов из S_1 -состояния. Во-первых, частоты испущенных фотонов могут оказаться резонансными, например, частотам переходов в S_2 -состояние. По этой причине не все красители оказываются подходящими в качестве активной среды для лазеров. Во-вторых (и этот процесс неизбежен), часть электронов может перейти из S_1 -состояния в триплетное T_1 -состояние. Этот переход может быть как излучательным (он запрещен только в приближении электрического диполя), так и безызлучательным. Во втором случае этот переход обусловлен столкновительными процессами и называется синглет-триплетной конверсией. Таким же образом могут происходить переходы из T_1 -состояния в S_0 -состояние (на рис. 2.14 эти переходы обозначены волнистыми стрелками).

Накопление электронов в T_1 -состоянии является паразитным процессом, поскольку очень часто разрешенные правилами отбора триплет-триплетные переходы T_1-T_2 совпадают по частотам со спектром люминесценции красителя, что сильно препятствует генерации. Кроме того, переход электрона в триплетное состояние сопровождается уменьшением населенности верхнего лазерного уровня и падением коэффициента усиления. По этой причине часть красителей может работать только в импульсном режиме, когда длительность импульса накачки должна быть меньше по сравнению с эффективным временем накопления электронов в T_1 -состоянии. Для опустошения T_1 -состояния можно принимать ряд мер. Одной из них является добавление в краситель компонентов, при столкновении с которыми скорость безызлучательной релаксации из T_1 -состояния в S_0 -состояние увеличивается. Этот процесс называется тушением триплетного состояния и в ряде случаев бывает очень эффективным. Однако необходимо учитывать при этом и возможность тушения нижних уровней S_1 -состояния, что наряду с синглет-триплетной конверсией может приводить к уменьшению

квантового выхода люминесценции. Одними из наилучших тушителей триплетного состояния являются кислород и некоторые непредельные углеводороды.

Ширина спектра генерации лазеров на красителях определяется шириной спектров их люминесценции. Впервые генерация была получена на красителе с названием Родамин 6G, растворенном в этиловом спирте, в спектральном диапазоне 570 – 650 нм. Перестройка длины волны излучения может осуществляться различными способами. В резонатор можно поместить либо дифракционную решетку, либо призму, либо двулучепреломляющий фильтр. Кроме того, для осуществления одномодового режима генерации можно использовать интерферометр Фабри–Перо и кольцевые резонаторы.

В качестве источников накачки для импульсного режима используются либо немонохроматические импульсные лампы, либо лазерные источники – рубиновый лазер на второй гармонике, гармоники неодимового лазера, эксимерные лазеры, азотный лазер. Длительность импульса накачки не должна превышать, как правило, нескольких микросекунд. Для непрерывного режима генерации одни из наилучших результатов получаются при использовании аргонового лазера.

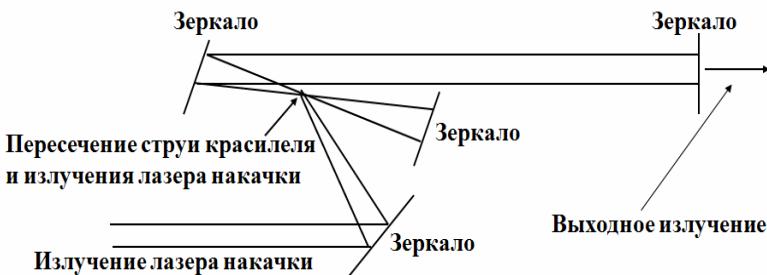


Рис. 2.15. Схема накачки лазера на красителе излучением аргонового лазера

Схема накачки аргоновым лазером в качестве примера приведена на рис. 2.15. Луч аргонового лазера фокусируется в пятно размером порядка 10 мкм в области пересечения со струей красителя примерно такого же диаметра. Для того, чтобы излучение ла-

зера на красителе было линейно поляризованным, плоскость, в которой течет струя красителя, находится под углом Брюстера по отношению к оси резонатора.

Одной из особенностей лазеров на красителях является необходимость быстрой прокачки активной среды, что обусловлено, во-первых, необходимостью устранения температурных эффектов, обусловленных нагревом красителя излучением накачки и приводящих к возникновению температурных градиентов, которые приводят к неоднородности показателя преломления, во-вторых, необходимостью устранения продуктов фотолиза красителя.

Широкие полосы люминесценции красителей позволяют осуществлять генерацию в лазерах на красителях в режиме синхронизации мод.

В заключение перечислим основные использующиеся в настоящее время красители. Первую группу составляют так называемые ксантеновые красители, люминесцирующие, в основном, в видимой области спектра. Краситель Родамин 6G относится к этой группе. Вторая группа красителей – кумариновые красители – люминесцирует в более коротковолновом спектральном диапазоне, приблизительно от 400 до 500 нм. В ультрафиолетовой области, главным образом, используются сцинтилляторные красители, люминесцирующие в областях длин волн меньше 400 нм. И, наконец, в ИК диапазоне в спектральной области от 700 нм до 1,5 мкм используются полиметиновые красители.

2.4. Твердотельные лазеры

В твердотельных лазерах активной средой служит либо диэлектрический кристалл, либо стекло. При переходе к конденсированному состоянию вещества концентрация частиц увеличивается на несколько порядков по сравнению с газом, что приводит к большим величинам коэффициента усиления и, как следствие, к большим выходным мощностям излучения твердотельных лазеров.

Исторически генерация была впервые получена в рубиновом лазере в 1960 г. Активной средой в этом лазере является диэлектрический кристалл Al_2O_3 (корунд), в котором часть ионов Al^{3+} замещены на ионы Cr^{3+} (доля ионов хрома составляет порядка

0,05 %). В природном рубине доля ионов хрома на порядок выше, поэтому для лазеров кристаллы специально выращиваются. Наличие хрома придает кристаллу розовый цвет из-за имеющихся у него полос поглощения в фиолетовой и зеленой спектральных областях (природный рубин имеет ярко-пурпурную окраску). Накачка и генерация в рубиновом лазере осуществляется именно на переходах между энергетическими состояниями ионов хрома, находящихся в электрическом поле кристаллической решетки корунда. Схема энергетических состояний иона хрома в Al_2O_3 приведена на рис. 2.16.

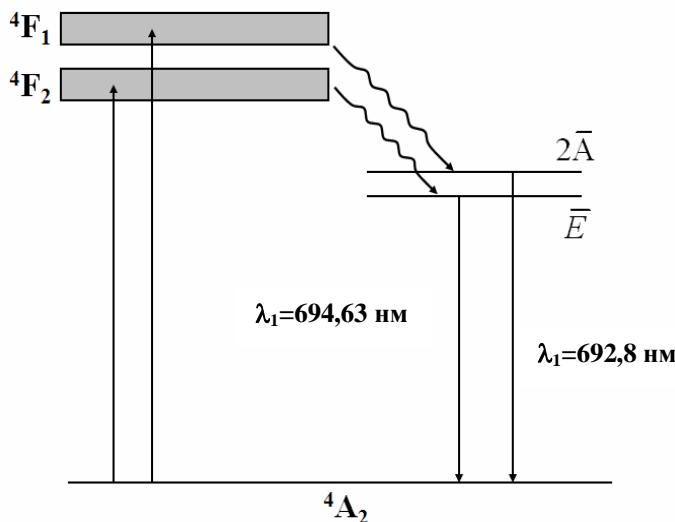


Рис. 2.16. Схема накачки в рубиновом лазере

Основным состоянием является $^4\text{A}_2$ (обозначения состояний здесь даются в приближении LS-связи). Наиболее высокорасположенными уровнями энергии являются состояния $^4\text{F}_1$ и $^4\text{F}_2$, которые вследствие эффекта Штарка расщеплены на ряд близкорасположенных уровней, давая широкие полосы поглощения в зеленой и фиолетовой спектральных областях с центрами на длинах волн 0,55 и 0,42 мкм соответственно. Попав из основного состояния в одно из состояний $^4\text{F}_1$ или $^4\text{F}_2$, электрон быстро за времена порядка пикосекунд безызлучательно релаксирует в состояния $2\bar{\text{A}}$ или \bar{E} .

Расстояние между уровнями $2\bar{A}$ и \bar{E} составляет 29 см^{-1} , а переходы из них в основное состояние запрещены в приближении электрического диполя. Это приводит к быстрому установлению термодинамического равновесного распределения населенностей по уровням $2\bar{A}$ и \bar{E} , причем населенность уровня $2\bar{A}$ лишь ненамного меньше населенности уровня \bar{E} .

Таким образом видно, что в рубине выполняются все необходимые условия для реализации трехуровневой схемы накачки. Генерация происходит на переходах $2\bar{A} \rightarrow {}^4A_2$ (длина волны 692,8 нм) и $\bar{E} \rightarrow {}^4A_2$ (длина волны 694,3 нм). Из-за большей населенности уровня \bar{E} генерация в свободном режиме возникает на переходе $\bar{E} \rightarrow {}^4A_2$. Для генерации на переходе $2\bar{A} \rightarrow {}^4A_2$ можно использовать селективные резонаторы.

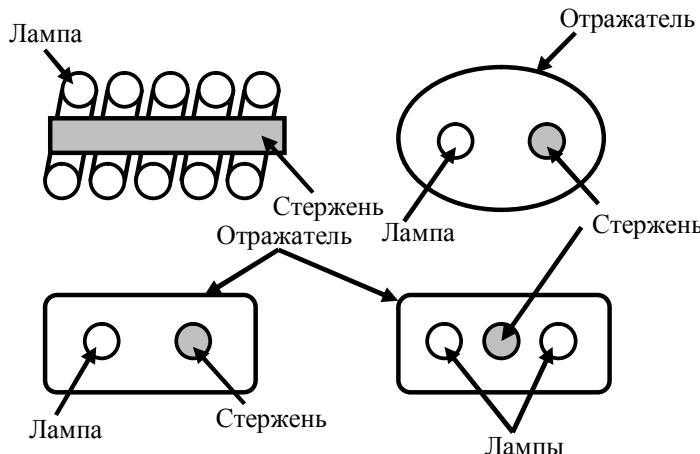


Рис. 2.17. Варианты конструкций накачки в рубиновом лазере

В рубиновом лазере используется оптическая накачка. В качестве источников накачки применяются импульсные ксеноновые или ртутные лампы, широкие спектры излучения которых (ширины полос излучения составляют порядка 100 нм) перекрывают сине-зеленую область спектра. Эффективная температура ламп достигает 7000 К в зеленой области спектра и 10000 К в фиолетовой. Ак-

тивная среда представляет собой цилиндрический рубиновый стержень диаметром 2–3 см (при дальнейшем увеличении диаметра излучение накачки будет поглощаться активной средой и не проникнет в центр стержня). Длина стержня может быть разной – от 5 до 30 см. Конструктивно лампа накачки может быть выполнена либо в виде спирали, “обернутой” вокруг стержня, либо в виде стержня, расположенного вдоль фокальной оси отражающего эллиптического цилиндра (в последнем случае рубиновый стержень располагается вдоль второй фокальной оси; конструкции приведены на рис. 2.17).

Величина максимальной концентрации ионов хрома в рубине определяется двумя факторами. Во-первых, увеличение концентрации ионов хрома приводит к увеличению интенсивности тушения люминесценции (безызлучательная релаксация верхних лазерных уровней). Во-вторых, из-за различий радиусов хрома и алюминия рост концентрации ионов хрома приводит к увеличению внутренних механических напряжений в кристалле.

Рубиновые лазеры работают, как правило, в импульсном режиме. Вследствие того, что рубин обладает высокой теплопроводностью, оказывается возможным импульсно-периодический режим работы с высокой частотой повторения импульсов при водяном охлаждении активной среды.

Ширина линий усиления составляет порядка 10 см^{-1} . Уширение линий усиленний складывается из однородного и неоднородного. Однородное уширение обусловлено взаимодействием ионов хрома с фононами кристаллической решетки. Неоднородное уширение возникает из-за пространственной неоднородности внутрикристаллического электрического поля решетки. Эта неоднородность обусловлена несовершенством искусственно выращенных кристаллов. В высококачественных кристаллах рубина вклад неоднородного уширения в общую ширину линии усиления может быть заметно меньше однородного. Такие лазеры могут работать в непрерывном режиме при использовании в качестве накачки ртутных ламп высокого давления.

Большая ширина линии усиления позволяет рубиновому лазеру работать в режимах модуляции добротности и синхронизации мод. В последнем случае выходная мощность импульса излучения мо-

жет достигать гигаватт при длительности импульса порядка 10 пс. В режиме свободной генерации длительность одиночного импульса составляет порядка 1 мс.

Основным недостатком рубинового лазера является трехуровневая схема накачки. Поэтому в настоящее время рубиновые лазеры используются редко. Преимущество отдается в первую очередь неодимовым лазерам, работающим по четырехуровневой схеме.

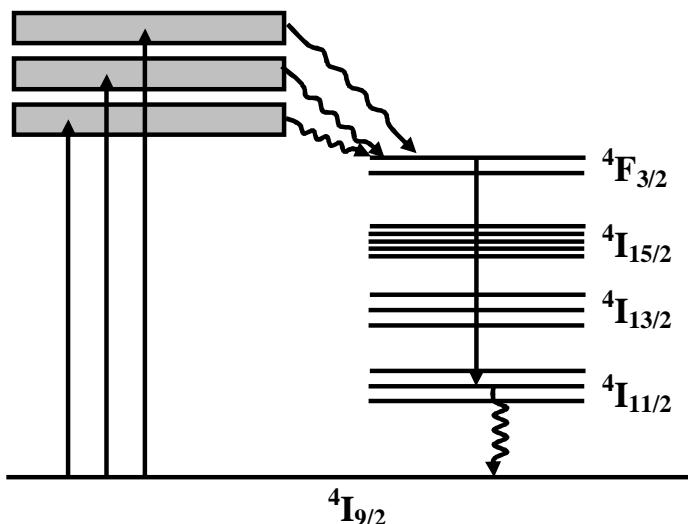


Рис. 2.18. Схема накачки в неодимовом лазере

В неодимовом лазере генерация осуществляется на переходах трехвалентного иона неодима, легированного в матрицу, которая бывает двух типов. В первом случае матрицей является диэлектрический кристалл $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$ (иттрий-алюминиевый гранат или сокращенно YAG), в котором часть ионов Al^{3+} замещены на ионы Nd^{3+} (доля ионов неодима составляет порядка 1,5 %). Такой лазер обозначается Nd:YAG (неодимовый лазер на гранате). Во втором случае матрицей являются аморфные структуры – фосфатные или силикатные стекла. Такие лазеры называются неодимовыми лазерами на стеклах. Преимущество использования стекол заключается в том, что в них удается легировать существенно большие концен-

трации неодима – до 10 %. Однако при этом увеличивается степень неоднородного уширения спектральных линий, что приводит к уменьшению коэффициента усиления.

Схема уровней иона неодима представлена на рис. 2.18. Оптическая накачка приводит к переходам из основного состояния $^4I_{9/2}$ в несколько возбужденных состояний, которые, так же как и в случае рубинового лазера, представляют собой широкие полосы, обусловленные большим количеством близко расположенных перекрывающихся уровней. Центры основных полос поглощения приходятся на длины волн 0,73 и 0,8 мкм. Электроны из возбужденных состояний быстро за доли микросекунд безызлучательно релаксируют в состояние $^4F_{3/2}$. Этот уровень является метастабильным, поскольку переходы с него в нижележащие состояния запрещены в электродипольном приближении. Среди всех излучательных каналов релаксации наибольшим сечением обладает переход $^4F_{3/2} \rightarrow ^4I_{11/2}$, на котором и возникает лазерная генерация на длине волны 1,064 мкм. Попав на нижний лазерный уровень, электрон быстро безызлучательно релаксирует в основное состояние, так что его населенность остается всегда практически равной нулю. Таким образом, неодимовый лазер работает по классической четырехуровневой схеме накачки. В Nd:YAG лазере линия уширена, преимущественно, однородно с шириной $6,5 \text{ см}^{-1}$, что несколько меньше, чем у рубинового лазера, однако тем не менее этой ширины достаточно для эффективного использования неодимового лазера в режимах модуляции добротности и синхронизации мод. В лазере на стекле уширение линии неоднородное с шириной порядка 200 см^{-1} .

Необходимо отметить, что на самом деле как верхний, так и нижний уровень неодимового лазера расщеплены на ряд компонентов, расстояние между которыми составляет несколько десятков обратных сантиметров. Поэтому в селективном резонаторе можно получать генерацию и на других длинах волн перекрывающих диапазон $1,05 - 1,1 \text{ мкм}$. Кроме того, можно получить генерацию и на переходе $^4F_{3/2} \rightarrow ^4I_{13/2}$ с длиной волны $1,32 \text{ мкм}$.

Неодимовые лазеры могут работать как в непрерывном, так и в импульсном режимах генерации. В качестве источников накачки используются ксеноновые и криptonовые лампы. Конструктивно

системы накачки такие же, как и в рубиновых лазерах. Размеры стержней в неодимовых и рубиновых лазерах примерно одинаковы. Выходные параметры излучения в неодимовых лазерах следующие. В Nd:YAG лазере в непрерывном режиме генерации мощность излучения может достигать сотен ватт, в импульсно-периодическом режиме свободной генерации мощность импульса может достигать киловатта при частоте следования импульсов в несколько десятков Гц, в режиме синхронизации мод при длительности импульса порядка 10 пс мощность возрастает до гигагерц. В лазере на стекле в режиме синхронизации мод можно получить длительности импульсов в несколько раз меньше, что обусловлено более широкой линией усиления.

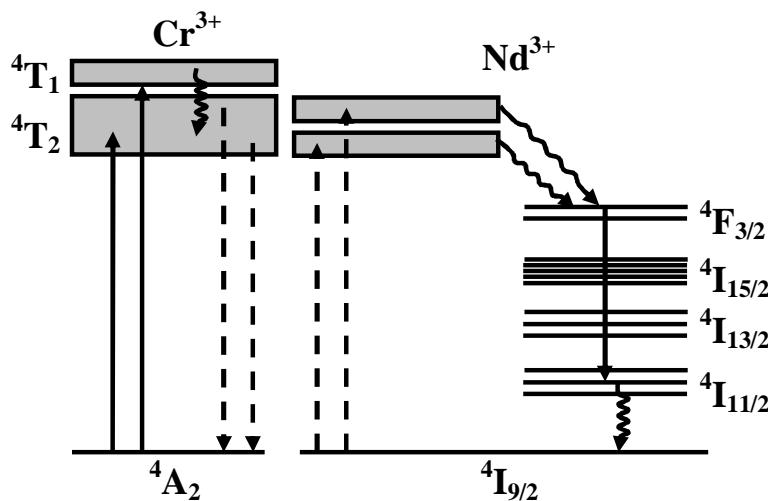


Рис. 2.19. Схема энергетических состояний ионов хрома и неодима в матрице галлий-скандий-гадолиниевого граната

Увеличение эффективности накачки верхнего лазерного уровня в неодимовом лазере может быть достигнуто за счет использования явления сенсибилизации – передачи энергии возбуждения от одной частицы другой. Для этого ионами неодима активируются различные кристаллические матрицы-гранаты – иттрий-алюминиевый, галлий-скандий-гадолиниевый, гадолиний-скандий-алюминиевый гранаты. Рассмотрим в качестве примера галлий-скандий-

гадолиниевый гранат (химическая формула $\text{Gd}_3\text{Sc}_2\text{Ga}_3\text{O}_{12}$). В эту матрицу активируются ионы трехвалентного неодима, которые замещают ионы гадолиния, и ионы трехвалентного хрома, которые замещают ионы скандия и галлия. Схема энергетических состояний ионов хрома и неодима в такой матрице представлены на рис. 2.19.

Излучение сине-зеленой спектральной области поглощается ионами хрома за счет переходов из основного состояния в состояния ${}^4\text{T}_1$ и ${}^4\text{T}_2$. Далее электроны из состояния ${}^4\text{T}_1$ быстро релаксируют в состояние ${}^4\text{T}_2$. После этого происходит излучательная релаксация (люминесценция) в основное состояние иона хрома ${}^4\text{A}_2$ в широком диапазоне длин волн, перекрывающих полосы поглощения неодима на переходах с центральными длинами волн 0,73 и 0,8 мкм. Таким образом, в результате поглощения люминесцентного излучения ионов хрома ионами неодима происходит дополнительная накачка верхнего лазерного уровня неодимового лазера излучением не только красной области спектра, но и сине-зеленой.

В конце раздела рассмотрим твердотельные лазеры, в которых длина волны излучения может непрерывно перестраиваться в широком спектральном диапазоне, достигающем сотни нанометров.

К таким лазерам относятся, прежде всего, лазер на александrite и титан-сапфировый лазер. Для объяснения принципа их работы необходимо учитывать тот факт, что энергии состояний активных ионов, находящихся в узлах кристаллической решетки той матрицы, куда они внедрены, являются функциями так называемых конфигурационных координат, под которыми понимаются смещения ионов в решетке относительно положения равновесия (ионы в узлах кристаллической решетки могут колебаться, что приводит к энергетической структуре уровней, очень похожей на электронные уровни молекул).

Рассмотрим лазер на александrite. Активной средой в этом лазере является диэлектрический кристалл BeAl_2O_4 , в котором часть ионов алюминия замещены ионами трехвалентного хрома (концентрация ионов хрома составляет порядка 0,04 – 0,1%).

Схема энергетических состояний иона хрома в такой матрице представлена на рис. 2.20 как функция конфигурационной координаты.

Основное отличие от рубинового лазера заключается в том, что

в лазере на алекандrite расстояние ΔE между уровнями энергий состояний 2E и 4T_2 в несколько раз меньше (800 cm^{-1} по сравнению с 2300 cm^{-1}). Поэтому в лазере на алекандrite при воздействии тем же излучением накачки, что и в рубиновом лазере, состояние 4T_2 оказывается существенно заселенным (между состояниями 2E и 4T_2 в том и другом лазерах устанавливается термодинамическое равновесие, однако в рубиновом лазере при этом практически все электроны находятся в состоянии 2E).

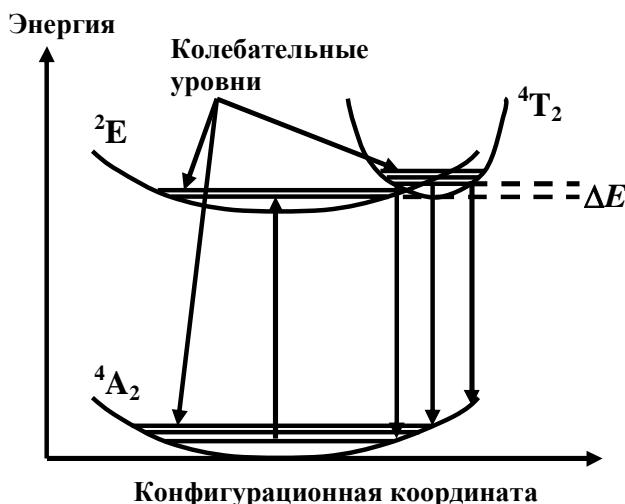


Рис. 2.20. Схема энергетических состояний ионов хрома в матрице алекандрита

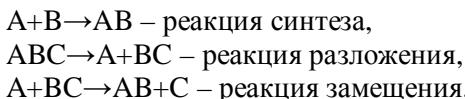
Это приводит к тому, что лазерная генерация происходит на излучательных переходах из состояния 4T_2 в состояние 4A_2 . Учтем теперь, что состояния 4T_2 и 4A_2 , имеющие минимумы энергии при определенных значениях конфигурационных координат, должны обладать дискретным набором колебательных уровней энергии и, кроме того, минимум энергии состояния 4T_2 смещен в область больших значений конфигурационной координаты. Тогда в соответствии с принципом Франка–Кондона наиболее вероятными будут переходы с заселенных колебательных уровней состояния 4T_2 на незаселенные уровни основного состояния 4A_2 . При этом рас-

стояние между получаемыми спектральными линиями настолько малы, что они перекрываются, давая фактически непрерывный спектр излучения в диапазоне 700–800 нм.

Еще большую ширину спектра излучения имеет титан-сапфировый лазер, излучающий в диапазоне приблизительно 650–1000 мкм. В этом лазере ионы титана легируются в кристаллическую решетку Al_2O_3 . На этом лазере получены в последнее время наиболее короткие и мощные импульсы излучения – при длительности импульса в десятки фемтосекунд мощность импульса достигает 10^{14} – 10^{15} Вт.

2.5. Химические лазеры

К химическим лазерам относятся такие лазеры, в которых инверсная населенность достигается за счет энергии, выделяемой в результате прохождения экзотермической химической реакции. Эти реакции могут быть нескольких типов:



В любом из рассмотренных вариантов энергия, которая выделяется в результате реакции, должна пойти на возбуждение колебательных или электронных состояний молекулы – продукта реакции.

Перейдем к рассмотрению конкретных представителей химических лазеров.

В HF лазере инверсная населенность возникает между колебательными уровнями молекулы HF при реакции замещения между атомарным фтором и молекулой водорода, находящимися в газовой фазе:



В результате этой реакции выделяется теплота приблизительно 32 ккал/моль, причем приблизительно 70% от нее идет на возбуждение колебательных состояний фторида водорода. Заселенными оказываются 2-й и 3-й колебательные уровни основного электронного состояния. Вследствие различий в скоростях термодинамической релаксации разных колебательных состояний в течение опре-

деленного периода времени населенность 2-го колебательного уровня приблизительно в 3 раза превышает населенность 1-го уровня, то есть на переходе 2→1 возникает большая инверсная населенность.

Еще большее количество теплоты (98 ккал/моль) выделяется в реакции атомарного водорода и молекулярного фтора:



При этом в молекуле HF возбуждаются колебательные уровни вплоть до 10-го. В реальном лазере реакции (2.31) и (2.32) протекают одновременно, и атомы фтора и водорода, образующиеся в одной из реакций, далее принимают участие в другой реакции.

В итоге генерация происходит на нескольких колебательных переходах в диапазоне уровней от 1-го до 6-го в спектральном диапазоне от 2,7 до 3,3 мкм. Характер генерации при этом практически такой же, что и в газовом CO лазере: наблюдается колебательно-вращательная структура, каскадная генерация, могут реализовываться условия для частичной инверсии между соседними колебательными уровнями (инверсия достигается между некоторыми вращательными состояниями соседних колебательных уровней, и генерация тогда возникает на линиях P-ветви).

Способы получения исходных компонентов для начала химических реакций могут быть разными. Например, атомарный фтор может быть получен при столкновениях молекулы SF₆ (или NF₃, UF₆) с электроном в электрическом разряде. Можно использовать также в исходной смеси молекулярные фтор и водород, диссоциация которых на атомы происходит в результате облучения УФ излучением:



Однако использование смеси, состоящей только из молекул фтора и водорода, нежелательно вследствие ее высокой взрывоопасности. Поэтому в исходные газовые смеси обычно добавляется молекулярный кислород.

В качестве источников УФ излучения можно использовать различные УФ лампы (например, кварцевые), а также искровые разряды. Эффективность УФ диссоциации выше по сравнению с использованием электрического разряда, однако в последнем случае удается достигать заметно более коротких времен диссоциации (дис-

соициация исходной смеси в электрическом разряде возможна за времена порядка наносекунд, тогда как при УФ диссоциации это происходит за микросекунды). Поэтому электрический разряд используется, как правило, в импульсных лазерах, а УФ воздействие чаще применяется для обеспечения работы лазера в непрерывном режиме.

HF лазер отличается большими величинами энергосъема с единицы объема активной среды – сотни джоулей с литра при атмосферном давлении газовой смеси.

Наряду с HF лазером, сходные характеристики имеют DF, HCl, HBr, DF лазеры, перекрывающие ближний ИК диапазон в области длин волн 3,5 – 5 мкм. Наибольшая выходная мощность получена в DF лазере – до нескольких мегаватт в непрерывном режиме.

Еще одним примером химического лазера является фотодиссоциационный иодный лазер, в котором инверсная населенность в атомарном иоде достигается в реакции фотолиза молекулы CF_3I :



В результате реакции иод образуется в состоянии ${}^2\text{P}_{1/2}$, откуда релаксирует в состояние ${}^2\text{P}_{3/2}$ с испусканием фотона на длине волн 1,315 мкм. Источником излучения для этой реакции могут служить кварцевые лампы.

2.6. Лазеры на центрах окраски

Активной средой в лазерах на центрах окраски (их еще называют лазерами на F-центрах) являются ионные диэлектрические кристаллы, прозрачные в видимой области спектра. К таким кристаллам относятся щелочно-галлоидные кристаллы, такие как LiF, KCl, NaCl, и щелочно-земельные кристаллы (фториды) CaF₂, BaF₂, а также корунд Al₂O₃. В беспримесном кристалле валентная зона полностью заполнена электронами, в зоне проводимости электроны отсутствуют, а в запрещенной зоне нет энергетических состояний. Если же в таком кристалле создать определенного рода дефекты решетки, то в запрещенной зоне возможно появление новых уровней энергии, что, как следствие, приведет к появлению определенных линий или полос поглощения кристалла. Характер этих полос определяется типом дефекта.

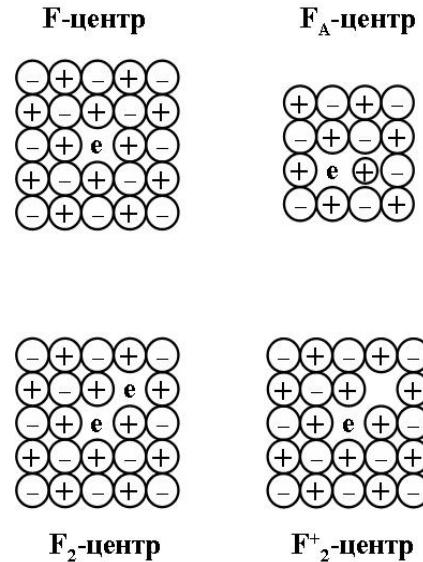


Рис. 2.21. Виды F-центров

Одним из таких дефектов называют F-центр, который является точечным дефектом в том смысле, что нарушения кристаллической структуры, вызванные им, сравнимы с межатомными расстояниями кристаллической структуры. Различают несколько видов F-центров. Самым простым случаем является непосредственно F-центр. Предположим, что в кристалле каким-либо образом удален анион из узла кристаллической решетки. Тогда в этом узле возникает точечная анионная вакансия. Если вблизи этой вакансии оказывается свободный электрон, то он может занять место удаленного иона и удерживаться (локализоваться) на месте электрическим полем решетки. Это и есть F-центр (схематичное изображение приведено на рис. 2.21). F_A-центр получается из F-центра при условии, что один из ближайших к электрону положительных ионов замещается положительным ионом другого вещества (например, ион натрия замещается ионом калия). Если имеются два соседних F-центра, расположенные в одной кристаллографической плоскости,

то такой дефект называется F₂-центром, из которого однократной ионизацией получается F₂⁺-центр.

Имеется несколько способов создания F-центров. При радиационном способе кристалл облучается одним из видов излучения: УФ излучением, рентгеновским или гамма-излучением. Квант излучения поглощается ионом галогена, который теряет электрон, после чего становится нейтральным атомом и уходит из узла кристаллической решетки. Освобожденный же электрон занимает его место в анионной вакансии, образуя таким образом F-центр.

В аддитивном способе кристалл прогревается в парах щелочного металла. При нагреве щелочной металл ионизируется, и электрон, проникая внутрь кристалла, при дальнейшем охлаждении локализуется в анионной вакансии.

В случае электронно-лучевого способа кристалл облучается электронами высокой энергии, которые проникают внутрь кристалла и затем локализуются в анионных вакансиях.

Для перечисленных выше кристаллов образование различных разновидностей F-центров приводит к появлению таких уровней энергии в запрещенной зоне, что обусловленные ими длины волн поглощения попадают в видимую область спектра, в результате чего кристалл получает окраску. Поэтому такие F-центры называются центрами окраски. Если перевести электрон на уровень энергии, обусловленный наличием F-центра, то релаксация этого состояния происходит излучательно (люминесценция) с длинами волн, большими по сравнению с длиной волны возбуждения и отличающимися в ближнюю ИК область.

Для понимания механизма накачки и лазерной генерации рассмотрим энергетические состояния кристалла, обусловленные наличием в нем F-центров. Так же, как и при рассмотрении лазера на александrite, необходимо учитывать колебания F-центров относительно равновесного состояния, обусловленные воздействием на него полей кристаллической решетки. Это приводит к зависимости энергии F-центров от некоторой обобщенной конфигурационной координаты (рис. 2.22) и к появлению колебательной структуры электронных состояний.

При этом вследствие большого числа колебательных степеней свободы количество колебательных состояний велико, а сами коле-

бательные уровни перекрываются между собой, образуя широкие полосы. Вследствие этого процессы накачки и релаксации возбужденных состояний похожи на аналогичные процессы в лазерах на красителях.

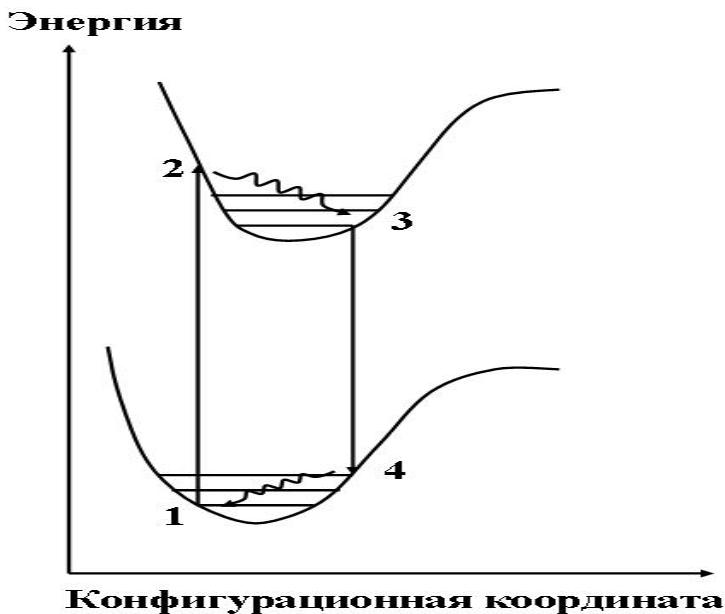


Рис. 2.22. Схема накачки в лазерах на центрах окраски

Излучение накачки переводит электроны из колебательных состояний, расположенных вблизи дна основного электронного состояния (условно это можно считать уровнем 1), на колебательные уровни возбужденного электронного состояния, не расположенные вблизи его дна (уровень 2). В результате быстрой безызлучательной релаксации электроны переходят на нижерасположенные колебательные уровни данного электронного состояния (уровень 3), после чего в соответствии с принципом Франка–Кондона излучательно релаксируют на колебательные уровни основного электронного состояния (уровень 4). Далее происходит быстрая безызлучательная релаксация на нижние колебательные уровни (уровень 1) и цикл завершается. Поскольку времена безызлучательной релакса-

ции в пределах одного электронного состояния составляют пикосекунды, а времена излучательной релаксации достигают десятков наносекунд, то выполняются все условия для генерации лазера по классической четырехуровневой схеме накачки.

Для накачки лазеров на F-центрах, также как и в случае лазеров на красителях, удобно использовать лазерное излучение (например, Kr лазер на длине волны 647 нм или неодимовый лазер). Отличие от лазеров на красителях заключается в том, что если в лазерах на красителях необходимо геометрически совместить луч лазера накачки и струю красителя, то в лазерах на центрах окраски излучение источника накачки пропускается через входное окно, имеющее большой коэффициент отражения на длине волны лазера на центре окраски и маленький коэффициент отражения на длине волны лазера накачки.

Лазеры на центрах окраски могут работать как в непрерывном, так и в импульсном режимах генерации. Характерные мощности их излучения в непрерывном режиме достигают нескольких ватт. В импульсном режиме (синхронизация мод) длительности импульсов могут быть уменьшены до нескольких пикосекунд и даже меньше. Лазеры на центрах окраски перекрывают спектральный диапазон приблизительно от 0,6 до 4 мкм с возможностью плавной перестройки длины волны излучения посредством использования селективных резонаторов и интерферометров Фабри–Перо.

2.7. Полупроводниковые лазеры

Полупроводниковые лазеры являются по-существу твердотельными лазерами, однако специфический механизм накачки в них обуславливает выделение этих лазеров в отдельный класс. В настоящее время полупроводниковые лазеры являются наиболее широко используемыми источниками когерентного излучения в различных областях человеческой деятельности. Ежегодно в мире выпускается сотни миллионов этих лазеров. Спектральный диапазон, перекрываемый излучением полупроводниковых лазеров, лежит в области длин волн от УФ до 40 мкм.

В самом простом приближении механизм возникновения инверсной населенности в полупроводнике можно представить с по-

мощью следующей упрощенной схемы. Пусть полупроводник находится при температуре, близкой к 0 К. Тогда можно считать, что все состояния валентной зоны заняты электронами, а в зоне проводимости электронов нет (рис. 2.23). Если каким-либо образом перевести электроны внутрь зоны проводимости, что они очень быстро срелаксируют на самые нижние уровни энергии этой зоны. Вместе с этим состояния вверху валентной зоны окажутся незанятыми. Тогда между нижними состояниями зоны проводимости и верхними состояниями валентной зоны возникнет инверсная населенность.

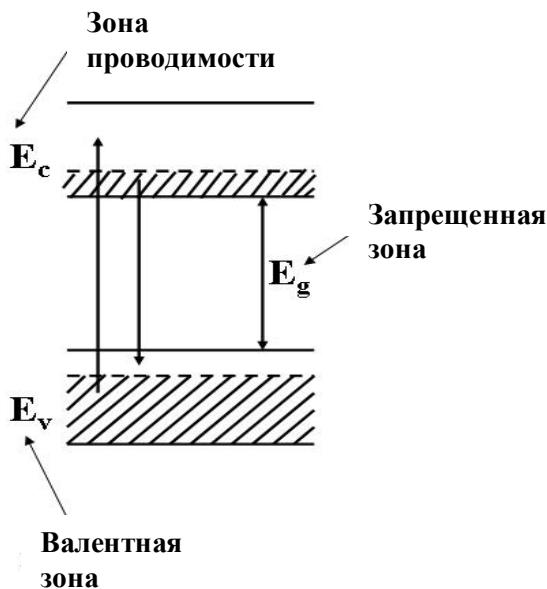


Рис. 2.23. Принцип накачки в полупроводниковом лазере

Однако такую схему накачки на практике реализовать сложно хотя бы потому, что полупроводник необходимо поддерживать при близких к абсолютному нулю температурах. Основным механизмом накачки в полупроводниковых лазерах является инжекция – диффузия электронов, находящихся в зоне проводимости, в так на-

зывающую активную область (область, где создается инверсная населенность) через р-п переход с последующей рекомбинацией электронов с дырками валентной зоны, сопровождающейся излучением. Поэтому такие лазеры получили название инжекционных.

Первый инжекционный лазер был создан на полупроводнике GaAs на гомопереходе. В этом лазере как р-, так и п-области выполнены из GaAs. При этом они легируются примесями до вырождения, что означает, что уровни Ферми в р-области попадают в валентную зону, а в п-области – в зону проводимости (рис. 2.24).

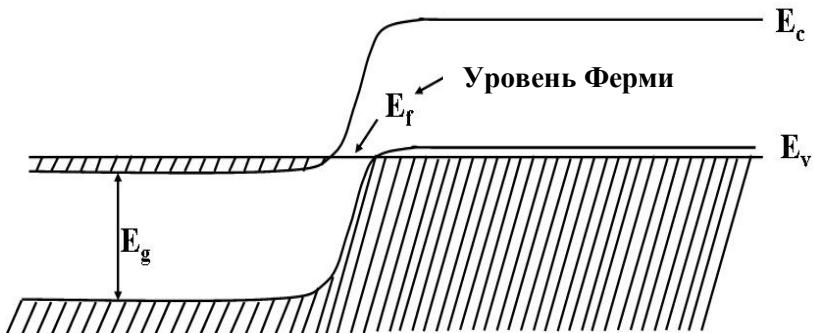


Рис. 2.24. Энергетическая диаграмма для случая вырожденных полупроводников без приложенного напряжения

Если к полупроводнику не приложено напряжение, то уровни Ферми в обеих областях имеют одну и ту же энергию, и электроны из зоны проводимости п-области никак не могут проникнуть в зону проводимости р-области. Если же приложить смещающее в прямом направлении напряжение V , уровни Ферми в р- и п-областях разойдутся на величину $\Delta E = eV$, а в области р-п перехода возникнут квазиуровни Ферми, причем, как это видно на рис. 2.25, в этой области электроны из п-области получают возможность диффундировать (инжектироваться) в р-область (аналогичным образом можно говорить о том, что дырки из р-области диффундируют в п-область). Тогда в области р-п перехода возникает инверсная населенность, и электроны рекомбинируют с дырками с испусканием кванта излучения. Толщина области, в которой возникает инверсная населенность (активная область), определяется скоростью диффузии электронов и временем жизни электрона в зоне проводимости до его

рекомбинации с дыркой. В полупроводнике на GaA толщина активной области составляет порядка 1 мкм. Величину смещающего напряжения также легко оценить из простого соображения, что по порядку величины смещение уровней Ферми должно быть сопоставимо с шириной запрещенной зоны. В GaA лазере $V \approx 1,5$ В.

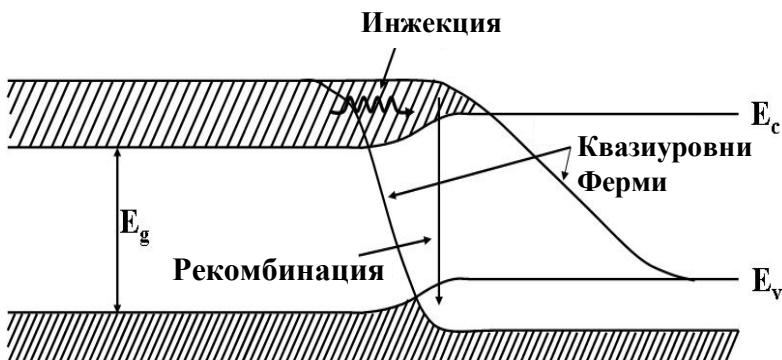


Рис. 2.25. Энергетическая диаграмма для случая вырожденных полупроводников при приложении напряжения смещения

Конструктивно рассмотренный лазер выглядит, как показано на рис. 2.26.

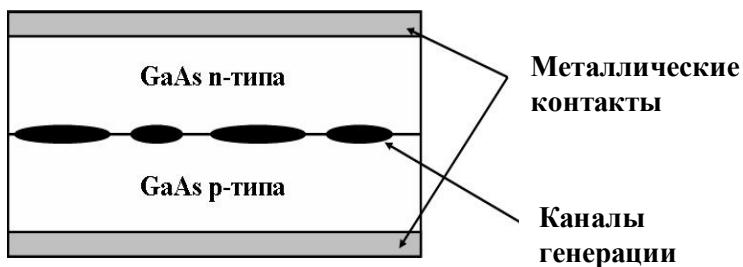


Рис. 2.26. Вид с торца лазера на гомопереходе

Типичные размеры кристалла составляют 100 мкм по высоте, 200 мкм по ширине, 200–500 мкм по длине. Торцы кристалла вдоль длины делаются параллельными друг другу путем их скальвания вдоль кристаллографических плоскостей, что позволяет использовать их в качестве зеркал резонатора. Коэффициенты отражения

таких зеркал составляют значения 30-40%, что в условиях очень больших коэффициентов усиления вполне достаточно для обеспечения обратной связи. Область р-п перехода расположена в середине кристалла по его высоте, на поверхностях кристалла формируются омические контакты, а сам кристалл устанавливается на теплоотводящую подложку.

Основным недостатком гомолазера является высокая пороговая плотность тока – примерно 10^5 А/см² при комнатной температуре. Для ее снижения кристалл приходится охлаждать до криогенных температур, и только в этом случае лазер может работать в непрерывном режиме. Кроме того, усиление возникает по всей ширине кристалла в области р-п перехода, и при неизбежном наличии каких-либо неоднородностей генерация возникает во многих каналах, что существенно ухудшает свойства излучения. Поэтому были разработаны сначала полосковые полупроводниковые лазеры, а затем лазеры на гетероструктурах, которые и используются успешно в настоящее время.

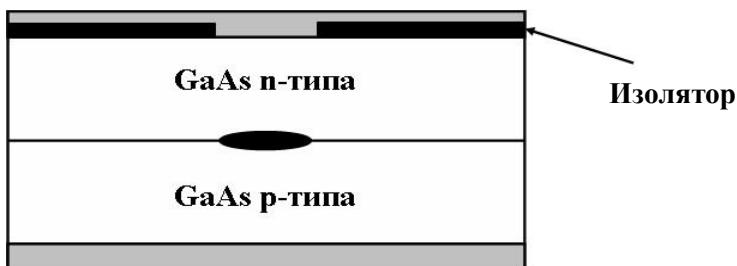


Рис. 2.27. Полосковый лазер на гомопереходе

Лазер с полосковой структурой (рис. 2.27) отличается от рассмотренного выше тем, что на поверхность кристалла наносится слой изолирующего покрытия, в котором ортогонально зеркалам вырезается полоса шириной порядка 10 мкм. Таким образом, ток локализован только в пределах этой полосы, что позволяет избежать многоканальной генерации. Помимо этого, ограничение области усиления приводит к лучшему теплоотводу и, как следствие, к меньшему нагреву.

Под гетероструктурой понимается область контакта двух разнородных полупроводников в том смысле, что они должны обла-

дать разной шириной запрещенной зоны, в то время как параметры их решеток должны как можно меньше различаться (в этом случае возникает минимальное количество дефектов и механических напряжений в области их контакта). Типичным примером гетероструктуры является структура GaAs и $\text{Ga}_{0,7}\text{Al}_{0,3}\text{As}$. У GaAs ширина запрещенной зоны меньше, а показатель преломления больше. Гетероструктура P-типа приведена на рис. 2.28.

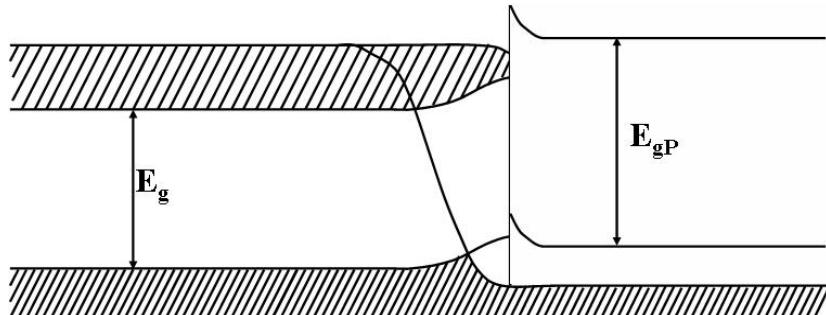


Рис. 2.28. Гетероструктура с ограничивающим p-P гетеропереходом

Из-за различия ширин запрещенных зон возникает так называемый электронный барьер – электроны из полупроводника с меньшей шириной запрещенной зоны не могут диффундировать в полупроводник с большей шириной запрещенной зоны. Это приводит к тому, что величина инверсии возрастает и, следовательно, плотности порогового тока становятся существенно меньшими (при мерно на два порядка по сравнению с гомолазером). Кроме того, различие в показателях преломления приводит к волноводному эффекту, причем возможно возникновение полного внутреннего отражения на границе полупроводников двух типов. Тогда излучение будет сосредоточено практически полностью в активной области. Аналогичным образом создается гетероструктура N-типа.

На рис. 2.29 приведена конструкция полупроводникового лазера на двойной гетероструктуре (в таком лазере создаются P- и N-гетероструктуры одновременно, в противном случае говорят об одинарной гетероструктуре, такие лазеры в настоящее время практически не используются). Эта структура образована kontaktами $\text{Ga}_{0,7}\text{Al}_{0,3}\text{As}$ -(n-типа)-GaAs и GaAs- $\text{Ga}_{0,7}\text{Al}_{0,3}\text{As}$ -(p-типа). Толщина активной области GaAs составляет 0,1–0,3 мкм. Дополнительные

подложки из GaAs делаются потому, что на них удобнее осуществлять омические контакты.

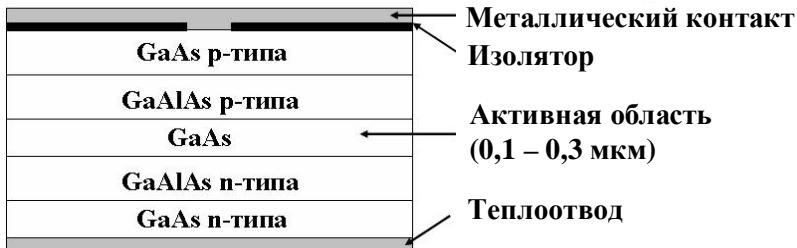


Рис. 2.29. Вид с торца лазера на двойном гетеропереходе

Рассмотрим основные характеристики полупроводниковых лазеров. Одним из основных отличий этих лазеров от рассмотренных ранее является крайне малая длина оптического резонатора, что приводит к большим межмодовым расстояниям. В область усиления полупроводникового лазера могут попасть сотни мод. Однако при хорошей пространственной и спектральной однородности линии усиления генерация происходит преимущественно в одномодовом режиме. При нарушении же однородности генерация может происходить на нескольких продольных модах. Расстояния между соседними модами для различных полупроводниковых лазеров определяется областью спектра, в которых они излучают, и лежат в диапазоне $0,5 – 3 \text{ см}^{-1}$. Поэтому спектр излучения полупроводниковых лазеров охватывает диапазон до $5 – 10 \text{ нм}$. Вообще, длина волны излучения полупроводникового лазера сильно зависит от температуры кристалла – при изменении температуры меняется показатель преломления активной среды, и частоты мод меняются. Температуру активной среды можно менять как непосредственно ее охлаждением или нагревом, так и изменением тока накачки.

Зависимости выходной мощности излучения лазера от тока накачки приведены на рис. 2.30. Выходные мощности излучения в непрерывном режиме не превышают величин порядка 10 мВт , поскольку при больших мощностях высокие интенсивности лазерного пучка могут разрушить кристалл. Величины пороговых токов сильно зависят от температуры кристалла (хорошо выполняется

зависимость $I_{\text{нор}} = \text{const} \cdot \exp(T / T_0)$, где T_0 – параметр кристалла) и для комнатной температуры не превышают нескольких десятков миллиампер. В импульсном режиме мощность излучения лазера на GaAs может достигать сотни ватт.

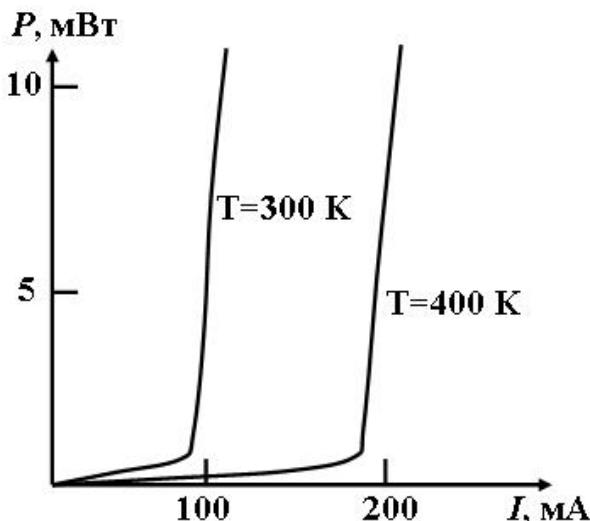


Рис. 2.30. Зависимости выходной мощности излучения от тока накачки

В настоящее время существует большое количество разновидностей полупроводниковых лазеров. Рассмотренный лазер на GaAs (длина волны излучения 0,85 мкм) относится к группе A^3B^5 . К этой же группе относятся лазеры на GaP (0,6 мкм), на InAs (5 мкм) и ряд других. Другой группой лазеров является группа A^4B^6 . К ней относятся лазеры на PbSSe, PbSnTe, PbSTe. Эти лазеры могут работать в непрерывном режиме только при охлаждении до температур жидкого гелия, а в импульсном – до температур жидкого азота. Эти лазеры излучают в диапазоне от 3,5 до 40 мкм. Третью категорию составляют лазеры, относящиеся к группе A^2B^6 – лазеры на CdS, ZnS, ZnSe, излучающие в коротковолновом спектральном диапазоне – в сине-зеленой и в ближней УФ областях спектра.

Контрольные вопросы

1. Назовите известные вам атомарные газовые лазеры.
2. Каков наиболее широко распространенный механизм накачки в газовых лазерах?
3. Как соотносятся между собой однородная и неоднородная ширины линий в газовых лазерах?
4. В каких режимах может работать аргоновый лазер?
5. Назовите газовые лазеры, излучающие в УФ диапазоне.
6. В каких целях используются многослойные интерференционные покрытия зеркал резонатора?
7. Для чего окошки газоразрядной трубки срезают под углом Брюстера?
8. Что такая реакция Пеннинга?
9. Что такая частичная населенность?
10. На переходах между какими состояниями работают лазеры на окиси и на двуокиси углерода?
11. На переходах между какими состояниями работают азотный и водородный лазеры?
12. Что такое VV -обмен и VT -релаксация?
13. В чем преимущество лазеров на двуокиси углерода с попечной прокачкой?
14. Что такое TEA CO_2 лазер?
15. Что такое распределение Тринора?
16. Каков механизм опустошения нижнего лазерного уровня в гелий-неоновом лазере?
17. Что означает термин “самоограниченный переход”?
18. Что из себя представляет молекула эксимера?
19. Каков механизм накачки в эксимерных лазерах?
20. В каких режимах могут работать эксимерные лазеры?
21. Какие вещества называются красителями?
22. Что такая конфигурационная координата?
23. Что такая синглет-триплетная конверсия?
24. Назовите основные каналы релаксации возбужденных состояний в лазерах на красителях.
25. Назовите известные вам группы красителей.
26. Что является активной средой в твердотельных лазерах?
27. Какие схемы накачки в рубиновом и в неодимовом лазере?

28. Сравните основные характеристики неодимовых лазеров на гранате и на стекле.
29. В каких режимах могут работать рубиновый и неодимовый лазеры?
30. Что называется сенсибилизацией?
31. С чем связано существование оптимальных концентраций ионов хрома и неодима в рубиновом и неодимовом лазерах?
32. Каков механизм накачки в химических лазерах?
33. В каких спектральных диапазонах излучают химические лазеры?
34. Каков механизм накачки в иодном фотодиссоциационном лазере?
35. Что называется F-центром? Перечислите известные вам разновидности F-центров.
36. Назовите методы создания F-центров?
37. Что такое валентная зона, запрещенная зона и зона проводимости?
38. Что такое квазиуровни Ферми?
39. Чем отличаются полупроводниковые лазеры на гетеропереходе от лазеров на гомопереходе?
40. Что такое инжекция электронов?
41. В каких спектральных диапазонах излучают полупроводниковые лазеры?
42. Что такое полосковая структура?
43. Как зависит мощность излучения полупроводникового лазера от тока накачки?
44. Каков модовый состав полупроводниковых лазеров?

3. ПРИМЕНЕНИЯ ЛАЗЕРОВ

В этом разделе рассмотрим некоторые области применения лазеров в современных технологиях, связанных с развитием ядерной энергетики.

3.1. Лазерное разделение изотопов

В основе метода лазерного разделения изотопов лежит возможность селективного возбуждения лазерным излучением атомов и молекул определенного изотопного состава. Эта возможность возникает из-за эффекта изотопического сдвига энергетических состояний, обусловленного различиями в массах частиц разных изотопов. Идея лазерного разделения изотопов впервые была высказана еще в 70-х годах двадцатого века. Однако ее реализация была в то время затруднена из-за отсутствия мощных лазерных источников, излучающих в требуемых спектральных диапазонах (прежде всего, в ИК области спектра).

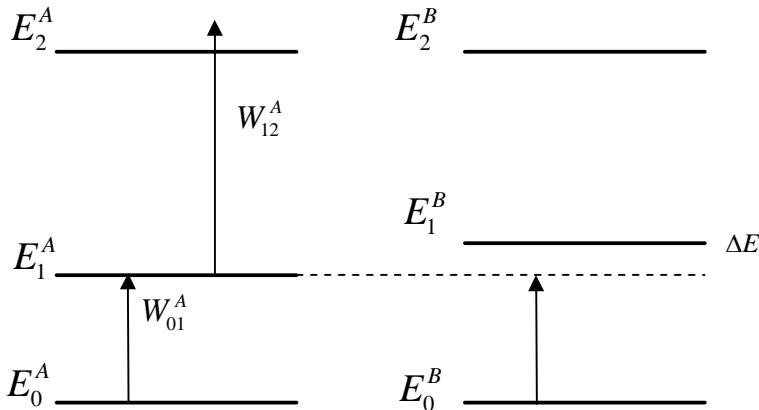


Рис. 3. 1. Схема энергетических состояний двух изотопов

Один из первых методов лазерного разделения изотопов, основанный на селективной фотоионизации атомов, был предложен В.С. Летоховым. Пусть имеется газовая смесь атомов одного и того же вещества, содержащая изотопы А и В, у которых вследствие

изотопического сдвига уровни энергии E_1^A и E_1^B смешены на величину ΔE (рис. 3.1). Тогда при воздействии на эту смесь излучением лазера, частота которого v_1 резонансна переходу между уровнями 0 и 1 изотопа А, будет возбуждаться только уровень 1 этого изотопа. Далее излучением второго лазера с частотой v_2 изотоп А ионизируется, после чего этот изотоп выводится из смеси различными способами, например, с помощью электрического поля. Таким образом, описанный процесс является двухступенчатым.

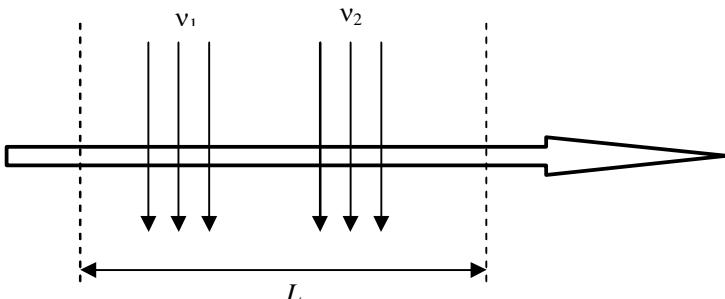


Рис. 3.2. Схема метода разделения изотопов, основанного на двухступенчатой фотодиссоциации

На практике предложенный способ может быть реализован следующим образом. Пучок атомов влетает с определенной скоростью V в область взаимодействия с лазерным излучением, длина которой равна L вдоль по потоку (рис. 3.2). В начале потока концентрация атомов нужного изотопного состава равна N_1 . Пучок последовательно взаимодействует с излучением двух лазеров, в результате чего на выходе из области взаимодействия концентрация ионов нужного изотопа увеличивается до N_2 . Соответственно мерой эффективности способа является отношение $\eta = (N_2 - N_1)/N_0$ (N_0 – полная концентрация обоих изотопов). В зависимости от условий, при которых осуществляется разделение изотопов, эффективность может быть существенно разной.

Пусть, например, лазеры работают в непрерывном режиме с постоянной мощностью, и их излучение падает нормально по направлению к пучку атомов. Введем время пролета атомов через область

взаимодействия с лазерным излучением $\tau_0 = L / v$. Для того, чтобы метод был эффективен, это время должно быть больше по сравнению со временем жизни возбужденного 1-го уровня τ_1 . В противном случае населенность уровня 1 будет слишком низкой. Это означает, что переходы $1 \leftrightarrow 0$ должны быть запрещены в приближении электрического диполя. Однако необходимо учитывать возможное насыщение уровня 1 излучением первого лазера. Если ρ_1 – плотность мощности излучения первого лазера, то вероятность индуцированных переходов $0 \rightarrow 1$ определяется так:

$$W_{01}^A = B_{01}\rho_1$$

где B_{01} – коэффициент Эйнштейна для соответствующего перехода.

Тогда возможны 2 случая: $W_{01}^A\tau_1 << 1$ или $W_{01}^A\tau_1 >> 1$.

В первом случае, который соответствует отсутствию насыщения на переходе $0 \rightarrow 1$:

$$\eta = 1 - \exp(-\tau_0 / \tau), \quad (3.1)$$

где величину $\tau = \frac{1}{W_{01}^A W_{12}^A \tau_1}$ можно рассматривать как эффективное

время жизни 1-го уровня изотопа А.

Во втором случае (в условиях насыщения перехода $0 \rightarrow 1$) выражение для η остается тем же самым, однако эффективное время жизни в нем определяется выражением:

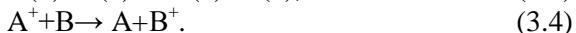
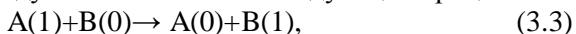
$$\tau = \frac{2}{W_{12}^A} \quad (3.2)$$

и становится существенно больше по сравнению с первым случаем.

Поэтому эффективность η при прочих равных условиях значительно возрастает.

Максимально достижимое значение $\eta=1$, что указывает на ионизацию всех атомов нужного изотопа, изначально присутствующих в смеси. Это значение достигается в предельном случае, когда $\tau_0 >> \tau$. Из этого, казалось бы, следует, что чем меньше скорость потока, тем выше эффективность разделения изотопов. Однако это не так. Проведенное выше рассмотрение не учитывает ряд процес-

сов, приводящих к уменьшению эффективности метода. Основными из них являются следующие. Во-первых, энергетические состояния имеют конечную ширину, обусловленную как столкновительными процессами, так и эффектом Доплера, причем ширина линии поглощения на переходе $0 \rightarrow 1$ может оказаться сравнимой по порядку с величиной ΔE . Тогда наряду с возбуждением 1-го уровня изотопа А излучением с частотой v_1 частично будет возбуждаться и 1-й уровень изотопа В, что ухудшает селективность метода, поскольку под воздействием излучения с частотой v_2 изотоп В также будет ионизироваться. Во-вторых, при столкновениях атомов двух изотопов между собой возможны следующие процессы:



Первый процесс называется резонансной передачей энергии, а второй – резонансной перезарядкой.

Поскольку столкновительная ширина прямо пропорциональна концентрации атомов, то возникает ограничение на максимально возможные плотности газа и, как следствие, на эффективность метода. Для уменьшения доплеровской ширины и максимального исключения столкновений используются коллимированные пучки.

Численные оценки дают следующие результаты. Выбор длины области взаимодействия и скорости потока определяется величиной τ , которая зависит от мощности излучения лазеров. В условиях насыщения перехода $0 \rightarrow 1$ τ зависит только от плотности мощности второго лазера. Для характерных величин сечений переходов порядка 10^{-17} см^2 , при поперечных сечениях пучка газа, составляющих доли сантиметра, можно получить $\tau \approx 0,1 \text{ мс}$ при плотностях мощности второго лазера на уровне сотен ватт на квадратный сантиметр. Тогда без учета резонансной передачи энергии и резонансной перезарядки значение $\eta \approx 1$ может быть достигнуто при скорости потока порядка $10^4 \text{ см}/\text{с}$, длине области взаимодействия 2–3 см и при плотности мощности первого лазера порядка сотен милливатт на квадратный сантиметр.

При учете резонансной передачи энергии и резонансной перезарядки значение $\eta \approx 1$ также может быть достигнуто, однако при этом существенно снижается производительность метода, что яв-

ляется существенным ограничением для его применения в промышленных масштабах.

Помимо двухступенчатого метода может быть применена также многоступенчатая фотоионизация нужного сорта изотопа. Так, для разделения изотопов урана была использована четырехступенчатая фотоионизация, в которой использовались 3 лазера, излучающие в видимой области спектра, которые последовательно переводили нужный изотоп урана из основного состояния на все более высокие уровни энергии, и 4-й лазер, излучение которого на последнем этапе ионизировало этот изотоп.

Еще одним способом разделения изотопов является столкновение возбужденного лазерным излучением изотопа с частицей буферного атома в скрещенных пучках, в результате которого происходит ионизация:



Этот способ также был применен для разделения изотопов урана. В реакции (3.5) в качестве буферов использовались цезий, барий алюминий, таллий, а также фторид серы. В последнем случае ионизация происходила в результате следующих реакций:



Также может быть использован способ ионизации возбужденных изотопов в сильных электростатических полях. В этом случае излучением лазера (или нескольких лазеров) возбуждаются состояния, близкие к энергии ионизации. Прикладываемое затем электрическое поле так меняет энергетические состояния атома, что возбужденное лазером состояние попадает в непрерывный спектр, и атом ионизируется.

Данный способ был использован для разделения изотопов наatriя. Лазерное возбуждение являлось двухступенчатым, в качестве источников использовались лазеры на красителях, излучающие в видимой области спектра.

Для разделения изотопов молекул также может быть использована селективная N -ступенчатая фотоионизация (в данном случае это фотодиссоциация), которая во многих отношениях аналогична разделению изотопов атомов. Молекулы, находящиеся на низких

колебательно-вращательных уровнях основного электронного состояния, одновременно облучаются излучениями ИК диапазона, а также видимого или УФ диапазона. ИК излучение возбуждает колебательно-вращательные состояния, расположенные вблизи энергии диссоциации, а излучение видимого диапазона или УФ излучение переводят молекулу в непрерывный спектр. Необходимо при этом, чтобы длины волн излучения видимого диапазона или УФ излучения были такими, чтобы они фотодиссоциировали молекулу из возбужденных состояний и не могли сделать этого из низких состояний.

Этот метод был впервые использован для разделения изотопов азота и бора. В качестве источника ИК излучения использовался лазер на двуокиси углерода, который воздействовал на молекулы NH_3 и BCl_3 . В качестве источника УФ излучения использовался немонохроматический источник.

Фотодиссоциация молекулы может быть обеспечена и при использовании только одного ИК лазера, частота излучения которого резонансна первому колебательному кванту молекулы. При этом необходимо, чтобы плотность мощности источника и вероятность перехода $0 \rightarrow 1$ были большими. Высокая селективность метода достигается при импульсном возбуждении, когда длительность импульса меньше времен газокинетических столкновений, поскольку при этом столкновительные процессы не успевают ухудшить степень селективности возбуждения нужного изотопа. Такой метод называется методом мгновенной диссоциации. Очевидно, что для достижения энергии диссоциации молекула должна поглотить несколько десятков квантов света. Это было бы возможно при отсутствии ангармонизма. При наличии же ангармонизма чисто радиационное поглощение не может являться объяснением диссоциации молекулы в случае облучения излучением с фиксированной частотой, резонансной только первому колебательному кванту. Привлечение механизма VV -обмена не может помочь в данном случае, поскольку в процессах VV -обмена эффективно заселяются колебательные состояния до определенного значения колебательного квантового числа. Далее населенность начинает быстро падать вследствие того, что скорость VT -релаксации начинает существенно превышать скорость VV -обмена.

Для объяснения диссоциации молекул необходимо вспомнить о наличии вращательной структуры, большом количестве колебательных состояний многоатомных молекул и о возникновении динамического эффекта Штарка в сильных электромагнитных полях, который приводит к уширению энергетических состояний. Все эти факторы приводят к тому, что выход излучения из резонанса по мере поглощения молекулами квантов света компенсируется конечной шириной энергетических состояний. Расстояние между состояниями может быть сравнимо или даже меньше ширины этих состояний, что приводит к квазинепрерывным полосам поглощения.

Рассмотренный метод был реализован для разделения изотопов бора. В качестве лазерного источника использовался CO_2 лазер, излучение которого воздействовало на смесь молекул BCl_3 , содержащих изотопы бора ^{10}B и ^{11}B . В зависимости от частоты излучения лазера, резонансной частоте первого колебательного кванта либо $^{10}\text{BCl}_3$, либо $^{11}\text{BCl}_3$, наблюдался выход определенного изотопа бора. Это фиксировалось путем добавления в газовую смесь кислорода, который, вступая в реакцию с ионом бора, образовывал BO в возбужденном состоянии. Релаксация BO в основное состояние сопровождалась люминесценцией, спектр которой позволял однозначно идентифицировать изотопный состав этой молекулы.

Аналогичные эксперименты проводились по разделению изотопов серы в молекулах SF_6 с теми же самыми результатами.

Возможна также ситуация, когда излучение лазера с частотой, резонансной частоте первого колебательного кванта основного электронного состояния, приводит к переходу молекулы в более высокое электронное состояние. Это происходит тогда, когда дно потенциальной кривой более высокого электронного состояния расположено ниже энергии диссоциации основного электронного состояния. Процессы поглощения при этом происходят по рассмотренной выше схеме, с тем лишь исключением, что переход в непрерывный спектр в конечном итоге происходит из возбужденного электронного состояния. Может быть также реализована схема, когда молекула в результате последовательного воздействия квантов света перейдет в отталкивательное электронное состояние,

пересекающее связанное состояние, и распадается в результате предиссоциации.

В любом случае, необходимым условием для того, чтобы рассмотренные методы имели высокую эффективность, является требование, чтобы величина изотопического сдвига была большей по сравнению с величиной ангармонизма. С учетом того, что величина изотопического сдвига падает с ростом массы, эти методы трудно реализовать на практике для тяжелых молекул.

Помимо рассмотренных процессов многоступенчатой фотодиссоциации для разделения изотопов можно использовать одноступенчатые методы. Таких методов несколько. Один из них заключается в том, что сначала излучением лазера нужный изотоп переводится в возбужденное состояние. Далее возбужденный изотоп вступает в химическую реакцию с неким веществом (если изотоп находится в основном состоянии, химическая реакция не идет) и переходит в другое агрегатное состояние, что и позволяет разделить изотопы.

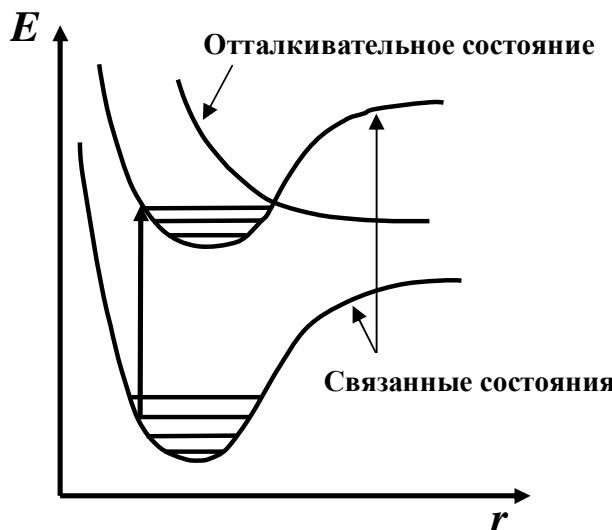


Рис. 3.3. Сущность метода фотопредиссоциации

Такой способ был реализован для разделения изотопов водорода идейтерия, изначально находящихся в газовой смеси друг с другом.

гом в виде молекул метанола CH_3OH и дейтерометанола CD_3OD . Излучение HF лазера с длиной волны 2,7 мкм селективно возбуждало колебательно-вращательные уровни основного электронного состояния метанола, после чего он вступал в химическую реакцию с парами Br_2 и выходил из газовой фазы. В течение минуты воздействия лазерным излучением доля дейтерометанола в смеси увеличилась с 50 до 95%.

Еще более перспективным является метод одноступенчатой фотопредиссоциации. Если возбужденное связанное электронное состояние молекулы пересекается с отталкивательным (рис. 3.3), то вероятность предиссоциации велика в небольшом диапазоне колебательных квантовых чисел возбужденного электронного состояния. Это позволяет изотопически-селективно возбуждать нужный диапазон колебательных состояний при облучении смеси изотопов монохроматическим лазерным излучением. Стоит отметить, что скорости предиссоциации существенно превышают скорости колебательной релаксации, что позволяет добиваться высокой эффективности метода.

Впервые фотопредиссоциационный метод был практически реализован для разделения изотопов водорода и дейтерия в молекулярной смеси H_2CO и D_2CO при использовании в качестве источника лазерного излучения второй гармоники рубинового лазера на длине волны 347,2 нм. Лазер излучал в импульсном режиме с длительностями импульсов 15 нс и с мощностью импульса 8 МВт. После облучения молекулярной смеси 25 импульсами доля дейтерия в продуктах диссоциации возросла в 6 раз.

Одним из преимуществ использования метода одноступенчатой фотопредиссоциации является большое количество частотно-перестраиваемых лазеров, перекрывающих спектральный диапазон от УФ до ИК областей. Это позволяет подобрать нужный источник излучения для огромного числа молекул.

Один из общих недостатков всех методов разделения изотопов состоит в том, что в них достаточно сложно избежать нежелательных столкновений между частицами. Во многом преодолеть это препятствие позволяют так называемые пучковые методы, когда химические реакции происходят в скрещенных молекулярных пучках. В пучках практически исключаются все столкновения, кроме

столкновений между частицами-реагентами химических реакций. Такой метод был применен для разделения изотопов водорода и дейтерия в скрещенных пучках К и HCl:



Возбуждение первого колебательного кванта хлороводорода осуществлялось излучением HCl лазера.

Метод избирательной адсорбции на охлажденной стенке основан на разных скоростях адсорбции молекул разного изотопного состава. Действительно, поскольку скорость адсорбции определяется так называемым коэффициентом прилипания:

$$k = 1 - \exp(-E_k / (E_v + E_t)), \quad (3.9)$$

где E_k – критическая энергия адсорбции, величина которой зависит от температуры стенки, E_v , E_t – колебательная и поступательная энергии соответственно, то даже при малых величинах изотопического сдвига колебательных состояний коэффициенты прилипания сильно различаются.

Для эффективного использования этого метода оказывается достаточным возбуждение первого колебательного уровня, что существенно упрощает всю схему.

Метод был реализован для разделения изотопов бор-10 и бор-11, находящихся изначально в газовой смеси в составе молекул BCl_3 . Эта смесь пропускалась через трубку длиной 30 см, изготовленную из нержавеющей стали, температура стенок которой охлаждалась до 160 К. Трубка просвечивалась излучением непрерывного CO_2 лазера мощностью 30 Вт. Поскольку скорость поверхностной адсорбции больше для более тяжелых молекул, то газовая смесь должна обогащаться молекулами более легкого изотопа. В самом деле, на выходе трубы доля молекул $^{10}BCl_3$ в смеси возрас- тала более чем на 50%. В отсутствие излучения лазера доля молекул разного изотопного состава на выходе трубы оставалась неизменной.

Очевидно, что эффективность метода зависит от населенностей возбужденных колебательных состояний. Это предъявляет требования к мощности лазерного излучения, поскольку она должна быть достаточной для насыщения соответствующего перехода.

Помимо адсорбции на охлажденной стенке, могут быть использованы такие механизмы разделения изотопов, которые основаны

на разных скоростях протекания некоторых процессов (растворимость газов в жидкостях, диффузия в адсорбентах, релаксация газов на аэрозолях и др.) для молекул разного изотопного состава. Основанные на этих механизмах методы получили название одноступенчатых гетерогенных методов разделения изотопов.

Одной из наиболее привлекательных особенностей гетерогенных методов является возможность работы в непрерывном режиме.

Еще один метод изотопного разделения молекул основан на возможности селекции колебательно-возбужденных молекул в сильном неоднородном электростатическом поле. Известно, что симметричные молекулы, которые в основном состоянии не имеют собственного дипольного момента, в возбужденном колебательном состоянии приобретают постоянный дипольный момент d , величина которого равна

$$d = \frac{\mu_{02} + a\mu_{01}}{2}, \quad (3.10)$$

где a – безразмерная константа, μ_{01} и μ_{02} – матричные элементы колебательных переходов $0 \rightarrow 1$ и $0 \rightarrow 2$.

Следовательно, в соответствии с линейным эффектом Штарка молекулы будут отклоняться в неоднородном электрическом поле. Поскольку матричные элементы зависят от массы молекулы, то степень отклонения разных изотопов будет отличаться.

По порядку величины $a \approx \sqrt{\Delta\omega/\omega}$ (ω – частота колебательного кванта, $\Delta\omega$ – изменение частоты колебательного кванта вследствие ангармонизма), и, в частности, для молекул типа XY_4 $\mu_{02} \approx 0,1\mu_{01}$, что приводит к достаточно большим величинам d .

Использование данного метода в экспериментах с такими молекулами, как CCl_4 , CF_4 , SiF_4 , TiF_4 и др., показало его эффективность: отклонение молекул нужного изотопного состава могло в зависимости от напряженности поля достигать 10^0 . Для эффективного использования этого метода, очевидно, необходимы хорошо сколлизированные молекулярные пучки, обеспечивающие минимальную частоту столкновений молекул.

Не все рассмотренные методы разделения изотопов к настоящему времени получили широкое распространение – одни остаются лишь теоретическими возможностями, другие используются в

лабораторных экспериментах. Одним из методов, который успешно применяется на промышленном уровне, является метод селективной фотоионизации, использующийся для разделения изотопов атомов.

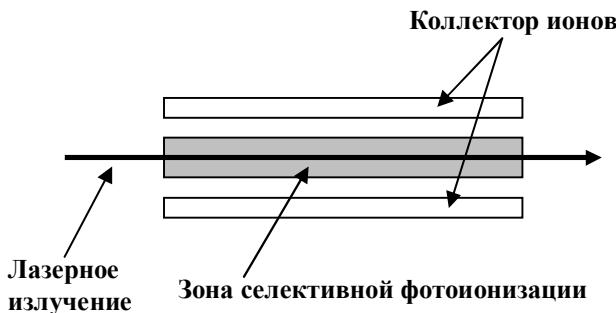


Рис. 3.4. Схема установки для лазерного разделения изотопов методом селективной фотоионизации

В самом простом варианте схема экспериментальной установки приведена на рис. 3.4.

Процесс разделения изотопов включает в себя следующие этапы. Сначала получают пар смеси изотопов из твердой фазы. В случае легкоплавких веществ это может осуществляться нагревом в печке, для тугоплавких веществ применяется испарение пучком электронов. Затем полученный пар ионизируется излучением нескольких лазеров. Основная задача, которая должна быть решена на этом этапе, заключается в обеспечении селективной ионизации нужного изотопа. Поэтому излучение лазеров должно быть высокостабильным по частоте, настроенной на переходы только одного изотопа. И, наконец, ионизированные атомы экстрагируются из смеси с помощью электрического поля (или с помощью комбинации электрического и магнитного полей) и переводятся в ту либо иную форму с помощью разнообразных химических методов.

Метод селективной фотоионизации используется для получения больших количеств смесей, слабо обогащенных ураном-235, для атомной энергетики. Другой областью его применения является получение, наоборот, существенно меньших количеств высоко

обогащенных продуктов, таких как иттербий-168 и изотопы палладия, с производительностью до нескольких килограммов в год.

Что касается проблемы обогащения урана, то фотоионизационный метод разделения изотопов все же не может конкурировать с традиционными технологиями, такими как газовое центрифугирование и электромагнитная сепарация, вследствие малой производительности.

Одной из распространенных схем селективной фотоионизации для получения иттербия-168 является трехступенчатая (рис. 3.5). Для ионизации используются перестраиваемые лазеры на красителях, накачиваемые излучением медных лазеров. Селекция осуществляется на переходе с длиной волны 581,067 нм.

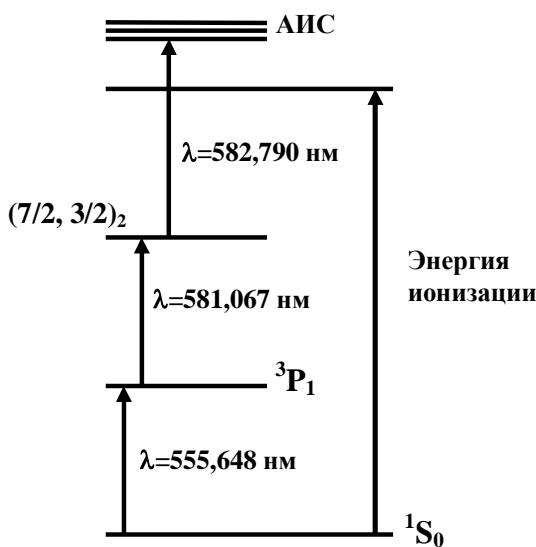


Рис. 3.5. Схема селективной фотодиссоциации иттербия

Основным состоянием иттербия является $^1\text{S}_0$. В соответствии с правилами отбора разрешенным оказывается переход $^1\text{S}_0 \rightarrow ^3\text{P}_1$ с длиной волны 555,648 нм. Однако на этом переходе не удается произвести селекцию иттербия-168, поскольку из-за наличия сверхтонкой структуры этого перехода и малых величин изотопи-

ческих сдвигов расстояния между линиями поглощения иттербия-168 и изотопов иттербия-171 и иттербия-173 очень малы (168 и 180 см^{-1} соответственно).

Из состояния 3P_1 иттербий может перейти в состояние $(7/2, 3/2)_2$. На этом переходе расстояние между ближайшими линиями поглощения других изотопов существенно больше (минимальное расстояние равно 1488 см^{-1}). Поэтому на данном переходе и осуществляется селекция иттербия-168.

Далее излучением с длиной волны $582,790\text{ нм}$ иттербий ионизируется вследствие перехода в автоионизационное состояние.

Практическая схема реализации описанного метода выглядит следующим образом. Фотоионизация оптически тонкого слоя паров иттербия с естественным содержанием изотопов осуществляется излучением трех совмещенных в пространстве пучков лазеров на красителях, имеющих линейную поляризацию излучения. Лазеры излучают в импульсном режиме с длительностью импульсов порядка 20 нс , задержка между импульсами варьируется в диапазоне от $0 - 80\text{ нс}$. Средняя мощность импульса составляет $\sim 1\text{ Вт}$. Плотность паров иттербия в зоне ионизации $\sim 10^{15}\text{ см}^{-3}$, поперечное сечение области ионизации – $5 - 10\text{ см}^2$, длина зоны ионизации – приблизительно 1 м . Полуширина лазерных линий на первой и второй ступенях возбуждения составляет порядка $0,5\text{ ГГц}$. На третьей ступени ширина несколько больше, поскольку переходы в автоионизационные состояния имеют большую ширину.

В результате производительность получения обогащенного иттербия находится на уровне порядка 10 мг/ч с долей иттербия-168 в обогащенной смеси до 60% (до обогащения доля иттербия в естественной смеси изотопов составляет примерно $0,14\%$).

Линии поглощения палладия, которые можно использовать в процессах многоступенчатой фотоионизации, находятся в ультрафиолетовой области спектра. Существуют три схемы фотоионизации палладия.

Первая схема является двухступенчатой. Первый переход ${}^1S_0 \rightarrow {}^3P_1$ (рис. 3.6) возбуждается излучением с длиной волны $276,4\text{ нм}$ и является селектирующим. В результате второго перехода с длиной волны меньше 322 нм атом палладия ионизируется.

Во второй, трехступенчатой схеме, возбуждаются переходы из состояния 3P_1 в одно из более высоко расположенных состояний (3D_1 , 1D_2 , 3S_1 , 3P_2 , 3P_0 , 3D_2) излучением с длинами волн, лежащими в диапазоне 500 – 700 нм. Фотоионизация из этих состояний осуществляется излучением медного лазера.

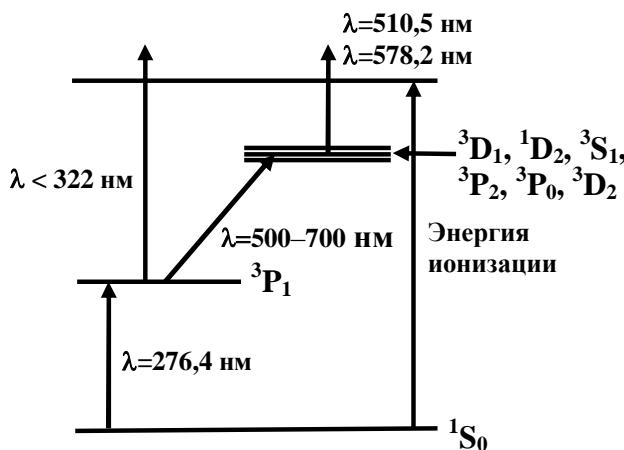


Рис. 3.6. Схема селективной фотодиссоциации палладия

В третьей схеме, так же как и в первой, сначала возбуждается переход $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$ (рис. 3.7). Далее состояние 3P_1 спонтанно релаксирует в состояния 1D_2 , 3D_1 и 3D_2 . После этого возбуждаются переходы в состояния электронной конфигурации $4d^85s5p$ на длинах волн 255,1; 245,4; 231,7 и 223,6 нм. Эти переходы являются селективирующими. Для ионизации этих состояний могут использоваться источники, излучающие с длинами волн, меньшими 670 нм.

Так же, как и в случае иттербия, одним из главных факторов, ограничивающих селективность фотоионизационного метода изотопного разделения палладия, является перекрытие близко расположенных линий разных изотопов, обусловленное наличием сверхтонкого расщепления. Одним из способов, позволяющих решить данную проблему, является использование эффекта Зеемана. Этот способ был впервые предложен для выделения изотопа палладия-102, доля которого в естественной смеси составляет порядка 1%.

Наложение магнитного поля напряженностью порядка 1500 Гс приводит к тому, что частота линии перехода палладия-105, которая ближе всего расположена к частоте перехода палладия-102, удаляется более чем на 100 МГц, и этого оказывается вполне достаточно для выделения палладия-102.

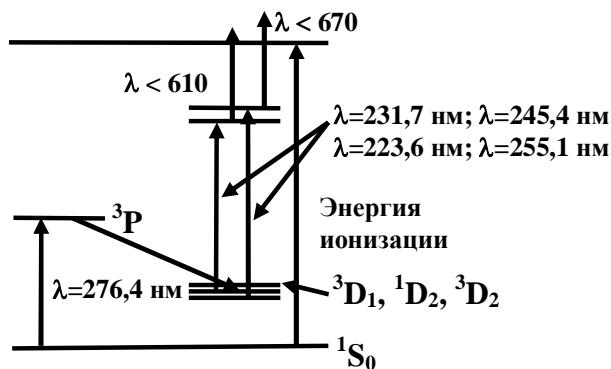


Рис. 3.7. Схема селективной фотодиссоциации палладия

Наряду с очевидными достоинствами при практической реализации описанного метода селективной фотоионизации, возникают определенные технологические проблемы, которые заключаются в следующем. Прежде всего, при фотоионизации образуется плазма, которая во внешних электромагнитных полях неустойчива с точки зрения расчета ее движения. Это приводит к тому, что процессами экстракции очень сложно управлять. Другая проблема связана с засорением коллектора ионов испаренным веществом. Кроме того, плотность паров должна быть согласована с мощностями лазеров, причем распределение газа по скоростям, приводящее к доплеровскому уширению, должно быть согласовано с шириной лазерной линии.

3.2. Лазерный термоядерный синтез

Еще одно направление применения лазеров – использование их в термоядерных исследованиях. Задача управляемого термоядерного синтеза является одной из наиболее актуальных в современной

физике. При синтезе ядер дейтерия и трития выделяется большое количество энергии – 17,6 МэВ в одной реакции. Такое энерговыделение с учетом того, что запасы дейтерия на Земле практически неисчерпаемы, а тритий может быть легко синтезирован, крайне привлекательно с точки зрения возможности практического использования. Однако реализация термоядерного синтеза весьма затруднительна вследствие того, что для начала термоядерной реакции синтеза необходимо сблизить ядра дейтерия и трития на расстояния порядка 10^{-13} см, а для этого необходимо преодолеть кулоновский барьер.

Преодолеть электростатическое отталкивание можно путем нагрева вещества – в этом случае кинетическая энергия ядер оказывается достаточной для преодоления кулоновского барьера. Проблема заключается в том, что нагрев нужно осуществить до температур порядка 100 миллионов градусов (при таких температурах вещество находится в плазменном состоянии). Такие температуры соответствуют звездным, а на Земле могут реализовываться в термоядерных бомбах. Однако в обоих случаях термоядерные реакции происходят неуправляемо. Реализация же управляемого термоядерного синтеза является крайне сложной задачей.

Существует достаточно простой критерий, позволяющий получить количественные оценки параметров, которые должны быть обеспечены для реализации управляемого термоядерного синтеза. Вводится энергетический коэффициент усиления, равный отношению энергии, выделившейся в результате реакции синтеза E_c , к энергии, затраченной на нагрев вещества до нужной температуры E_h :

$$Q = \frac{E_c}{E_h}. \quad (3.11)$$

Для того, чтобы величина Q сравнялась с единицей, необходимо выполнение так называемого критерия Лоусона:

$$N\tau \geq 10^{14}, \quad (3.12)$$

где N – концентрация дейтериево-тритиевой смеси, τ – время эффективного протекания термоядерной реакции.

В настоящее время имеются два основных независимых подхода к решению проблемы управляемого термоядерного синтеза. Первый поход был предложен более полувека назад. В его основе

лежала идея удержания и термоизоляции горячей плазмы с концентрацией дейтерия и трития порядка 10^{14} – 10^{15} см⁻³ в магнитном поле. Термоядерные реакции в этом случае должны протекать в режиме медленного горения с характерными временами $\tau = 1$ – 10 с. Данная идея была реализована в виде установок “Токамак”, созданных в СССР в 50-х годах прошлого века. Однако практическая реализация этого подхода столкнулась с огромными трудностями, связанными с гидродинамической неустойчивостью различных равновесных плазменных конфигураций и аномальной диффузией плазмы в магнитном поле.

Второй подход также был предложен более полувека назад и заключался в импульсном воздействии на вещество, при котором за короткое время в малом объеме вещества создаются очень высокие плотности. В этом случае термоядерная реакция протекает в виде взрыва умеренной мощности. Большое количество теоретических исследований, проведенных в ряде стран, позволило определить минимальные или пороговые энергии лазерного излучения, необходимые для реализации этого подхода (пороговая энергия лазера – это минимальная энергия, при которой в результате термоядерной реакции выделяется такое же количество энергии). Оказалось, что для достижения порога в случае облучения мишени, состоящей из равных количеств дейтерия и трития, необходимо обеспечить 10^8 Дж в лазерном импульсе. Несколько позже было показано, что лазерное излучение можно использовать не только для нагрева мишени, но и для ее сжатия до больших плотностей, превышающих на 4 порядка плотности твердого тела в нормальном состоянии (до 100–1000 г/см³). Для этого необходимо воздействовать на сферическую мишень одновременно и симметрично в разных направлениях излучением лазера. При этом оказалось, что пороговая энергия импульса лазера может быть уменьшена на несколько порядков: до 10^4 Дж в импульсе при его длительности в доли наносекунды, другими словами, требовались источники с мощностями 10^{13} – 10^{14} Вт в импульсе длительностью 10^{-10} с.

В то время таких лазерных источников не было, поэтому данный подход оставался чисто теоретическим до появления первых мощных лазеров – возникло направление исследований, получившее название лазерного термоядерного синтеза (ЛТС). Началось

строительство специализированных лазерных установок, активизировались теоретические исследования.

Физические процессы, приводящие к большим температурам и плотностям при воздействии на материал лазерным излучением, заключаются в следующем. При облучении мишени излучением лазера на ее поверхности образуется плазменная корона с температурой в несколько килоэлектрон-вольт. Эта корона разлетается на встречу лазерному лучу с очень большими скоростями – до 10^7 – 10^8 см/с. Лазерное излучение проникает вглубь мишени до толщины, соответствующей так называемой критической электронной плотности n_c , которая обратно пропорциональна квадрату длины волны излучения (например, на длине волны излучения неодимового лазера 1,06 мкм $n_c=10^{-21}$ см⁻³), и далее интенсивно поглощается. Кроме поглощения, часть излучения испытывает отражение и затем поглощается плазмой в результате обратного тормозного поглощения электронами плазмы. Вблизи критической плотности начинают развиваться процессы, приводящие к развитию в плазме параметрических неустойчивостей, которые могут как увеличивать, так и уменьшать долю поглощенного излучения. Уменьшение доли поглощенного излучения обусловлено процессами рассеяния излучения на плазменной короне – главным образом, рассеянием Мандельштама–Брillлюэна и вынужденным комбинационным рассеянием.

В результате процесса теплопроводности энергия поглощенного плазмой излучения передается в более плотные слои мишени. Таким образом, заметная доля энергии поглощенного плазмой излучения передается в кинетическую энергию вещества, которое устремляется к центру мишени, сжимая и разогревая дейтериево-тритиевую смесь. Вводится понятие гидродинамического КПД – отношения доли энергии лазерного излучения, идущей на разогрев и сжатие плазмы, к полной энергии лазерного излучения. Для того, чтобы говорить о возможности осуществления ЛТС, необходимо достижение КПД на уровне 10–20%.

Основные трудности достижения необходимых величин КПД заключаются в следующем. Во-первых, большая доля поглощенной энергии приводит к возникновению надтепловых электронов – электронов, температура которых существенно превышает темпе-

ратуру плазменной короны. Эти электроны обладают большой проникающей способностью, и длина их пробега оказывается сравнимой с размерами мишени. Это приводит к тому, что надтепловые электроны прогревают мишень еще до прохождения волны сжатия, и в результате величины предельно возможных сжатий оказываются недостижимыми. Во-вторых, в мишени могут развиваться гидродинамические неустойчивости, которые возникают из-за неидеальности сферической поверхности мишени и неоднородного распределения интенсивности лазерного излучения на ее поверхности. Эти неустойчивости приводят к отклонению в движении мишени по мере ее сжатия от центрально-симметричного, в результате чего в итоге форма сжатой мишени будет далека от идеальной сферической, а температура и плотность будут существенно меньше расчетных.

Самая простая из используемых схем называется схемой прямого нагрева. В такой схеме используется мишень, выполненная в виде одной сферической оболочки, внутри которой содержится дейтериево-тритиевое топливо. Материалом оболочки может служить, например, стекло. Расчеты показывают, что необходимая степень сжатия мишени может быть достигнута при отношении радиуса оболочки к ее толщине в несколько десятков. Однако использование такой схемы приводит к большим гидродинамическим неустойчивостям.

Заметные преимущества имеет схема с многослойными оболочками. В такой схеме внутренняя оболочка из тяжелого материала окружена внешней оболочкой из более легкого материала. При этом гидродинамические неустойчивости становятся существенно меньшими, и, значит, требования к форме лазерного импульса снижаются. Одним из главных недостатков такой схемы является большая доля полной массы мишени, принадлежащей веществу, которое не принимает участия в термоядерной реакции. Кроме того, возникают неустойчивости, обусловленные большими градиентами плотностей при сжатии мишени и перемешивании материалов оболочек.

Проблему гидродинамических неоднородностей удается преодолевать за счет перехода к схемам непрямого сжатия мишени. В такой схеме излучение лазера фокусируется на внутренней поверх-

ности внешней оболочки, для чего оно специальным образом заводится в соответствующую полость. Материалом внешней оболочки служит вещество с большим атомным номером (например, это может быть золото). Более 80% энергии лазерного излучения при взаимодействии с материалом внешней оболочки преобразуется в энергию мягкого рентгеновского излучения, которое нагревает и сжимает внутреннюю оболочку. Такая схема приводит к более однородному сжатию мишени, однако основные проблемы ее применения связаны со сложностями равномерного облучения внешней оболочки и с потерями энергии на возникновение рентгеновского излучения.

В одной из первых экспериментальных работ стеклянная мишень, заполненная газообразной смесьюдейтерия и трития, облучалась излучением неодимового лазера на стекле с энергией порядка 200 Дж. Длительность импульса варьировалась от 30 пс до 1 нс. Используемые мишени представляли собой сферические стеклянные оболочки с диаметром 30–700 мкм и толщиной стенок от 0,5 до 12 мкм; давление газа изменялось от 1 до 100 атм. Оптическая система позволяла достигать высокой симметрии облучения мишеней.

Вообще говоря, в первые годы развития лазерного термоядерного синтеза основным источником лазерного излучения служили неодимовые лазеры на стекле с длиной волны 1,06 мкм. Именно на этих лазерах могли быть получены наиболее подходящие свойства излучения: мощности и длительности импульсов, высокая направленность излучения с возможностью его фокусировки на мишени различных размеров. Другим источником являлись CO₂ лазеры высокого давления, а также химические лазеры.

В России первые работы по ЛТС начались в середине 70-х годов XX века в Физическом институте им. П.Н. Лебедева. Так, на установке “Кальмар” были реализованы энергии лазерного излучения до 200 Дж и получена плотность смесидейтерий-тритий порядка 10 г/см³. Дальнейшие исследования были продолжены как в этом институте на более мощной установке “Дельфин”, так и в Арзамасе-16 на установках “Искра-4” и “Искра-5”. В США активные работы по ЛТС ведутся в Ливерморской национальной лаборатории на установках “Нова” и “Шива” и в Рочестерском университете

на установке “Омега”. В Японии для исследований ЛТС разработана установка “Гекко”.

Тенденцией последних лет является переход к лазерам, излучающим в более коротковолновых областях спектра (<0,5 мкм). Основное преимущество коротковолнового излучения заключается в том, что по мере уменьшения длины волн увеличивается поглощение в плазменной короне. Кроме того, существенно уменьшается доля надтепловых электронов, а в случае непрямого сжатия увеличивается коэффициент передачи поглощенной плазмой энергии в энергию мягкого рентгеновского излучения.

Достигнутые наилучшие результаты позволяют достигать плотностей в несколько сотен г/см³. Однако имеющиеся на сегодняшний день лазерные источники все еще не позволяют приблизиться к требуемым плотностям и температурам термоядерного топлива. Для успешной реализации ЛТС необходимы лазеры с энергией в несколько мегаджоулей и с частотой повторения импульсов в несколько герц, надежда на создание которых связана с новыми типами кристаллов.

Совсем недавно в Ливерморской национальной лаборатории был проведен эксперимент, в котором излучение 192 ультрафиолетовых лазеров направлялось в отверстие в сфере, внутренняя поверхность которой была покрыта золотом. Нагрев слоя золота приводил к генерации мощного рентгеновского излучения, фокусируемого в центр сферы. В эксперименте изучалась эффективность генерации и фокусировки излучения. В будущем планируется на два порядка увеличить мощность лазерного излучения и поместить в центр сферы мишень с дейтерием и тритием. Предполагается, что нагрев и испарение оболочки капсулы приведет к таким давлениям в ее центре, что это окажется достаточным для возникновения термоядерных реакций.

В России в настоящее время ведутся работы по разработке установки “Искра-6”. В этой установке в качестве источника используется неодимовый лазер на гармонике с длиной волны 0,35 мкм. Излучение лазера должно фокусироваться на мишень по 128 каналам. Предполагается, что энергия излучения должна достигать 300 кДж при длительности импульса 3 нс.

3.3. Лазерная очистка поверхности

Очистка поверхностей заключается в удалении наружных загрязнений, являющихся результатом различных аспектов человеческой деятельности. После очистки здания, оборудование, почва возвращаются в исходное безопасное состояние и могут в дальнейшем либо повторно использоваться, либо ликвидироваться, но уже с гораздо меньшими затратами. В случае загрязнения поверхностей радиоактивными веществами (например, на атомных электростанциях) задача их очистки (дезактивации) является важной не только с точки зрения соблюдения медицинских требований к дозе облучения персонала, но и с точки зрения существенного снижения затрат на функционирование АЭС: при высоких интенсивностях облучения рабочие смены приходится делать более короткими, следовательно, требуется большая численность персонала.

Существует достаточно большое число стандартных способов очистки поверхностей, среди которых следует выделить прежде всего механические и химические. В первом случае загрязнение удаляется с поверхности механически, во втором случае поверхность обрабатывается различными химическими реактивами, в результате чего загрязняющее вещество вступает в химическую реакцию (растворяется) и удаляется с поверхности. Недостатки этих методов заключаются в том, что в результате обработки поверхностей возникают большие объемы отработанных ядовитых или радиоактивных материалов, которые нужно в дальнейшем каким-либо образом утилизировать. Кроме того, сам процесс очистки является небезопасным, поскольку при его проведении возможно разбрзгивание вредных веществ, а это требует тщательного контроля за всеми стадиями данного процесса. И, наконец, в процессе очистки участвует большое количество персонала, который при проведении работ подвергается воздействию вредных химических веществ и (или) радиационному облучению. Все это приводит к тому, что дезактивация является достаточно дорогостоящим мероприятием.

В настоящее время начала активно развиваться технология лазерной очистки поверхностей. Сущность метода лазерной очистки заключается в том, что при воздействии на поверхность импульсом

лазера достаточной мощности излучение поглощается в тонком порврхностном слое, вызывая испарение и ионизацию вещества, которое вылетает с поверхности в виде плазменного факела. Этот факел состоит из атомов и молекул вещества поверхности, находящихся в основном, возбужденном и ионизированных состояниях. В случае нормального падения лазерного излучения на поверхность плазменный факел вылетает практически перпендикулярно к ней со скоростями частиц порядка 10^5 см/с. Если обработка происходит в воздухе, то характерные расстояния разлета факела составляют несколько миллиметров. Для сбора разлетающихся частиц используются специальные коллекторы, эффективность сбора которых должна быть такой, чтобы вредные вещества не успевали снова осесть на поверхности или попасть в окружающую среду, загрязняя тем самым атмосферу.

Взаимодействие лазерного излучения с материалом поверхности осуществляется в три основных этапа. Сначала вещество испаряется с поверхностного слоя. Затем испаренная фракция разогревается лазерным излучением до состояния плазмы. Далее плазменный факел начинает расширяться в окружающую атмосферу. Первые два этапа происходят в течение лазерного импульса. Третий этап в случае наносекундных или более коротких импульсов начинается уже после окончания лазерного импульса.

Основными параметрами лазерного излучения, влияющими на эффективность процесса очистки, являются плотность мощности, длительность импульса и длина волны излучения. Плотность мощности должна быть достаточной для образования плазменного факела, длина волны определяет глубину проникновения излучения внутрь материала, а длительность импульса определяет глубину термического воздействия излучения.

Глубина проникновения излучения обратно пропорциональна коэффициенту поглощения материала поверхности. Для металлов (наиболее распространенный материал поверхности) коэффициент поглощения увеличивается с ростом длины волны излучения. Так, переход от излучения ближнего ИК диапазона к ближнему УФ диапазону может привести к увеличению коэффициента поглощения в десятки раз. При очистке поверхностей удаление материала происходит с различных толщин приповерхностных слоев в зави-

симости от конкретных условий. Поэтому в разных задачах могут использоваться лазеры различных спектральных диапазонов.

Глубина термического воздействия пропорциональна квадратному корню из длительности импульса. При очистке поверхности сильный нагрев вещества на больших глубинах нежелателен, вследствие чего импульсы должны быть наносекундными или даже еще более короткими.

Наиболее широко распространеными в сегодняшних промышленных приложениях являются: лазер на двуокиси углерода (длина волны излучения 10,6 мкм), неодимовый лазер (1,06 мкм), и эксимерные лазеры (190–350 нм). Длительности импульсов излучения находятся в интервале от пико- до наносекунд, характерные энергии в импульсе составляют несколько джоулей на единицу площади.

Важным элементом технологических лазерно-очистных установок является система доставки лазерного излучения до очищаемой поверхности. Обязательность наличия такой системы определяется двумя обстоятельствами. Во-первых, необходимостью удаления персонала от места обработки поверхности для уменьшения воздействия вредных и радиоактивных материалов. Во-вторых, во многих случаях приходится очищать труднодоступные участки (внутренние поверхности оборудования, труб и т. д.). Для доставки излучения обычно используются кварцевые оптические волокна. Это накладывает ограничения на минимально возможную длину волны лазерного излучения, поскольку максимальная возможная мощность излучения, которая может быть передана по такому волокну, падает с уменьшением длины волны. Наименьшая длина волны, которая может быть использована для практического применения, находится вблизи 300 нм (эта область спектра совпадает со спектром излучения эксимерного XeCl лазера).

Таким образом, выбор оптимальных параметров лазерного излучения носит компромиссный характер и определяется кругом решаемых задач. Выбирать приходится, как правило, между возможностью доставки лазерного излучения по оптическим волокнам и эффективностью воздействия излучения на очищаемую поверхность с учетом минимизации остаточных повреждений поверхности после ее обработки. Например, излучение неодимового лазера

очень хорошо можно передавать по волоконным световодам, однако ИК длина волн этого источника приводит к малым величинам коэффициентов поглощения излучения в металлах, причем энергия фотона много меньше энергии связи большинства окислов. Как следствие, для очистки металлических поверхностей от окислов требуются большие величины энергии импульса, что вызывает различные термические повреждения.

Существуют различные системы управления процессом очистки в реальном масштабе времени, которые предназначены как для уменьшения степени вредного воздействия на персонал в процессе обработки поверхности, так и для снижения стоимости работ. В качестве систем управления используют телевизионные камеры и механические манипуляторы, позволяющие проводить процесс очистки дистанционно. Мониторинг процесса очистки может осуществляться различными косвенными методами, такими как регистрация акустических колебаний, оптическая спектроскопия, регистрация и анализ параметров электромагнитного поля плазмы.



Рис. 3.8. Лазерная технологическая установка

Внешний вид лазерной технологической установки приведен на рис. 3.8. Высота установки составляет 2 м, ширина – 1,3 м, длина –

1,8 м. В качестве лазерного источника используется промышленный XeCl лазер марки CILAS 635, излучающий на длине волны 308 нм в виде импульсов длительностью 70 нс с частотой повторения 400 Гц и средней мощностью импульса 1 кВт. Длительность волоконного световода составляет 5 м. В состав установки входят насос с фильтром, предназначенный для сбора удаляемых с поверхностей загрязнений, и робот-манипулятор, обеспечивающий дистанционное управление процессом очистки.

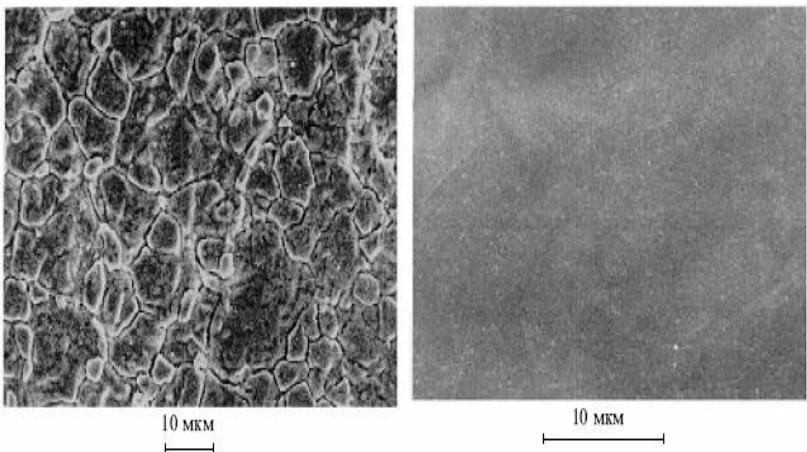


Рис. 3.9. Участок окисленной поверхности образца нержавеющей стали до (слева) и после (справа) очистки

На рис. 3.9 приведены фотографии окисленной поверхности образца нержавеющей стали до и после обработки четырьмя импульсами лазерного излучения с энергией 1,5 Дж/см² в каждом импульсе. Видно, что в результате очистки оксидная пленка оказалась практически полностью удаленной. Кроме того, поверхность образца гладкая, что свидетельствует о минимальном уровне повреждений, связанных с термическими эффектами.

Данная установка в зависимости от вида загрязнений способна очищать поверхности со скоростями от 2 до 6 м²/ч.

Приведем характеристики еще одной промышленной лазерной установки, основанной на использовании в качестве источника неодимового (1,06 мкм) лазера. Длительность импульсов излучения,

повторяющихся с частотой 50 Гц, составляет 10 нс при мощности в импульсе 15 Вт. Максимальное удаление очищаемой поверхности от излучателя составляет 2 м, максимальная толщина очищаемого поверхностного слоя достигает 100 мкм. В таком режиме скорость очистки составляет порядка $0,3 \text{ м}^2/\text{ч}$. Данная установка используется для бесконтактного удаления нагара с поверхности турбинных лопаток и дезактивации узлов и агрегатов атомных подводных лодок и ядерных энергетических установок.

Помимо рассмотренного механизма лазерной очистки, связанного с испарением загрязнений с поверхности, в случае очистки поверхностей от оксидных пленок возможно их удаление в результате отслаивания пленки от металла, обусловленного разницей в значениях коэффициентов линейного расширения пленки и металла. Этот подход является более энергетически выгодным, причем при таком механизме очистки можно избежать оплавления поверхности. Кроме того, при удалении пленки этим методом продукты дезактивации имеют вид аэрозолей довольно больших размеров (1–100 мкм), поэтому их легче улавливать фильтрами.

В последнее время активно развиваются методы лазерной дезактивации оборудования ядерных энергетических установок (ЯЭУ), снятых с эксплуатации. Лазерная дезактивация может решить проблему как радиационно-экологической безопасности в местах временного хранения поверхностно-загрязненных деталей и оборудования, так и обеспечить возврат дезактивированного оборудования в повторную эксплуатацию или переплав ценных металлов.

Основное загрязнение металлического оборудования ЯЭУ обусловлено образованием оксидных пленок, в состав которых входят изотопы ^{60}Co , ^{80}Co , ^{54}Mn , ^{144}Ce , ^{137}Cs , ^{134}Cs и др. Толщина пленки зависит от материала деталей, условий эксплуатации, условий хранения и, как правило, находится в пределах от 0,1 до 100 мкм. Ниже приведены результаты разработки технологии лазерной дезактивации ЯЭУ, полученные в России в ТРИНИТИ в последние годы.

В зависимости от вида загрязнения и характера покрытия в лазерных установках могут использоваться различные типы лазеров. В случае оксидных пленок толщиной 1–10 мкм наилучшая эффективность дезактивации достигается при использовании лазеров с

длинами волн, меньшими или порядка 1 мкм при длительности импульсов порядка 10 нс. Использование медного лазера со средней мощностью излучения 0,5 Вт, излучавшего в импульсно-периодическом режиме с частотой повторения импульсов 8,8 кГц, длительности которых составляли 20 нс, при плотности мощности излучения на поверхности мишени 10^8 Вт/см², позволило успешно удалить с цилиндрической циркониевой поверхности окись циркония ZrO₂. Этот же результат был достигнут в условиях, когда деактивируемый материал находился под слоем воды толщиной 2 см.

Для удаления покрытия с плотной объемной структурой толщиной порядка 10 мкм используются CO₂ лазер, неодимовый и медный лазеры, работающие в импульсно-периодическом режиме. При использовании импульсно-периодического CO₂ лазера с длиной волны излучения 10,6 мкм длительность импульса может меняться в диапазоне 20–200 мкс при энергии излучения одного импульса 200 Дж. Использование неодимового и медного лазеров с параметрами излучения, описанными выше, и в этом случае энергетически выгоднее, даже несмотря на то, что полное удаление оксидного слоя происходит при воздействии нескольких импульсов. Преимуществом CO₂ лазеров в этом случае является их значительно большая средняя мощность излучения и, как следствие, более высокая производительность.

Для удаления поверхностных слоев с рыхлой объемной структурой и толщиной до 100 мкм используются приблизительно с одинаковой эффективностью импульсно-периодические и непрерывные CO₂ лазеры, работающие в режиме быстрого сканирования излучения по поверхности металла. Время воздействия излучения на мишень при быстром сканировании луча сравнимо с длительностью импульса импульсно-периодического CO₂ лазера.

Для покрытий толщиной, не превышающей 10 мкм, длина волны лазерного излучения слабо влияет на эффективность удаления поверхностного слоя.

Для оксидных слоев толщиной порядка 1 мкм наиболее эффективными являются короткие импульсы длительностью ~ 10 нс с характерной мощностью 10^8 Вт/см².

Для удаления покрытий толщиной до 100 мкм необходимо уве-

личить либо число импульсов, либо длительность импульса, что энергетически невыгодно. Вследствие этого наряду с импульсно-периодическим может быть использован непрерывный режим работы лазера со сканированием луча.

Лазерные методы могут использоваться и для очистки от радиоактивных загрязнений бетонных покрытий АЭС до глубин 5 – 10 мм. При использовании импульсно-периодического СО₂ лазера с плотностью мощности в диапазоне 10⁵ – 10⁶ Вт/см² при длительности импульса 40 нс и частоте повторения импульсов 100 Гц происходит эффективное удаление загрязнений с поверхности бетона. Глубина очистки поверхности пропорциональна числу лазерных импульсов и может достигать 8 мм при облучении 200 импульсами. Данный процесс может быть, в частности, эффективно использован для дезактивации помещений в ходе демонтажных и аварийных работ на атомных электростанциях.

Созданные в последние годы в ТРИНИТИ мобильные технологические комплексы МЛТК-5 и МЛТК-50 на базе СО₂ лазеров с мощностью излучения до 50 кВт способны в реальных условиях атомных производств проводить дезактивацию бетонных поверхностей на дистанции до 100 м.

В заключение перечислим основные преимущества методов лазерной очистки поверхностей.

1. Образование ничтожно малого количества вторичных химически-опасных и радиоактивных продуктов (от долей до единиц грамма с квадратного метра поверхности), находящихся в твердом состоянии, что в значительной степени упрощает процесс компактирования отходов и подготовку к их захоронению. Для сравнения, при использовании традиционных химических методов очистки объемы жидких химически-опасных и радиоактивных отходов, получаемых в итоге очистки, измеряются кубическими метрами и в свою очередь требуют сложной комплексной переработки.

2. Появилась возможность автоматизации процесса очистки, обеспечивающей снижение уровня вредного воздействия на обслуживающий персонал и уменьшение стоимости работ.

3. Лазерные методы на основе световолоконной оптики обеспечивают возможность дезактивации труднодоступных объемов и полостей без их разрушения.

3.4. Лазерные методы детектирования веществ в атмосфере

Сущность явления комбинационного рассеяния (КР) заключается в следующем. КР можно рассматривать как неупругое столкновение фотона $\hbar\omega$ с молекулой, находящейся на начальном энергетическом уровне E_i . В результате столкновения появляется фотон $\hbar\omega_1$ либо с меньшей, либо с большей, либо с той же самой энергией, а молекула оказывается либо на более высоком, либо на более низком, либо на том же самом (исходном) энергетическом уровне (рис. 3.10). Разность энергий $E_i - E_f = h(\omega_i - \omega_f)$ может быть энергией колебательного, вращательного или электронного возбуждения молекулы.

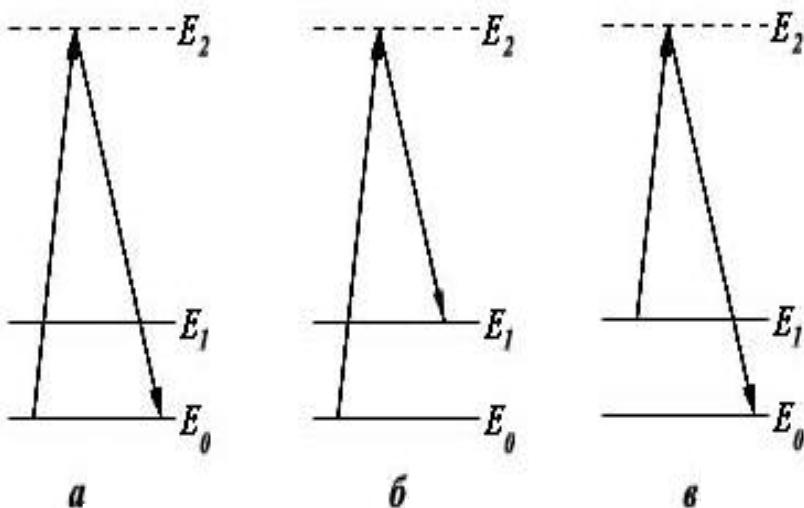


Рис. 3.10. Релеевское рассеяние (а), стоксово КР (б), антистоксово КР (в)

С квантовой точки зрения при акте КР происходят одновременно два процесса: возбуждение молекулы с поглощением падающего фотона и излучение фотона. Если молекула при акте испускания фотона переходит точно в исходное состояние, то излучается электромагнитная энергия той же частоты. Это соответствует

вует обычному релеевскому рассеянию. Если молекула, излучая фотон, переходит в некоторое состояние, энергия которого выше, чем энергия основного состояния, то происходит КР стоксового типа. Если молекула в результате испускания фотона переходит в состояние ниже исходного, то происходит рассеяние антистоксова типа. Все эти случаи показаны на рис. 3.10.

Спектроскопия КР в течение многих лет является мощным способом исследования молекул, в том числе и в вопросах определения их концентраций. Основным недостатком долазерной эры было отсутствие достаточно интенсивных источников излучения. Применение лазеров безусловно революционизировало эту классическую область спектроскопии. Лазеры не только значительно увеличили чувствительность спектроскопии КР, но в еще большей степени стимулировали развитие новых спектроскопических методов, таких, как когерентное антистоксово рассеяние света (КАРС). Научные исследования по лазерной спектроскопии КР в последнее время существенно расширились и количество публикаций в этой области очень велико.

В основе лазерно-флуоресцентного метода лежит явление люминесценции – излучения, которое представляет собой избыток над тепловым излучением тела и продолжается в течение времени, значительно превышающего период световых колебаний. Понятие люминесценции применимо только к совокупности атомов и молекул. Люминесценция существенно отличается от теплового равновесного излучения. Так, в видимой области спектра тепловое излучение становится заметным при температурах ~ 1000 К, в то же время люминесцировать тело может при любой температуре. Вследствие этого применительно к люминесценции употребляется термин “холодное свечение”.

Типичными примерами люминесценции в природе являются северное сияние, свечение насекомых, минералов, гниющего дерева и т. д.

Люминесцировать могут вещества во всех агрегатных состояниях – газы, пары, растворы органических веществ, кристаллические вещества, стекла. Основным условием для возникновения люминесценции является наличие дискретного спектра, поскольку в не-

прерывном спектре энергия возбуждения передается в тепловую энергию.

При низких давлениях люминесцируют пары металлов, благородные газы, пары многоатомных органических молекул. При увеличении давления более вероятными становятся процессы безызлучательной релаксации. В атомных парах энергия возбуждения может переходить в кинетическую энергию атомов. В молекулярных парах энергия может безызлучательно переходить в колебательно-вращательную энергию молекул. Все это приводит к уменьшению интенсивности люминесценции.

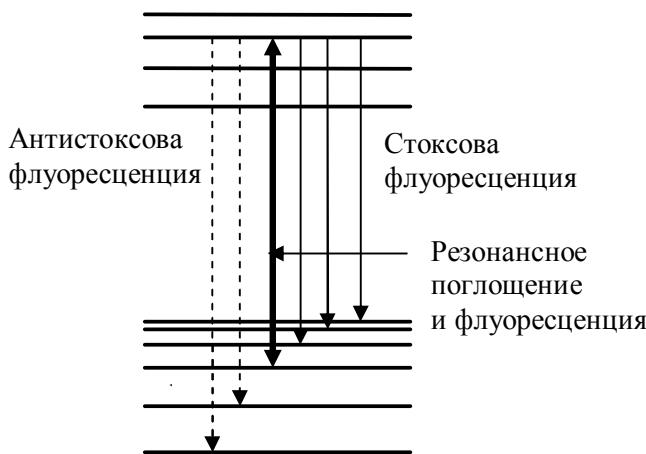


Рис. 3.11. Иллюстрация резонансной, стоксовой и антистоксовой флуоресценции

По виду возбуждения различают фотолюминесценцию (возбуждение светом), радиолюминесценцию (возбуждение радиацией), электролюминесценцию (возбуждение электрическим полем), кандолюминесценцию (возбуждение при механическом воздействии, например при разрушении кристалла), хемилюминесценцию (возбуждение при химической реакции), радиокалорекомбинационную, лиолюминесценцию (возбуждение при растворении кристаллов).

По длительности свечения различают фосфоресценцию (время жизни в возбужденном состоянии более чем 10^{-3} – 10^{-2} с) и флуо-

ресценцию (времена жизни порядка 10^{-6} – 10^{-9} с).

При поглощении кванта света атом или молекула может перейти на возбужденный уровень, а затем возвратиться в исходное состояние, испустив квант той же величины, что и поглощенный. Такой процесс, происходящий без изменения частоты поглощенного излучения (рис. 3.11), называется резонансной флуоресценцией.

Процесс флуоресценции может и не быть резонансным. В формировании спектров люминесценции молекул важнейшую роль играет колебательно-вращательная структура электронных уровней. Поглощающая свет молекула может возвращаться, излучая свет, не только в основное, но и в ряд возбужденных состояний. При этом флуоресцентное излучение происходит с длиной волны большей, чем длина волны возбуждающего света – стоксова флуоресценция. В случае, если исходным уровнем был возбужденный уровень, то излучаемая длина волны может оказаться меньше поглощаемой – антистоксова флуоресценция. Очевидно, что вероятность антистоксовой флуоресценции возрастает с ростом температуры.

С появлением лазерных монохроматических источников, спектральная ширина которых может быть существенно меньшей по сравнению с расстоянием между отдельными уровнями энергии молекулы, появилась возможность избирательно возбуждать отдельный колебательно-вращательный уровень молекулы, что приводит к относительно простой структуре спектров, которые можно легко отождествить.

В настоящее время методика лазерно-индуцированной флуоресценции (ЛИФ) является наиболее распространенной. Диапазон применения ЛИФ простирается от отождествления молекулярных спектров и измерений молекулярных констант, вероятностей переходов, франк-кондоновских факторов до исследований процессов столкновений или определения заселения внутренних энергетических состояний в продуктах химических реакций. Другой аспект ЛИФ связан с возможностью высокочувствительного детектирования малых концентраций поглощающих молекулярных компонентов и имеет важное практическое приложение, в частности, для экологических задач мониторинга вредных веществ, содержащихся в биосфере.

Преимущества ЛИФ можно суммировать следующим образом.

1. Относительно простую структуру спектров легко отождествить. Линии флуоресценции можно разрешить с помощью спектрографа относительно простой конструкции. Требования к экспериментальному оборудованию менее строгие, чем при регистрации в анализе спектров поглощения той же молекулы.

2. Большие интенсивности многих лазерных линий позволяют достигать больших населенностей на возбужденных уровнях. Это приводит к высоким интенсивностям спектральных линий флуоресценции и дает возможность детектировать даже переходы с малыми значениями коэффициентов Франка – Кондона.

3. Измерения спектров флуоресценции позволяют вычислять значения широкого ряда спектроскопических констант, которые невозможно определить другими методами. Такими константами являются, в частности, вращательные постоянные, времена жизни возбужденных уровней. Измерения интенсивностей линий позволяют определять значения электронных дипольных моментов перехода, что, в свою очередь, дает возможность восстанавливать форму зависимости потенциала взаимодействия от межъядерного расстояния.

Использование ЛИФ для измерения концентраций различных веществ имеет ряд важных преимуществ по сравнению с другими методами.

Во-первых, узость линии возбуждения при возможности ее частотной перестройки позволяет настраиваться на определенную линию поглощения, что обеспечивает селективное возбуждение детектируемого вещества на фоне других компонентов. Характерен в этом отношении пример определения концентрации йода. Несмотря на то, что смещение линий поглощения изотопов йода составляет приблизительно 1 Гц, настройка линии излучения Не–Не лазера на центр линии того либо иного изотопа позволяет избирательно определять концентрацию одного изотопа на фоне другого даже в случае, когда их концентрации отличаются на пять порядков.

Во-вторых, населенность возбуждаемых состояний оказывается достаточно большой для возбуждения интенсивных флуоресцентных спектров. Вследствие этого оказывается возможным измерять очень маленькие концентрации веществ. Измерения проводят с по-

мощью кюветных и дистанционных (лидарных) методов. В первом случае производится забор пробы газа (в частности, непрерывная прокачка) из воздуха в измерительную кювету, где возбуждается флуоресценция и определяется концентрация исследуемого газа. При лидарных методах в качестве источника используются импульсные лазеры. Испущенный импульс вызывает в атмосфере флуоресценцию молекулярных компонентов. Импульс, возвратившийся от объема детектируемого газа, расстояние до которого определяется по времени задержки от момента испускания до момента приема обратного импульса, регистрируется приемником.

В настоящее время подобные методы получили широкое распространение для проведения экологического мониторинга атмосферы. Чувствительность позволяет проводить измерения практически всех компонентов атмосферного воздуха на уровне предельно допустимых концентраций.

В-третьих, в отличие от других высокочувствительных методик (в частности, химических), флуоресцентная методика имеет важное преимущество – возможность проведения измерений в реальном масштабе времени, что существенно расширяет границы ее применения.

Абсорбционная спектроскопия незаменима при исследованиях в тех областях спектра, где флуоресценция и КР слабы или отсутствуют вовсе. Спектр поглощения регистрируется прямым измерением прошедшего через образец света или одним из многочисленных косвенных методов. Для наблюдения слабых и запрещенных переходов применяются длинные или многопроходные кюветы. Использование перестраиваемых лазеров в качестве источников излучения позволяет обойтись без щелевых диафрагм и дифракционных решеток.

Для определения концентрации исследуемого газа (атомарного либо молекулярного) используется измерение полного ослабления лазерного пучка на известном расстоянии L . Коэффициент поглощения примеси с концентрацией n_i и сечением поглощения $\sigma_i(\omega)$ (где ω – частота излучения, на которой производятся измерения) определяется с помощью следующего выражения:

$$\alpha_i(\omega) = n_i \sigma_i(\omega, p, T), \quad (3.13)$$

где p и T – давление и температура исследуемого газа соответственно.

Для того чтобы отделить вклад в поглощение конкретной примеси, необходимо подобрать такую частоту лазера, чтобы она совпадала с линией поглощения этой примеси. Если из-за переналожения полос поглощения различных молекул это невозможно, следует проводить измерения на нескольких частотах. В результате коэффициент поглощения и концентрацию детектируемой примеси можно определить путем измерения величины $\Delta I(\omega) - \Delta I(\omega + \Delta\omega)$, которая соответствует различию в ослаблении лазерного пучка в максимуме поглощения и на частоте, сдвинутой на величину $\Delta\omega$.

Большинство имеющихся в атмосфере полярных молекул можно регистрировать по их характеристическим колебательно-вращательным линиям ближнего инфракрасного диапазона. Для измерения их концентраций можно использовать лазеры инфракрасного диапазона. Для одновременного обнаружения нескольких составляющих атмосферы, в частности, хорошо подходят HF, DF, CO₂ или CO лазеры, генерирующие одновременно на многих линиях.

Применение метода ЛИФ рассмотрим на примере детектирования глобального радионуклида йода-129 в атмосферном воздухе. Данный изотоп йода является одним из четырех наиболее радиологически и биологически значимых радионуклидов ядерно-топливного цикла, который вносит заметный вклад в глобальную дозу облучения населения всего мира. Следует отметить, что находящийся сейчас в окружающей среде йод-129, в основном, искусственно происхождения и поступает в биосферу в газовой и жидкой фазах в результате переработки облученного ядерного топлива (ОЯТ) на предприятиях ядерно-топливного цикла (ЯТЦ) (свыше 99%). Существенно, что йод-129 как правило, находится в смеси с естественным изотопом йодом-127, что заметно затрудняет детектирование йода-129.

Как показывают экспериментальные и теоретические исследования, одним из наиболее перспективных методов, позволяющих решать указанные задачи, является метод лазерно-возбуждаемой флуоресценции. Для детектирования изотопов йода используется

ряд лазеров, излучающих в видимом диапазоне спектра, – аргоновый, неодимовый, криптоновый, рубиновый. В настоящее время широкое распространение получили исследования флуоресценции молекулярного йода, возбуждаемой излучением Не–Не лазера (633 нм). Полученные результаты используются при разработке лазерных систем для контроля йода-129 в атмосферном воздухе. В ряде случаев такие системы позволяют проводить одновременное детектирование ^{127}I и ^{129}I в газовых смесях.

Первоначально лучшие результаты по чувствительности детектирования йода-129 в технологической среде при переработке ОЯТ ($7,5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$) были получены при использовании аргонового лазера, излучающего на длине волны 514,5 нм. Как было установлено позднее, дальнейшее увеличение чувствительности детектирования йода-129 ограничивалось наличием достаточно большого количества диоксида азота как в технологической среде переработки ОЯТ (где содержание диоксида азота может составлять $10^{17} \text{--} 10^{18} \text{ см}^{-3}$), так и в атмосфере (фоновое содержание NO_2 – $10^{11} \text{--} 10^{12} \text{ см}^{-3}$), флуоресценция которого наблюдалась в той же самой (стоксовой) области спектра, где наблюдалась и флуоресценция йода-129 при возбуждении лазерами зеленого диапазона спектра. Кроме того, существенно ограничивало точность измерений наличие в атмосферном воздухе естественного изотопа йода-127, содержание которого на несколько порядков превышает содержание йода-129.

Существует несколько эффективных способов преодоления возникших ограничений точности и чувствительности, основанных на лазерно-флуоресцентном методе.

Первый способ – использование лазерно-флуоресцентного метода на базе частотно-перестраиваемого Не–Не лазера с длиной волны 633 нм. В этом случае в спектре флуоресценции йода-129 наблюдаются не только стоксовые, но и антистоксовые компоненты, а в спектре флуоресценции NO_2 антистоксовая область отсутствует. Частотная перестройка лазера в диапазоне 2 ГГц, достигаемая за счет наложения продольного магнитного поля на его активную среду, дает возможность точно настраиваться на центр определенной линии поглощения йода-129 и селективно детектировать его на фоне йода-127.

Применение данного способа позволило получить чувствитель-

нность детектирования йода-129 в реальном масштабе времени порядка 10^{10} см^{-3} в технологической среде при переработке ОЯТ и 10^8 см^{-3} в естественной атмосфере. Данная чувствительность достигается при условии, что концентрация йода-127 в анализируемой газовой смеси превышает концентрацию йода-129 не более, чем на три порядка (так называемое граничное отношение концентраций этих изотопов). Такое соотношение концентраций может иметь место на территориях, непосредственно прилегающих к перерабатывающим ОЯТ комбинатам.

Во втором способе используется Kr лазер с длиной волны 647,1 нм. Экспериментально полученные спектры флуоресценции йода-127 и йода-129 представлены на рис. 3.12. Видно, что спектры состоят как из стоксовой, так и из антистоксовой областей. При этом у йода-127 спектральные линии с наибольшей интенсивностью расположены в антистоксовой области, а у йода-129 – в стоксовой, при этом суммарные интенсивности обоих спектров приблизительно одинаковы.

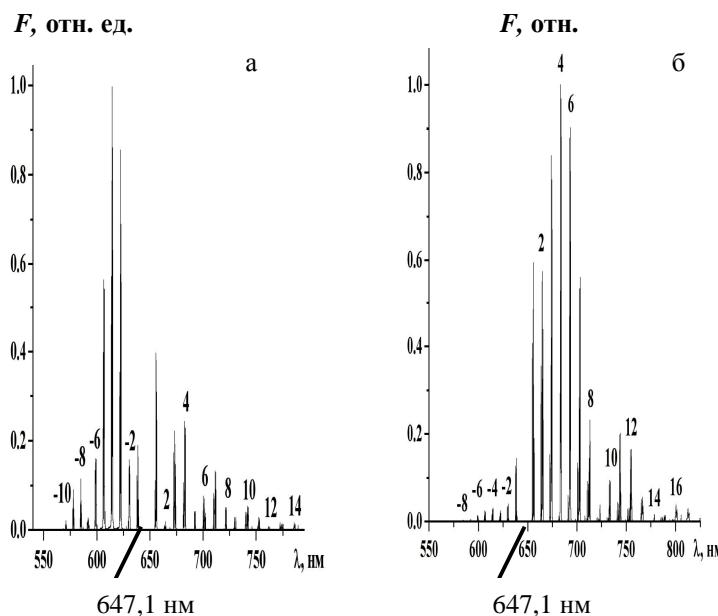


Рис. 3.12. Спектры флуоресценции $^{127}\text{I}_2$ (а) и $^{129}\text{I}_2$ (б)

Сущность метода заключается в том, что регистрация флуоресцентного излучения происходит именно в стоксовой области, что позволяет существенно уменьшить влияние йода-129 на величину измеряемого сигнала. Полученные в результате использования этого способа величины граничных отношений концентраций йода-127 и йода-129 находятся на уровне, соответствующем одним из лучших результатов, имеющихся в настоящее время, а сам подход является существенно более простым по сравнению с первым способом, поскольку позволяет использовать обычные серийно выпускаемые лазеры, что особенно важно при эксплуатации соответствующей лазерной системы в заводских условиях.

Рассмотренные способы детектирования йода-129 являются кюветными, поскольку при их реализации анализируемая газовая смесь прокачивается через изменительную кювету, в которой возбуждается флуоресценция детектируемого вещества.

Широкое распространение получили дистанционные (лидарные) методы экологического мониторинга. К группе лидарных относятся методы, использующие импульсный лазер как источник излучения. Испущенный импульс испытывает в атмосфере молекулярное рэлеевское рассеяние, рассеяние Ми на крупных частицах (аэрозоле), КР или флуоресценцию на молекулах. Первые два физических процесса используются в абсорбционном методе, заменяя в нем отражение от зеркального рефлектора или топографического объекта. Обычно источник излучения и приемник локализованы в одной установке, так что регистрируется импульс, возвратившийся обратно от объекта, расстояние до которого определяется по времени задержки от момента испускания до момента приема обратного импульса. Регистрируя импульсы с различными временами задержки, можно получить пространственное разрешение.

Лидарные методы используются, в частности, для экологического мониторинга перерабатывающих предприятий ЯТЦ по их выбросам в атмосферу. Некоторые из этих методов основаны на детектировании излучения атомарного водорода с частотой кванта 1420 МГц (длина волны 21,1 см), который образуется вследствие взаимодействия радиоактивных элементов с атмосферными газами, в особенности с водяным паром.

Одна из наиболее распространенных экспериментальных схем

лидарного метода выглядит следующим образом. Длину поглощения L часто устанавливают, помещая на расстоянии $L/2$ от источника уголковый отражатель. Можно также разместить лазер на самолете (или спутнике), а приемник – на земле. Для того чтобы уменьшить расходимость, лазерный пучок расширяют с помощью телескопа. Уголковый отражатель отражает пучок точно назад. Он попадает на расщепляющую пластинку и с нее на спектрометр. С помощью набора фотодиодов, установленных в плоскости изображения спектрометра, можно одновременно регистрировать весь спектр лазера, генерирующего на многих линиях. Можно организовать регистрацию таким образом, чтобы одна половина фотодиодов использовалась для регистрации спектра лазера, а другая – для регистрации спектра отраженного пучка.

Во многих случаях для зондирования атмосферы на больших расстояниях нельзя использовать уголковые отражатели. При этом для приема сигнала можно применять рассеяние лазерного излучения частицами аэрозолей.

В настоящее время как в России, так и за рубежом существует ряд лидарных станций.

Сибирская лидарная станция (СЛС) Института оптики атмосферы СО РАН сформирована на базе двух стационарных лидарных комплексов. Основные характеристики четырех каналов этих комплексов приведены в табл. 3.1. В качестве передатчиков излучения в лидарах в параллельном режиме используются лазерные источники, излучающие на длинах волн в ультрафиолетовом (эксимерные XeCl лазеры) и видимом (Nd:ИАГ лазер) спектральных диапазонах. Наряду с крупногабаритными телескопами дополнительно используются телескопы меньшего диаметра – 0,5 и 0,3 м. Длиннофокусный телескоп с диаметром зеркала 2,2 м обеспечивает регистрацию лидарных сигналов в диапазоне высот 30–60 км, телескоп с диаметром зеркала 1 м – в диапазоне 15–40 км, телескоп с диаметром зеркала 0,5 м – в диапазоне 10–30 км, телескоп с диаметром зеркала 0,3 м – в диапазоне 6–15 км. Отсечка сигналов из атмосферных слоев ниже указанных диапазонов высот осуществляется активно с помощью механических отсекателей либо пассивно за счет большой базы передатчик–приемник.

Таблица 3.1

Параметры лидара	Характеристики каналов			
Диаметр зеркала, м	2,2	1	0,3	0,5
Фокусное расстояние, м	10	2	1,5	1,5
Длина волны зондирования, нм	308/353	308/353	308/353	532/683
Энергия импульса, мДж	80/20	80/20	80/20	100/50
Частота следования, Гц	50–200	50–200	50–200	20
Высотный диапазон зондирования, км	30–60	15–40	6–15	10–30
Макс. ошибка измерения, %	10	10	15	7

КР-лидары широко используются для дистанционного контроля выбросов в атмосферу из труб предприятий. Ряд экспериментальных исследований подтверждают способность таких лидаров дистанционно обнаруживать наиболее распространенные газовые загрязнения.

Контрольные вопросы

1. Назовите известные вам методы лазерного разделения изотопов.
2. В чем заключается метод двухступенчатой селективной фотоионизации?
3. В чем заключается сущность процессов резонансной передачи энергии и резонансной перезарядки?
4. На каком физическом явлении основан метод разделения изотопов, называемый фотопредиссоциационным?
5. Какие лазеры являются наиболее распространенными в задачах лазерного разделения изотопов?
6. В чем заключается сущность метода избирательной адсорбции?
7. Какие лазеры используются в настоящее время для лазерного термоядерного синтеза?

8. В чем преимущество лазерных методов очистки поверхности по сравнению с традиционными методами?
9. Какие лазеры используются для очистки поверхности?
10. В чем различие процессов комбинационного рассеяния и флуоресценции?
11. В каких случаях использование абсорбционного метода имеет преимущества по сравнению с флуоресцентным методом и методом комбинационного рассеяния?
12. В чем заключается сущность абсорбционного метода?
13. Какие из наиболее опасных для здоровья человека веществ поступают в атмосферу в результате деятельности объектов атомной промышленности?
14. Какие методы называются лидарными?
15. Какие лазеры используются в задачах дистанционного мониторинга атмосферы?

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Основная

1. Звелто О. Принципы лазеров. М.: Мир, 1990.
2. Ярив А. Введение в оптическую электронику. М.: Высшая школа, 1983.
3. Качмарек Ф. Введение в физику лазеров. М.: Мир, 1981.

Дополнительная

1. Карлов Н.В. Лекции по квантовой электронике. М.: Наука, 1988.
2. Справочник по лазерам. / Под ред. А.М. Прохорова, ч.1 и ч.2. М.: Советское радио, 1978.
3. Демтредер В. Лазерная спектроскопия. Основные принципы и техники эксперимента. М.: Наука, 1985.
4. Мэйтленд А., Данн М. Введение в физику лазеров. М.: Наука, 1978.
5. Оменетто Н. Аналитическая лазерная спектроскопия. М.: Мир, 1982.
6. Летохов В.С.. Применение лазеров в спектроскопии и фотохимии. М.: Мир, 1983.