

ГЛАВА 1

ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ КВАНТОВОЙ ЭЛЕКТРОНИКИ

1.1. Энергетические уровни атомов и молекул

Квантовая электроника изучает и использует главным образом явления резонансного взаимодействия электромагнитного излучения и вещества. Данное взаимодействие происходит по законам квантовой механики, согласно которым любая атомная частица* может находиться в определенных разрешенных стационарных состояниях, соответствующих определенным значениям энергии E . Переход из одного состояния в другое происходит скачками в соответствии с законом сохранения энергии и связан с получением или отдачей энергии атомной частицей. Переходы могут быть излучательными (атомная частица испускает или поглощает электромагнитное излучение) или безызлучательными (происходит непосредственный обмен энергией между данной атомной частицей и окружающими ее частицами). Примером безызлучательных переходов могут служить возбуждения атомов и молекул электронным ударом, передача энергии возбуждения при столкновениях между молекулами.

Первостепенное значение в квантовой электронике имеют переходы с излучением. При таких переходах атомные частицы излучают или поглощают электромагнитные волны, частота которых ν_{mn} определяется соотношением

$$\nu_{mn}h = E_m - E_n, \quad (1.1)$$

где h – постоянная Планка, равная $6,6210 \cdot 10^{-27}$ эрг·с; E_m и E_n – энергия частицы в начальном и конечном состояниях.

Прежде чем перейти к анализу процессов излучения и поглощения атомными частицами, приведем основные сведения об энергетических состояниях атомов и молекул.

* Под атомными частицами понимаются атомы, молекулы, ионы, атомные ядра и т. д.

Согласно положениям квантовой механики состояния атомных частиц полностью определяются волновыми функциями, позволяющими находить их физические параметры.

Каждая атомная частица характеризуется совокупностью собственных волновых функций $\psi_1, \psi_2, \dots, \psi_m$, стационарных состояний и соответствующим ей рядом значений внутренней энергии $E_1, E_2, E_3, \dots, E_m$. Волновые функции стационарных состояний определяются только внутренними взаимодействиями, существующими в атомных частицах. Совокупность возможных стационарных состояний атомных частиц принято изображать графически в виде диаграммы энергетических уровней (рис. 1.1): горизонтальные линии соответствуют значениям энергии, которыми может обладать атомная частица,

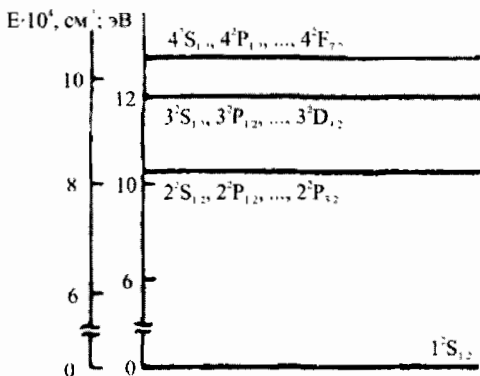


Рис. 1.1. Система нижних энергетических уровней атома водорода

ось ординат является шкалой энергии*. Каждый уровень маркируется специальным символом, позволяющим установить, к какому состоянию он относится.

Энергетические состояния атомов

Энергия стационарных состояний атома, определяемая взаимодействием ядра и его электронной оболочки, непосредственно связана со строением электронной оболочки атомов.

Наиболее простую структуру энергетического спектра имеет атом водорода и водородноподобные ионы He^+ , Li^{++} , Be^{+++} , состоящие из ядра и одного электрона и представляющие одноэлектронную структуру. Систематика энергетических спектров более сложных атомов и ионов, состоящих из ядра и двух и более электронов,

* Обычно энергию выражают в электронвольтах (эВ) или обратных сантиметрах (cm^{-1}): $1\text{эВ} = 8066\text{ cm}^{-1} = 1,60221 \cdot 10^{-12}\text{ эрг}$.

основывается на приближенном рассмотрении многоэлектронной системы, исходя из свойств одноэлектронной.

Состояние одноэлектронного атома (иона) и его электронной оболочки характеризуется четырьмя квантовыми числами n , ℓ , m_ℓ , m_s . Главное квантовое число n может принимать любые положительные значения, $n = 1, 2, 3, 4, \dots$. Оно определяет размер электронной оболочки атома. Квантовое число n в основном характеризует энергию данного стационарного состояния: чем больше n , тем больше размер электронной орбиты и больше энергия.

Орбитальное (или азимутальное) квантовое число ℓ определяет модуль вектора орбитального момента количества движения электрона и при заданном $|\vec{P}_\ell| = \frac{h}{2\pi} \sqrt{\ell(\ell+1)}$ и может принимать целые значения: $\ell = 0, 1, 2, \dots, n-1$, т. е. всего n значений.

Орбитальное магнитное квантовое число m_ℓ определяет проекцию орбитального момента $P_{\ell z}$ электрона на некоторое выделенное направление z .

Число m_ℓ при заданном ℓ может принимать целые значения $m_\ell = \ell, \ell-1, \dots, -\ell$, т. е. $2\ell+1$ значение.

Спиновое магнитное квантовое число m_s связано с наличием у электрона спинового момента количества движения \vec{P}_s , величина которого определяется через спиновое число $s = 1/2$ по формуле:

$|\vec{P}_s| = \frac{h}{2\pi} \sqrt{s(s+1)}$. Число m_s принимает два значения $m_s = \pm s = \pm 1/2$ и определяет проекцию спинового момента \vec{P}_s на направление z :

$$P_{sz} = \frac{h}{2\pi} m_s.$$

Для характеристики состояния электрона во многих случаях вместо m_ℓ и m_s используют два других связанных с ними квантовых числа j и m_j , называемых соответственно внутренним и полным магнитными квантовыми числами. Внутреннее квантовое число j характеризует величину суммарного момента количества движения электрона

$$\vec{P}_j = \vec{P}_\ell + \vec{P}_s; \quad |\vec{P}_j| = \frac{h}{2\pi} \sqrt{j(j+1)},$$

принимает полуцелые значения:

$$j = \ell + \frac{1}{2}, \quad j = \ell - \frac{1}{2} (\ell \geq 1); \quad j = s = \frac{1}{2} (\ell = 0).$$

Полное магнитное квантовое число m_j определяет значение проекции суммарного момента количества движения электрона \vec{P}_j на выделенное направление z

$$P_{jz} = \frac{h}{2\pi} m_j$$

и принимает значения $m_j = j, j - 1, \dots, -j$, т. е. всего $2j + 1$ значение.

Согласно расчетам релятивистской квантовой механики, внутренняя энергия атома водорода описывается формулой Дирака:

$$E = -\frac{m e^4 2\pi^2}{n^2 h^2} - \frac{\alpha^2}{n^2} \left(\frac{1}{j + \frac{1}{2}} - \frac{3}{4n} \right),$$

где $m = \frac{M m_e}{M + m_e}$ – приведенная масса электрона и ядра (m_e и M – соответственно масса электрона и ядра); e – заряд электрона; $\alpha = \frac{2\pi e^2}{ch}$ – безразмерная величина, называемая постоянной тонкой структуры.

Первый член в формуле Дирака представляет собой формулу Бора для энергии атома водорода. Второй член значительно меньше первого (постоянная $\alpha^2 = 5,3 \times 10^{-5}$): он уточняет энергию, найденную по формуле Бора, и определяет тонкую структуру энергетического спектра атома. Тонкая структура обуславливается взаимодействием спинового и орбитального моментов. Из формулы Дирака следует, что энергия атомов водорода зависит только от главного n и внутреннего j квантовых чисел и не зависит от квантового числа m_j .

Состояния, описываемые различными волновыми функциями (различными квантовыми числами), но имеющие одинаковую энергию, принято называть вырожденными. Число состояний с одинаковой энергией называют кратностью вырождения.

Уровни энергии атома водорода с заданными m , ℓ и j вырождены по полному магнитному квантовому числу m_j , кратность вырождения $g = 2j + 1$.

Система энергетических уровней атома водорода, построенная по формуле Дирака, приведена на рис. 1.1. Здесь использованы общепринятые обозначения энергетических состояний одноэлектронных атомов: цифра, состоящая перед буквенными обозначениями, соответствует главному квантовому числу, прописные буквы S, P, D, F, G, \dots — состояниям атома, для которых значения квантового числа орбитального момента атома соответственно равны $0, 1, 2, 3, 4, \dots$ (в одноэлектронном атоме орбитальный момент атома есть орбитальный момент электрона). Индекс, стоящий справа внизу от буквенного обозначения уровня, указывает значение внутреннего квантового числа j , определяющего суммарный момент электрона в атоме, индекс 2 (слева сверху) — кратность уровня с данным ℓ (для известного ℓ квантовое число j принимает $j = \ell + \frac{1}{2}$ и $j = \ell - \frac{1}{2}$). Например, символ $3^2P_{3/2}$ обозначает уровень с $n = 3, \ell = 1, j = 3/2$, символ $2^2S_{1/2}$ — уровень с $n = 2, \ell = 0, j = 1/2$.

Состояние $1^2S_{1/2}$ в атоме водорода, имеющее наименьшее значение энергии, называется основным, или нормальным. Все остальные уровни называют возбужденными, так как для перевода на них с основного уровня необходимо затратить энергию. Уровни состояний с одинаковыми n в принятом на рис. 1.1 масштабе практически сливаются друг с другом.

На рис. 1.2 показана (без соблюдения масштаба) тонкая структура возбужденных уровней с одинаковыми n . Как следует из формулы Дирака и рис. 1.2, состояния с одинаковыми n и j ($2^2S_{1/2}$ и $2^2P_{1/2}$; $3^2S_{1/2}$ и $3^2P_{1/2}$ и т. д.) совпадают. Однако на самом деле, согласно квантовой электродинамике, эти уровни не совпадают,

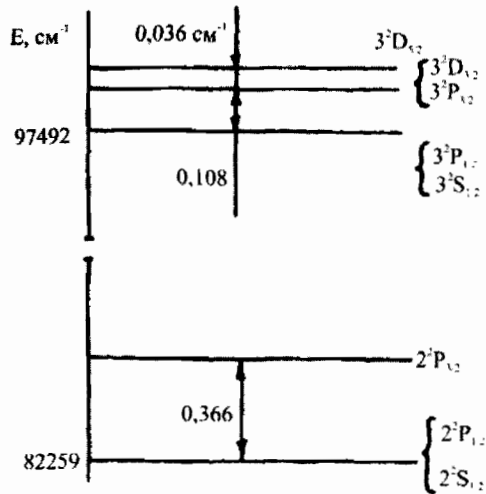


Рис. 1.2. Тонкая структура возбужденных уровней атома водорода

а сдвинуты на малую, но экспериментально обнаружимую величину (уровни $2^2S_{1/2}$ и $2^2P_{1/2}$ сдвинуты на $0,035 \text{ см}^{-1}$).

Систематика энергетических уровней атомов и ионов, состоящих из ядра и двух (и более) электронов, основывается на приближенном рассмотрении многоэлектронной системы исходя из свойств одноэлектронных атомов. Для систематизации энергетических состояний атомов используют векторную модель атома и классификацию электронов в них. Значение энергии стационарных состояний атома зависит от энергетических состояний входящих в него электронов. Состояние каждого электрона в многоэлектронном атоме характеризуется так же, как в атоме водорода, набором квантовых чисел: n , ℓ , m_ℓ , m_s .

Состояния электронов с заданными n и ℓ принято обозначать символами, состоящими из букв и цифрового коэффициента: буквами s, p, d, f, g, h указывают соответственно значения квантового числа $\ell = 0, 1, 2, 3, 4, 5$; цифра перед буквой обозначает главное квантовое число n . Например, символ $2d$ соответствует состоянию электрона, в котором $n = 2$, а $\ell = 2$, символ $3p$ – состоянию с $n = 3$ и $\ell = 1$. Если несколько электронов находятся в состоянии с одинаковыми числами n и ℓ (такие электроны называют эквивалентными), то их число указывают в виде показателя у символа. Например, символ $4f^2$ означает, что имеются два эквивалентных электрона с $n = 4$ и $\ell = 3$. Часто указывают электронную конфигурацию атомов, т. е. распределение электронов по состояниям, характеризующимся значениями чисел n и ℓ . Так, электронная конфигурация $1s2p3d^2$ означает, что в атом входит один электрон в состоянии с $n = 1$ и $\ell = 0$, один электрон в состоянии с $n = 2$ и $\ell = 1$ и два электрона с $n = 3$ и $\ell = 2$.

При заданном ℓ квантовое число m_ℓ может принимать $2\ell + 1$ значений, в то же время m_s принимает два значения $\pm 1/2$, поэтому существует $2(2\ell + 1)$ состояний с одними и теми же числами n и ℓ , но различными значениями m_ℓ и m_s . Согласно принципу Паули в атоме не может быть двух электронов в одинаковых состояниях, т. е. в каждом n, ℓ, m_ℓ, m_s – состоянии может находиться не более одного электрона. Следовательно, в атоме может быть не более $2(2\ell + 1)$ электронов с заданными n и ℓ . Электроны с одними и теми же значениями n и ℓ образуют в атоме электронную оболочку. Такую оболочку называют замкнутой или заполненной, если в нее входит $2(2\ell + 1)$ электрон. При $\ell = 0$ имеем s -оболочку, которая может содержать не более $2(2\ell + 1) = 2$

электронов, p -оболочка ($\ell=1$) будет заполненной при $2(2\ell+1)=6$ электронах, d -оболочка включает не более 10 электронов. Замкнутая f -оболочка ($\ell=3$) содержит 14 электронов.

В любом атоме электроны стремятся занять такие состояния, при которых энергия атома минимальна. Энергетическое состояние атома с наименьшей энергией называют основным, или нормальным. Каждый атом в нормальном состоянии обладает характерной конфигурацией. Например, атом углерода в нормальном состоянии имеет электронную конфигурацию $1s^2 2s^2 2p^2$, атом натрия – $1s^2 2s^2 2p^6 3s$. Энергетический спектр атомов зависит от характера взаимодействия в их электронной оболочке. Благодаря межэлектронным взаимодействиям между ними устанавливается связь. Большинству сложных атомов свойственна связь Рассела–Саундерса, называемая также нормальной, или просто (L, S) -связью.

При наличии (L, S) -связи орбитальные моменты электронов $\vec{P}_{i\ell}$ складываются в результирующий орбитальный момент атома \vec{P}_L , спиновые моменты \vec{P}_{si} электронов в результирующий спиновый момент атома \vec{P}_S , а затем \vec{P}_L и \vec{P}_S суммируются в полный момент атома \vec{P}_J т. е.

$$\sum_{i=1}^k \vec{P}_{i\ell} = \vec{P}_L; \quad \sum_{i=1}^k \vec{P}_{si} = \vec{P}_S; \quad \vec{P}_S + \vec{P}_L = \vec{P}_J.$$

В соответствии с положениями квантовой механики значения моментов $|\vec{P}_L|$, $|\vec{P}_S|$, $|\vec{P}_J|$ определяются с помощью квантовых чисел L , S , J по формулам:

$$\begin{aligned} \vec{P}_L &= \frac{h}{2\pi} \sqrt{L(L+1)}; & \vec{P}_S &= \frac{h}{2\pi} \sqrt{S(S+1)}; \\ \vec{P}_J &= \frac{h}{2\pi} \sqrt{J(J+1)}, \end{aligned}$$

где L – квантовое число результирующего орбитального момента (оно может принимать значения между максимальной и минимальной абсолютными величинами алгебраической суммы $\sum_{i=1}^k \ell_i$, отличающиеся друг от друга на единицу); S – квантовое число результирующего спинового момента, которое также может принимать значения, отличающиеся друг от друга на единицу и лежащие в пределах между максимальным и минимальным абсолютными значениями алгебраической суммы $\sum_{i=1}^k S_i$; J – квантовое число полного электронного

момента количества движения атома принимает значения $J = L + S, L + S - 1, \dots, |L - S|$, т. е. всего $2S + 1$ значение, если $S < L$, и $2L + 1$ значение, если $S > L$. При нахождении величин L, S и J учитывают принцип Паули. Важную роль при вычислении квантовых чисел L и S атомов играет следующее обстоятельство: для полностью заполненных оболочек $L = 0, S = 0$ и $J = 0$. Это связано с тем, что орбитальный и спиновый моменты электронов, образующих замкнутые электронные оболочки, компенсируют друг друга. Поэтому при определении L и S всей электронной конфигурации атома учитывают только электроны не полностью заполненных оболочек.

Символика энергетических состояний атомов и ионов с несколькими электронами подобна символике, принятой для атома водорода. Энергетические состояния атома с различными квантовыми числами $L = 0, 1, 2, \dots$ полного орбитального момента обозначаются соответственно прописными буквами латинского алфавита S, P, D, F, G, H, \dots . Индекс, расположенный справа внизу от буквенного символа, указывает значение квантового числа J . Слева сверху приводится число $2S + 1$, характеризующее мультиплетность уровня. Индексом 0 справа сверху от символа уровня обозначают нечетность электронной конфигурации, четные состояния не отмечаются. Четность электронной конфигурации определяется простым правилом: конфигурация является нечетной, если содержит нечетное число электронов с нечетным ℓ (т. е. p, f -электронов). Символ $^2P_{3/2}^0$ означает уровень нечетного состояния с $L = 1, J = 3/2$ и $S = 1/2$. Символ 1D_2 соответствует состоянию с $L = 2, J = 2, S = 0$ и четной электронной конфигурации.

Для полной характеристики энергетического состояния атома наряду с обозначением уровня нередко приводят электронную конфигурацию. Например, основное энергетическое состояние Na обозначается в виде $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 S_{1/2}$. Часто вместо полной электронной конфигурации указывают перед обозначением символа уровня лишь электронное состояние незаполненных оболочек. Так, основной уровень Na обозначают не как указано выше, а более кратко: $3s^2 S_{1/2}$. Здесь $3s$ соответствует электронному состоянию валентного электрона. Энергетическая структура атомов цезия приведена на рис. 1.3.

(L, S) -связь реализуется в тех случаях, когда электростатическое взаимодействие электронов между собой (их отталкивание по

закону Кулона) велико по сравнению со спин-орбитальным взаимодействием спинового магнитного момента электрона с магнитным полем, обусловленным движением электронов вокруг ядра. Однако в некоторых атомах энергия спин-орбитального взаимодействия превышает энергию электростатического отталкивания электронов в электронной оболочке. Это соответствует так называемой (j, j) -связи. При (j, j) -связи для каждого электрона сначала складываются его орбитальный \vec{P}_{li} и спиновый \vec{P}_{si} моменты в полный момент данного электрона \vec{P}_{ji} , а затем полные моменты отдельных электронов складываются в полный момент атома \vec{P}_J .

Для (j, j) -связи в случае двух электронов имеем

$$\vec{P}_{j_1} = \vec{P}_{\ell_1} + \vec{P}_{s_1}; \quad \vec{P}_{j_2} = \vec{P}_{\ell_2} + \vec{P}_{s_2}; \quad \vec{P}_J = \vec{P}_{j_1} + \vec{P}_{j_2}.$$

Величины полных моментов электронов и полный момент количества движения атома определяются по формулам

$$|\vec{P}_{j_1}| = \frac{h}{2\pi} \sqrt{j_1(j_1 + 1)},$$

$$|\vec{P}_{j_2}| = \frac{h}{2\pi} \sqrt{j_2(j_2 + 1)},$$

$$|\vec{P}_J| = \frac{h}{2\pi} \sqrt{J(J + 1)},$$

где j_1, j_2 и J принимают значения

$$j_1 = \ell_1 + \frac{1}{2}, \quad \ell_1 - \frac{1}{2}; \quad j_2 = \ell_2 + \frac{1}{2}, \quad \ell_2 - \frac{1}{2};$$

$$J = j_1 + j_2, j_1 + j_2 - 1, \dots, |j_1 - j_2|.$$

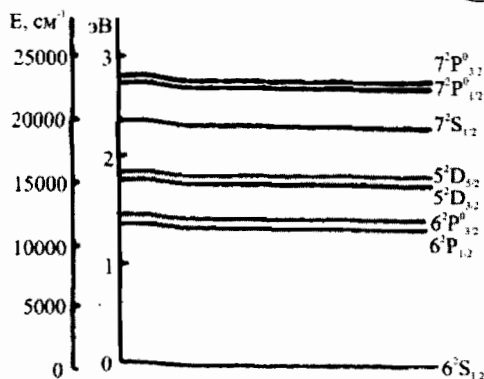


Рис. 1.3. Схема уровней энергии атома цезия

При (j, j) -связи квантовые числа L и S теряют смысл, в отличие от квантового числа J , которое его сохраняет. В случае (j, j) -связи соответствующие уровни обозначают символом $[j_1, j_2]$. Например, символу $[5/2, 3/2]_4$ соответствует уровень с $j_1 = 5/2, j_2 = 3/2$ и $J = 4$. Резко выраженная (j, j) -связь встречается крайне редко.

Как показывает анализ, число энергетических состояний атома не определяется типом связи. От него зависит лишь относительное расположение уровней энергии. Поэтому часто условно используют одну и ту же (L, S) -символику для обозначения уровней независимо от типа связи.

Кроме (L, S) и (j, j) -связи, в некоторых атомах с тремя и более электронами осуществляется промежуточная связь, называемая (J, ℓ) -связью. Она реализуется, например, в атомах инертных газов Ne, Ar, когда один из внешних электронов переводится в более высокое энергетическое состояние. При (J, ℓ) -связи, характеризуемой квантовым числом J_1 , полный момент \vec{P}_{J_1} группы сильно связанных (L, S) -связью складывается с моментами P_ℓ и P_s более удаленного от ядра электрона по схеме

$$\vec{P}_{J_1} + \vec{P}_\ell = \vec{P}_{J'}; \quad \vec{P}_{J'} + \vec{P}_s = \vec{P}_J.$$

Величины $|\vec{P}_{J'}|$ и $|\vec{P}_J|$ определяются через квантовые числа посредством формул

$$|\vec{P}_{J'}| = \frac{h}{2\pi} \sqrt{J'(J'+1)}; \quad |\vec{P}_J| = \frac{h}{2\pi} \sqrt{J(J+1)},$$

где

$$J' = J_1 + \ell, J_1 + \ell - 1, \dots, |J_1 - \ell|;$$

$$J = J' + \frac{1}{2}, \quad J' - \frac{1}{2}.$$

Состояния атомов с промежуточной (J, ℓ) -связью обозначают символика Рака: в квадратных скобках указывают значение суммы $J' + \ell$, за скобками внизу приводят значение J ; справа сверху ставят индекс четности электронной конфигурации атома (значок "0" соответствует нечетной конфигурации, четное состояние не отмечают); перед квадратными скобками указывают символ состояния внешнего электрона.

Например, $3p[5/2]_2$ обозначает четное состояние, когда внешний электрон находится в состоянии с $n = 3$ и $\ell = 1$, число $J = 2$, а сумма $J' + \ell = 5/2$ ($J' = 5/2 - \ell = 5/2 - 1 = 3/2$). На рис. 1.4 приведена система нижних энергетических уровней энергии атома неона. Для уровней неона и атомов других инертных газов кроме символики Рака широко используют из-за их простоты обозначения Пашена, которые не имеют особого физического смысла и не дают однозначной связи с квантовыми числами, характеризующими состояние атома. На рис. 1.4 уровни неона даны в обозначениях (L, S)-связи, Рака и Пашена.

Многие атомы обладают сверхтонкой структурой электронных энергетических уровней. Она наблюдается у атомов, имеющих механический момент ядра (спин ядра) \vec{P}_I , отличный от нуля, и вызывается взаимодействием электронных оболочек атома с магнитным и электрическим моментами ядер.

Сверхтонкая структура уровней характеризуется квантовым числом полного момента атома. Полный момент атома \vec{P}_F представляет собой сумму полного момента электронной оболочки \vec{P}_J и механического момента ядра \vec{P}_I : $\vec{P}_F = \vec{P}_J + \vec{P}_I$. Механический момент ядра \vec{P}_I определяется по формуле

$$|\vec{P}_I| = \frac{h}{2\pi} \sqrt{I(I+1)},$$

(I -спин ядра). Для разных ядер $I = 0, 1/2, 1, 3/2, 2, 5/2$ и т. д. При данных квантовых числах I и J полный механический момент атома имеет соответственно значения

$$|\vec{P}_F| = \frac{h}{2\pi} \sqrt{F(F+1)},$$

где

$$F = I + J, I + J - 1, \dots, |I - J|,$$

т. е. F принимает $2I + 1$ различных значений при $J > I$ и $2J + 1$ значений при $J < I$. Следовательно, каждый энергетический уровень, характеризуемый квантовым числом J , расщепляется при наличии момента ядра на $2I + 1$ сверхтонких подуровней при $J > I$ и на $2J + 1$ подуровней при $J < I$. На энергетических диаграммах уровней сверх-

тонкой структуры проставляется значение квантового числа F . Схема сверхтонкой структуры нижних уровней атомов Na^{23} ($I = 3/2$) представлена на рис. 1.5. Уровни $S_{1/2}$ и $P_{1/2}$ расщеплены на подуровни с $F = 1$ и $F = 2$.

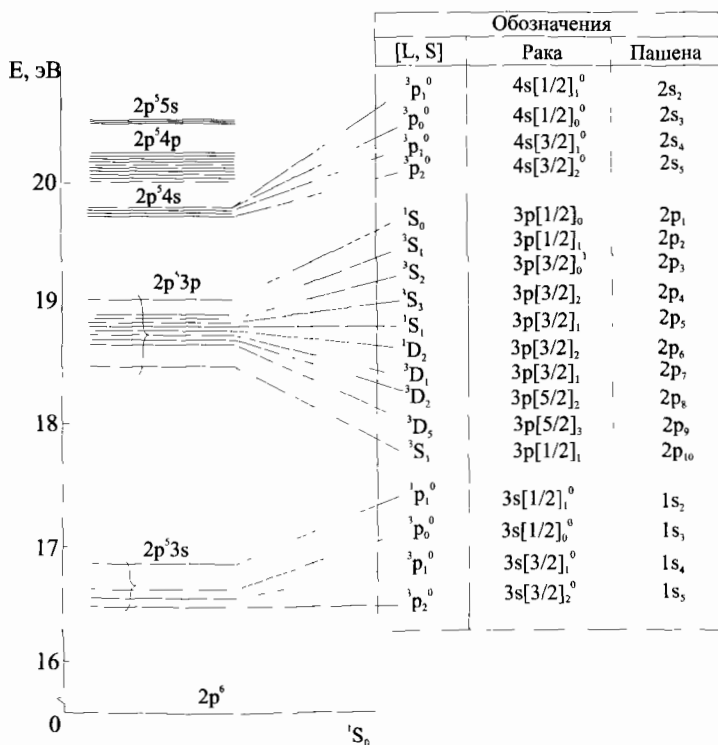


Рис. 1.4. Схема нижних энергетических уровней атома неона

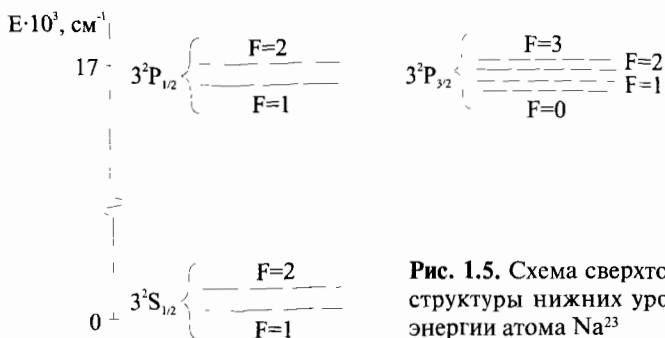


Рис. 1.5. Схема сверхтонкой структуры нижних уровней энергии атома Na^{23}

Энергетические состояния молекул

Схема уровней энергии молекул имеет значительно более сложный вид, чем у атомов. Энергетические состояния молекул определяются наряду с движением электронов, как это имеет место в атомах, также колебательным (периодическим изменением относительного расположения ядер атомов, входящих в состав молекул) и вращательным (периодическим изменением ориентации молекул как целого в пространстве) движением молекул. Энергия молекулы E приближенно может быть представлена формулой

$$E = E_{\text{эл}} + E_{\text{кол}} + E_{\text{вр}},$$

где $E_{\text{эл}}$, $E_{\text{кол}}$, $E_{\text{вр}}$ — соответственно энергия электронного, колебательного и вращательного движений в молекуле, т. е. просто электронная, колебательная и вращательная энергия молекулы.

Исследование спектров испускания (поглощения) и расчет энергетических уровней показывают, что электронная энергия молекул того же порядка, что в атоме, и много больше колебательной энергии, а последняя, в свою очередь, значительно превышает вращательную энергию:

$$E_{\text{эл}} \gg E_{\text{кол}} \gg E_{\text{вр}}.$$

Электронная энергия равна нескольким электронвольтам, колебательная — десятым и сотым долям, а вращательная — тысячным и десятитысячным электронвольта. Электронная, колебательная и вращательная энергии молекул квантуются (принимает определенный набор значений). Каждому электронному состоянию молекулы соответствует набор значений колебательной энергии, а каждому электронному и колебательному энергетическим состояниям отвечает набор значений вращательной энергии. При заданных величинах $E_{\text{эл}}$, $E_{\text{кол}}$ и $E_{\text{вр}}$ полная энергия E молекулы имеет определенное значение, соответствующее данному электронно-колебательно-вращательному состоянию. Схема, иллюстрирующая общий характер расположения уровней (без соблюдения действительного масштаба) для простейшего случая двухатомной молекулы, приведена на рис. 1.6, где использованы следующие обозначения: A , B — электронные уровни; v' , v'' — квантовые числа колебательных уровней; J' , J'' — квантовые числа вращательных уровней.

Переход молекулы из одного энергетического состояния в другое может сопровождаться изменением всех трех частей полной энергии – электронной, колебательной и вращательной. Так, для излучательных переходов согласно условию частот Бора (1.1) имеем

$$h\nu = E' - E'' = (E'_{эл} - E''_{эл}) + (E'_{кол} - E''_{кол}) + (E'_{вр} - E''_{вр}).$$

Здесь один штрих соответствует величинам, относящимся к верхнему, а два штриха – к нижнему электронно-колебательно-вращательным уровням.

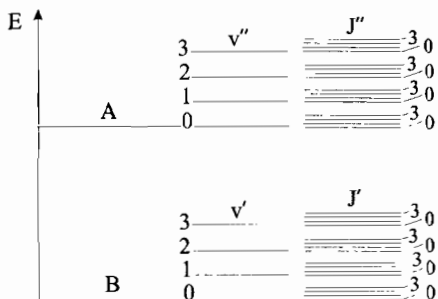


Рис. 1.6. Схема уровней энергии двухатомной молекулы

Полное изменение энергии молекулы при переходе складывается из изменения электронной $\Delta E_{эл} = E'_{эл} - E''_{эл}$, колебательной $\Delta E_{кол} = E'_{кол} - E''_{кол}$ и вращательной $\Delta E_{вр} = E'_{вр} - E''_{вр}$ энергий. Изменение электронной энергии, как правило, сопровождается изменением колебательной и вращательной энергий.

Образующиеся при этом спектры молекул называют электронными. Как и у атомов, они расположены в видимой и ультрафиолетовой областях. Электронные спектры состоят из отдельных более или менее широких полос. У сложных молекул полосы перекрываются друг с другом. Полосы в спектрах молекул соответствуют различным изменениям $\Delta E_{кол}$ при постоянном $\Delta E_{эл}$. В полосах спектра отдельные линии отвечают различным $\Delta E_{вр}$ при заданных $\Delta E_{эл}$ и $\Delta E_{кол}$.

Вторым типом спектров молекул являются колебательно-вращательные, или просто колебательные спектры, лежащие в основном в инфракрасной области. Они определяются переходами между колебательными уровнями энергии, соответствующими одному и тому же электронному состоянию ($\Delta E_{эл} = 0$). Частоты колебательных спектров находят из соотношения

$$\nu = \frac{(E'_{кол} - E''_{кол}) + (E'_{вр} - E''_{вр})}{h}.$$

Третьим типом спектров молекул являются вращательные спектры. Они лежат в радио- и СВЧ-диапазонах волн и соответствуют переходам, при которых меняется лишь вращательная энергия без изменения электронной и колебательной энергии:

$$\nu = \frac{(E'_{\text{вр}} - E''_{\text{вр}})}{h}.$$

Ввиду большого разнообразия и сложности строения молекул невозможно осуществить единую классификацию их энергетических уровней. Систематизация энергетических состояний молекул производится по отдельным классам молекул на основе свойств симметрии. Колебательные и вращательные уровни молекул характеризуются квантовыми числами ν , J колебательного и вращательного движений.

1.2. Поглощение, спонтанное и вынужденное излучения

Взаимодействие электромагнитного излучения и вещества обусловлено внутренними энергетическими переходами частиц из одного стационарного состояния в другое и проявляется в излучении и поглощении квантов излучения (фотонов).

Испускание электромагнитного излучения веществом связано с переходами атомных частиц из состояния с большей энергией в состояние с меньшей энергией. Существует два вида переходов между энергетическими уровнями, сопровождающихся испусканием электромагнитного излучения: спонтанные и индуцированные.

Спонтанные переходы представляют собой самопроизвольные переходы возбужденных атомных частиц в нижнее энергетическое состояние. Излучение, возникающее в результате самопроизвольных переходов и называемое спонтанным, носит статистический характер. Атомные частицы при спонтанных переходах испускают фотоны независимо друг от друга, фаза, а также направление распространения фотона имеют случайный характер. Поэтому спонтанное излучение некогерентно и ненаправленно.

Индуцированные переходы вызываются (индуцируются) внешним электромагнитным излучением, частота которого равна или

близка частоте квантового перехода ν_{mn} . Излучение, возникающее в результате индуцированных переходов, называют индуцированным, вынужденным или стимулированным. Индуцированное излучение имеет ту же частоту, фазу, направление распространения и поляризацию, что и вынуждающее внешнее излучение. Другими словами, индуцированное и вызывающее его внешнее излучение когерентны.

Кроме спонтанного и индуцированного излучения, может происходить резонансное поглощение энергии проходящего через вещество электромагнитного излучения. Процесс резонансного поглощения подобен процессу индуцированного излучения, но идет в обратном направлении. Атомные частицы, находящиеся в нижнем энергетическом состоянии E_n , под действием электромагнитного поля переходят в верхнее энергетическое состояние E_m , поглощая при каждом переходе квант энергии $h\nu = E_m - E_n$.

Явления индуцированного излучения и поглощения связаны и представляют собой две неразрывные стороны одного и того же процесса взаимодействия излучения и вещества.

Важными квантовыми характеристиками процессов испускания и поглощения излучения являются вероятности соответствующих процессов.

Спонтанное излучение атомных частиц, связанное с переходом между верхним энергетическим состоянием m и нижним n , описывается вероятностью спонтанного испускания перехода в единицу времени A_{mn} (A_{mn} называют также коэффициентом Эйнштейна для спонтанного испускания). Этот коэффициент определяется квантовыми свойствами частиц и принципиально может быть вычислен для каждого перехода методами квантовой электродинамики. Величина A_{mn} характеризует интенсивность спонтанных переходов и определяет среднее время жизни частиц в возбужденном состоянии m .

Предположим, что имеется большое число атомных частиц, образующих сильно разряженный газ, такой, что взаимодействием между частицами можно пренебречь. Допустим также, что в некоторый момент t в возбужденном состоянии m находится N_m частиц. С течением времени за счет спонтанных переходов частицы переводятся из возбужденного состояния m в нижележащее состояние n . Уменьшение числа частиц $-dN_m$ в состоянии m за время от t до $t + dt$ составляет:

$$-dN_m = A_{mn} N_m dt, \quad (1.2)$$

тогда

$$N_m = N_{m0} e^{-A_{mn} t}, \quad (1.3)$$

где N_{m0} — начальное число атомных частиц в состоянии m при $t = 0$. Это уравнение описывает закон изменения со временем числа частиц возбужденного состояния m .

Используя соотношения (1.2) и (1.3) и учитывая, что при каждом переходе частиц из состояния m в n излучается фотон с энергией $h\nu_{mn} = E_m - E_n$ (E_m и E_n — соответственно энергия частиц в состояниях m и n), для мощности спонтанного излучения P_c получим

$$P_c = h\nu_{mn} A_{mn} N_m = h\nu_{mn} N_{m0} A_{mn} e^{-A_{mn} t}, \quad (1.4)$$

т. е. мощность спонтанного излучения изменяется со временем по экспоненциальному закону. Из (1.3) и (1.4) видно, что через промежуток времени $\tau = 1/A_{mn}$ число частиц на верхнем уровне m и мощность спонтанного излучения уменьшаются в e раз. Величина $\tau = 1/A_{mn}$ называется временем жизни частиц в возбужденном состоянии. Если ниже уровня m имеется не один, а несколько уровней, то время жизни частиц в состоянии m равно обратной величине полной вероятности спонтанных переходов с уровня m на все нижние: $\tau = \frac{1}{\sum_i A_{mi}}$ (A_{mi} — вероятность спонтанного перехода $m \rightarrow i$).

Индукированные излучательные переходы с верхнего энергетического состояния в нижнее и обратные переходы с поглощением энергии характеризуются вероятностью вынужденного испускания и вероятностью поглощения.

Согласно экспериментальным данным вероятности индуцированных переходов пропорциональны плотности энергии ρ_ν на частоте перехода. Поэтому вероятность W_{mn} индуцированного перехода в единицу времени между состояниями $m \rightarrow n$ можно определить выражением

$$W_{mn} = B_{mn} \rho_\nu \quad (1.5)$$

(B_{mn} называют коэффициентом Эйнштейна для вынужденного испускания). Зная вероятность W_{mn} , легко найти число индуцирован-

ных переходов dZ_{mn} между уровнями $m \rightarrow n$ за промежуток времени от t до $t + dt$:

$$dZ_{nm} = W_{nm} N_m dt, \quad (1.6)$$

где N_m — число частиц в состоянии m в момент времени t . Аналогично определим вероятность W_{nm} поглощения квантов электромагнитного поля в единицу времени:

$$W_{nm} = B_{nm} \rho_\nu \quad (1.7)$$

(B_{nm} — называют коэффициентом Эйнштейна для поглощения). Число dZ_{nm} поглощенных квантов электромагнитного поля на переходе $n \rightarrow m$ за промежуток времени от t до $t + dt$ определяется формулой

$$dZ_{nm} = W_{nm} N_n dt, \quad (1.8)$$

где N_n — число частиц в состоянии n в момент времени t .

Коэффициенты Эйнштейна B_{mn} и B_{nm} , представляющие собой постоянные величины, так же как A_{mn} , являются квантовыми характеристиками перехода данного типа атомных частиц.

Коэффициенты B_{mn} , B_{nm} , A_{mn} взаимосвязаны. Для установления этой связи рассмотрим совокупность атомных частиц, находящихся в термодинамическом равновесии со стенками окружающего их объема и имеющих абсолютную температуру T . Выделим из всей системы уровней, которой обладают рассматриваемые частицы, два уровня n

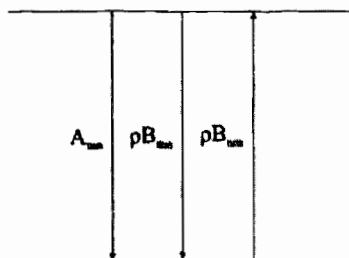


Рис. 1.7. Схема двух энергетических состояний с указанием спонтанных и индуцированных переходов

и m с энергиями E_n и E_m ($E_m > E_n$) (рис. 1.7). Обозначим N_n и N_m число частиц в единице объема, находящихся в состояниях с энергией E_n и E_m . Атомные частицы излучают и поглощают энергию электромагнитного поля, совершая в первом случае переходы $m \rightarrow n$, а во втором $n \rightarrow m$. Переходы с испусканием квантов излучения с частотой $\nu = (E_m - E_n)/h$ происходят либо спонтанно, либо индуцировано. Сумма вероятностей тех или

других переходов в единицу времени равна $A_{mn} + B_{mn}\rho_\nu$. За время dt число переходов с уровня m на уровень n составит

$$dZ_{mn} = (A_{mn} + B_{mn}\rho_\nu)N_m dt. \quad (1.9)$$

За тот же промежуток времени dt число переходов $n \rightarrow m$ с поглощением будет:

$$dZ_{nm} = B_{nm}\rho_\nu N_n dt. \quad (1.10)$$

Поскольку система находится в равновесии, число переходов ($n \rightarrow m$) и обратных им ($m \rightarrow n$) за один и тот же отрезок времени должно быть одинаковым, т. е. $dZ_{nm} = dZ_{mn}$. Из (1.9) и (1.10) получаем

$$N_m(A_{mn} + B_{mn}\rho_\nu) = B_{nm}\rho_\nu N_n;$$

тогда

$$\rho_\nu = \frac{A_{mn}}{\frac{N_n}{N_m} B_{nm} - B_{mn}}. \quad (1.11)$$

При термодинамическом равновесии распределение частиц по состояниям подчиняется закону Больцмана, согласно которому число частиц N_j , имеющих энергию E_j , определяется формулой

$$N_j = g_j N_0 C e^{\frac{E_j}{kT}}, \quad (1.12)$$

где N_0 – полное число частиц всей системы; g_j – фактор вырождения (статистический вес) уровня E_j , показывающий, сколько независимых состояний атомной частицы имеют одну и ту же энергию; C – одинаковый для всех уровней множитель, зависящий от абсолютной температуры T , k – постоянная Больцмана.

Учитывая (1.12) отношение N_n/N_m , входящее в (1.11), можно записать

$$\frac{N_n}{N_m} = \frac{g_n}{g_m} e^{\frac{E_n - E_m}{kT}} = \frac{g_n}{g_m} e^{\frac{h\nu}{kT}}. \quad (1.13)$$

С учетом (1.13), выражение (1.11) принимает вид

$$\rho_\nu = \frac{A_{mn} g_m}{B_{nm} g_n e^{kT} - g_m B_{mn}}. \quad (1.14)$$

Это – формула для плотности энергии равновесного излучения, выраженная посредством коэффициентов Эйнштейна. Сравнивая ее с формулой Планка для плотности энергии равновесного излучения

$$\rho_\nu = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \frac{1}{e^{kT} - 1}, \quad (1.15)$$

получаем следующие важные соотношения:

$$g_n B_{nm} = g_m B_{mn}; \quad (1.16)$$

$$A_{mn} = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \frac{g_n}{g_m} B_{nm} = \frac{8\pi h}{\lambda^3} \frac{g_n}{g_m} B_{nm}, \quad (1.17)$$

где $\lambda = c/\nu$ – длина волны излучения в вакууме. Если уровни энергии простые, то $g_n = g_m = 1$ и

$$B_{nm} = B_{mn}, \quad (1.18)$$

$$A_{mn} = \frac{8\pi h}{\lambda^3} B_{nm}. \quad (1.19)$$

Соотношение (1.17) связывает вероятность спонтанного перехода в единицу времени с коэффициентом Эйнштейна для вынужденных переходов. Из него следует, что вероятность спонтанного перехода резко меняется с частотой (пропорционально кубу частоты). Спонтанное излучение при переходе в радиодиапазоне не играет заметной роли. Оно существенно в оптическом диапазоне (частота радиодиапазона меньше оптической частоты примерно в 10^4 раз, и коэффициент, связывающий вероятность спонтанного и вынужденного излучения, при переходе от оптического к радиодиапазону изменяется 10^{-12} раз).

Согласно выражению (1.18), в случае невырожденных уровней вероятности переходов с индуцированным испусканием и поглощением фотонов равны.

Соотношения (1.16) и (1.17) позволяют по одной известной постоянной Эйнштейна определить остальные коэффициенты. Как уже отмечалось, коэффициенты Эйнштейна являются квантовыми характеристиками перехода данного типа частиц. Они определяются посредством собственных функций стационарных состояний атомных частиц.

1.3. Связи коэффициентов Эйнштейна с собственными волновыми функциями частиц

Определение коэффициентов Эйнштейна требует решения задачи о взаимодействии атомной частицы с периодическим полем электромагнитной волны. Рассмотрим атомную частицу, для которой известна полная система волновых функций стационарных состояний:

$$\begin{aligned}\psi_1 &= \psi_1^0 \exp(-2\pi i E_1 h^{-1} t), & \psi_2 &= \psi_2^0 \exp(-2\pi i E_2 h^{-1} t), \dots, \\ \psi_q &= \psi_q^0 \exp(-2\pi i E_q h^{-1} t),\end{aligned}$$

где $\psi_1^0, \psi_2^0, \dots, \psi_q^0$ — амплитудные волновые функции; E_1, \dots, E_q — собственные значения энергии соответствующих состояний. Волновые функции удовлетворяют уравнению Шредингера

$$\hat{H}_0 \psi = -\frac{h}{2\pi i} \frac{\partial \psi}{\partial t}. \quad (1.20)$$

Пусть на эту частицу с некоторого момента $t = 0$ начинает действовать электрическое, переменное во времени, направленное вдоль оси x поле:

$$\varepsilon_x = \varepsilon_{vx}^0 \cos(2\pi \nu t). \quad (1.21)$$

Электрическое поле, описываемое формулой (1.21), приведет к возмущению энергии частицы на величину

$$U(t) = -(\vec{p}\vec{E}) = -p_x \varepsilon_{vx}^0 \cos(2\pi\nu t), \quad (1.22)$$

где p_x — проекция дипольного момента \vec{p} частицы на направление электрического поля. При этом волновая функция удовлетворяет уравнению

$$\left[\hat{H}_0 + \hat{U}(t) \right] \psi = -\frac{\hbar}{2\pi i} \frac{\partial \psi}{\partial t}, \quad (1.23)$$

где $\hat{U}(t)$ представляет собой оператор, определяемый энергией взаимодействия частицы и поля (1.22). При действии переменного поля энергия частицы изменяется, и частица не может иметь стационарных состояний подобно тем, которые она имеет в отсутствие внешних полей.

Для решения уравнения (1.23) воспользуемся методом теории возмущений. Будем искать решения уравнения (1.23) в виде суммы

$$\psi = \sum_k a_k(t) \psi_k \quad (1.24)$$

(коэффициенты $a_k(t)$ являются функциями времени). Смысл этих коэффициентов состоит в том, что квадраты их модулей $|a_k(t)|^2$ представляют вероятность получить при измерении энергии частицы в момент t значение E_k , соответствующее невозмущенному состоянию волновой функции. Суммирование в (1.24) ведется по всем состояниям невозмущенной задачи. Подставив выражение (1.24) в уравнение (1.23), получим

$$\sum_k a_k \hat{H}_0 \psi_k + \sum_k a_k \hat{U} \psi_k = -\frac{\hbar}{2\pi i} \sum_k a_k \frac{\partial \psi_k}{\partial t} - \frac{\hbar}{2\pi i} \sum_k \psi_k \frac{da_k}{dt}. \quad (1.25)$$

Первые члены слева и справа тождественно равны друг другу, так как функции ψ_k удовлетворяют (1.20). Поэтому уравнение (1.25) можно переписать в виде

$$\sum_k a_k \hat{U} \psi_k = -\frac{\hbar}{2\pi i} \sum_k \psi_k \frac{da_k}{dt}.$$

Умножим данное уравнение на какую-нибудь комплексно-сопряженную волновую функцию ψ_m^* стационарного состояния частицы и проинтегрируем его по всему пространству. Тогда получим

$$\sum_k a_k \int \psi_m^* \hat{U} \psi_k d\tau = -\frac{h}{2\pi i} \sum_k \frac{da_k}{dt} \int \psi_m^* \psi_k d\tau. \quad (1.26)$$

Так как волновые функции стационарных состояний обладают свойством ортогональности

$$\int \psi_m^* \psi_k d\tau = \begin{cases} 0 & \text{при } k \neq m \\ 1 & \text{при } k = m, \end{cases}$$

то в правой части равенства (1.26) остается лишь один член равный $-[h/2\pi i](da_m/dt)$. Учитывая это и принимая во внимание, что

$$\psi_m^* = \psi_m^{0*} \exp(2\pi i E_m h^{-1} t), \quad \psi_k = \psi_k^0 \exp(-2\pi i E_k h^{-1} t),$$

можно записать равенство (1.26) следующим образом:

$$\frac{da_m}{dt} = -\frac{2\pi i}{h} \sum_k \exp[-2\pi i h^{-1} (E_k - E_m) t] a_k \int \psi_m^{0*} U \psi_k^0 d\tau, \quad (1.27)$$

или, введя обозначения

$$(E_k - E_m) h^{-1} = \nu_{km}, \quad (1.28)$$

$$\int \psi_m^{0*} \hat{U} \psi_k^0 d\tau = U'_{mk} \quad (1.29)$$

(U'_{mk} — матричный элемент возмущения), представим уравнения (1.27) в более компактном виде:

$$\frac{da_m}{dt} = \frac{2\pi i}{h} \sum_k \exp(-2\pi i \nu_{km} t) U'_{mk} a_k. \quad (1.30)$$

Таким образом мы получим бесконечную систему уравнений для бесконечно большого числа неизвестных коэффициентов a_m .

Будем считать, что в момент времени $t = 0$, когда начинает действовать переменное электрическое поле, частица находится в n -м-

стационарном состоянии. Тогда с учетом смысла коэффициентов разложения (1.24) в момент $t = 0$ коэффициент $a_n = 0$, а остальные коэффициенты равны нулю:

$$a_k = \begin{cases} 1 & \text{при } k \neq n, \\ 0 & \text{при } k = n. \end{cases} \quad (1.31)$$

Точное вычисление коэффициентов a_m в уравнении (1.30) практически невозможно. Но относительно просто можно провести приближенное вычисление. Для этого в правую часть уравнения (1.30) вместо коэффициентов a_k подставим их значения из начальных условий (1.31):

$$\frac{da_m}{dt} = \frac{-2\pi i}{h} \exp(-2\pi i \nu_{nm} t) U'_{mn}. \quad (1.32)$$

Полагая здесь $m = 1, 2, 3, \dots$, получаем независимые уравнения для всех коэффициентов a_1, a_2, a_3, \dots . Решение этих уравнений позволяет найти в первом приближении коэффициенты в правой части уравнений (1.30) и проинтегрировать полученные уравнения. Продолжая процедуру, можно получить любое приближение. Но оказывается достаточным найти лишь первое приближение.

Запишем явное выражение для матричного элемента в рассматриваемом случае дипольного взаимодействия. Подставляя в формулу (1.29) вместо U его выражение из (1.22), получаем

$$\begin{aligned} U'_{mn} &= \int \psi_n^{0*} \hat{U} \psi_n^0 d\tau = -\epsilon_{vx} \cos(2\pi \nu t) \int \psi_m^{0*} p_x \psi_n^0 d\tau = \\ &= -\epsilon_{vx}^0 \cos(2\pi \nu t) M_{mnx}, \end{aligned} \quad (1.33)$$

где $M_{mnx} = \int \psi_m^{0*} p_x \psi_n^0 d\tau$.

Элемент M_{mnx} называют матричным элементом проекции дипольного момента на ось x перехода $m \rightarrow n$. Подставляя уравнение (1.33) в (1.32), находим

$$\frac{da_m}{dt} = \frac{i2\pi}{h} \epsilon_{vx}^0 M_{mnx} \exp(-i2\pi \nu_{nm} t) \cos(2\pi \nu t).$$

Отсюда, интегрируя от нуля до t с учетом начальных условий (1.31), имеем

$$a_m = \varepsilon_{vx}^0 M_{mn|x} 2^{-1} h^{-1} \left(\frac{\exp[i2\pi(v_{mn} + v)t] - 1}{v_{mn} + v} + \frac{\exp[i2\pi(v_{mn} - v)t] - 1}{v_{mn} - v} \right). \quad (1.34)$$

В соответствии с равенством (1.28), величина v_{mn} может быть положительной (при переходах с поглощением, когда $E_m > E_n$) и отрицательной (при индуцированных переходах с излучением, когда $E_m < E_n$).

Вероятность перехода частицы равна квадрату модуля коэффициента a_m . Нетрудно видеть из выражения (1.34), квадрат модуля коэффициента $|a_m|$, т. е. вероятности перехода между двумя уровнями ($|v_{mn}|$ имеет одно и то же значение) как при поглощении, так и при индуцированном испускании равны. Это находится в полном согласии с выводом, сделанным ранее на основе равенства коэффициентов Эйнштейна $B_{mn} = B_{nm}$.

В случае переходов с поглощениями в выражении (1.34) главенствующую роль играет второй член, стоящий в скобках при частотах $v \approx v_{mn}$, а первым членом можно пренебречь. Наоборот, для вынужденного испускания ($v_{mn} < 0$) можно пренебречь вторым членом по сравнению с первым, имеющим существенное значение на частотах, близких к частоте перехода $m \leftrightarrow n$, $v \approx |v_{mn}|$.

Таким образом, для случая перехода с поглощением можно записать:

$$a_m \approx \varepsilon_{vx}^0 M_{mn|x} 2^{-1} h^{-1} (\exp[i2\pi(v_{mn} - v)t] - 1)(v_{mn} - v)^{-1}.$$

Отсюда вероятность перехода в состояние m за время t при воздействии на частицу монохроматического электрического поля с частотой v равна

$$|a_m|^2 = (\varepsilon_{vx}^0)^2 |M_{mn|x}|^2 h^{-2} (v_{mn} - v)^{-2} \sin^2 \pi(v_{mn} - v)t. \quad (1.35)$$

При установлении связи между коэффициентами Эйнштейна рассматривалось термодинамическое равновесие частиц и излучения в замкнутой полости. В этом случае переходы частиц с одного уровня на другой происходят под действием электромагнитного поля со сплошным спектром. Для нахождения полной вероятности перехода с поглощением в замкнутой полости под действием x -составляющей электрического поля проинтегрируем выражение (1.35) по всем частотам спектра:

$$W_{m \rightarrow x} = \int_0^{\infty} |a_m|^2 dv = |M_{mn}|_x^2 h^{-2} \int_0^{\infty} (\epsilon_{vx}^0)^2 (v_{mn} - v)^{-2} \sin^2 \pi(v_{mn} - v) t dv.$$

Вычисление интеграла упрощается тем, что подынтегральная функция имеет острый максимум при $v = v_{mn}$, а в остальной области значений частот достаточно мала. Поэтому, во-первых, можно без большой ошибки пределы интегрирования расширить до $-\infty$ и $+\infty$ и, во-вторых, вынести из-под знака интеграла ϵ_{vx}^0 . Тогда

$$W_{m \rightarrow x} = |M_{mn}|_x^2 (\epsilon_{vx}^0)^2 h^{-2} \int_{-\infty}^{\infty} (v_{mn} - v)^{-2} \sin^2 \pi(v_{mn} - v) t dv,$$

и, введя новую переменную $\xi = \pi(v_{mn} - v)t$, будем иметь

$$W_{m \rightarrow x} = |M_{mn}|_x^2 (\epsilon_{vx}^0)^2 h^{-2} \pi t \int_{-\infty}^{\infty} \xi^{-2} \sin^2 \xi d\xi. \quad (1.36)$$

Известно, что $\int_{-\infty}^{\infty} \xi^{-2} \sin^2 \xi d\xi = \pi$, поэтому из формулы (1.36) получаем

$$W_{m \rightarrow x} = (\epsilon_{vx}^0)^2 |M_{mn}|_x^2 \pi^2 h^{-2} t. \quad (1.37)$$

Величину (ϵ_{vx}^0) можно связать со средней плотностью энергии излучения. Для замкнутой полости средняя плотность электромагнитного поля ϵ_v, H_v равна

$$\rho_v = 8^{-1} \pi^{-1} (\bar{\epsilon}_v^2 + \bar{H}_v^2) = 4^{-1} \pi^{-1} \bar{\epsilon}_v^2$$

(черта над знаком напряженностей магнитного и электрического полей означает усреднение за период колебаний $T = \nu^{-1}$).

Ввиду полной изотропности излучения ни одно направление не имеет преимуществ перед другим, вследствие чего

$$\bar{\epsilon}_{vx}^2 = \bar{\epsilon}_{vy}^2 = \bar{\epsilon}_{vz}^2,$$

поэтому $\epsilon_v^2 = 3\bar{\epsilon}_v^2$ и $\rho_v = [3/(4\pi)]\bar{\epsilon}_{vx}^2$; так как

$$\bar{\epsilon}_{vx}^2 = (\epsilon_{vx}^0)^2 \overline{\cos^2(2\pi\nu t)} = (\epsilon_{vx}^0)^2 / 2,$$

окончательно

$$\rho_v = [3/(8\pi)](\epsilon_{vx}^0)^2. \quad (1.38)$$

Подставив в уравнение (1.37) вместо $(\epsilon_{vx}^0)^2$ его значение из формулы (1.38), получим следующую формулу для вероятности перехода частиц с n -го уровня на m -й за промежуток времени t под действием x -составляющей электрического поля в замкнутой полости:

$$W_{mnx} = \int_{-\infty}^{\infty} |a_m|^2 d\nu = (8\pi/3) |M_{mn}|_x^2 h^{-2} \rho_v t.$$

Аналогичные выражения можно записать для вероятности перехода частиц за время t под действием y - и z -составляющих электрического поля, только вместо $|M_{mn}|_x$ должны стоять $|M_{mn}|_y$ или $|M_{mn}|_z$.

Итак, полная вероятность перехода частицы с n -го уровня на m -й в единицу времени будет равна

$$W_{mn} = \frac{8\pi^3}{3h^2} \rho_v (|M_{mn}|_x^2 + |M_{mn}|_y^2 + |M_{mn}|_z^2) = \frac{8\pi^3}{3h^2} \rho_v |M_{mn}|^2, \quad (1.39)$$

где

$$|M_{mn}|^2 = |M_{mn}|_x^2 + |M_{mn}|_y^2 + |M_{mn}|_z^2.$$

Сравнивая это выражение с формулой (1.7), выявим связь между коэффициентом Эйнштейна B_{mn} с матричными элементами перехо-

да: $B_{mn} = [8\pi^3/(3h^2)] |M_{mn}|^2$. Поскольку коэффициенты A_{mn} , B_{mn} связаны с B_{mn} соотношениями (1.16)–(1.17), все коэффициенты Эйнштейна определяются через матричные элементы переходов.

Как следует из формулы (1.39), излучательные переходы частиц из одного энергетического состояния в другое зависят от матричных элементов переходов. Возможны только такие дипольные переходы с излучением, для которых матричные элементы отличны от нуля, и запрещены дипольные переходы, если матричные элементы соответствующих состояний равны нулю.

1.4. Поглощение и усиление электромагнитного излучения веществом

Взаимодействие электромагнитного излучения и вещества определяется индуцированными переходами и сводится к двум связанным между собой процессам: во-первых, поглощению энергии электромагнитного поля невозбужденными атомными частицами, что ведет к его ослаблению; во-вторых, преобразованию внутренней избыточной энергии атомных частиц в энергию колебаний, когерентных с внешним электромагнитным излучением, воздействующим на вещество. В зависимости от конкретного вида распределения атомных частиц по энергетическим состояниям может преобладать тот или иной процесс.

Рассмотрим однородную среду. Выделим из всей совокупности энергетических состояний атомных частиц среды два уровня m и n с энергиями E_m и E_n ($E_m > E_n$). Населенность уровня m , т. е. число атомных частиц в единице объема, находящихся в состоянии с энергией E_m , обозначим N_m , а населенность нижнего уровня n — N_n . Допустим, что через среду в направлении x проходит монохроматическое излучение с частотой ν , равной частоте перехода $\nu_{mn} = (E_m - E_n)/h$. Благодаря индуцированным переходам по мере прохождения излучения через среду его плотности потока I_ν (мощность излучения, переносимого через единицу площади поперечного сечения) будет изменяться. Ослабление плотности потока — dI_ν на участке от x до $x + dx$ пропорционально величине I_ν и расстоянию dx :

$$-dI_v = \alpha_v I_v dx; \quad (1.40)$$

тогда

$$I_v = I_v^0 e^{-\alpha_v x}, \quad (1.41)$$

где I_v^0 – плотность потока излучения при $x = 0$. Коэффициент $\alpha_v = -\frac{1}{dx} \frac{dI_v}{I_v}$ характеризует относительное уменьшение $\frac{dI_v}{I_v}$ плотности потока на единицу длины, т. е. показывает, какая доля мощности поглощается в единице объема; величина α_v называется коэффициентом поглощения. Плотность потока связана с плотностью излучения ρ_v и скоростью распространения с соотношением

$$I_v = c\rho_v. \quad (1.42)$$

Величина $-dI_v$ определяется поглощением и индуцированным испусканием атомных частиц среды, которые находятся в объеме dV , имеющем площадь основания 1 см^2 и длину dx (рис. 1.8).

Мощность, поглощаемая частицами объема dV , равна:

$$dP_{\text{пол}} = N_n dx \rho_v B_{nm} h\nu. \quad (1.43)$$

За счет стимулированного излучения частиц, находящихся в объеме dV , увеличивается мощность:

$$dP_{\text{изл}} = N_m dx \rho_v B_{mn} h\nu. \quad (1.44)$$

Изменение плотности потока излучения на участке dx определяется разностью величин мощности поглощения и индуцированного испускания в объеме dV :

$$\begin{aligned} -dI_v &= N_n dx \rho_v B_{nm} h\nu - N_m dx \rho_v B_{mn} h\nu = \\ &= \frac{I_v}{c} \left(N_n - \frac{g_n}{g_m} N_m \right) B_{nm} h\nu dx. \end{aligned} \quad (1.45)$$

Сравнивая (1.40) и (1.45), имеем

$$\alpha_v = \frac{h\nu}{c} B_{nm} \left(N_n - \frac{g_n}{g_m} N_m \right). \quad (1.46)$$

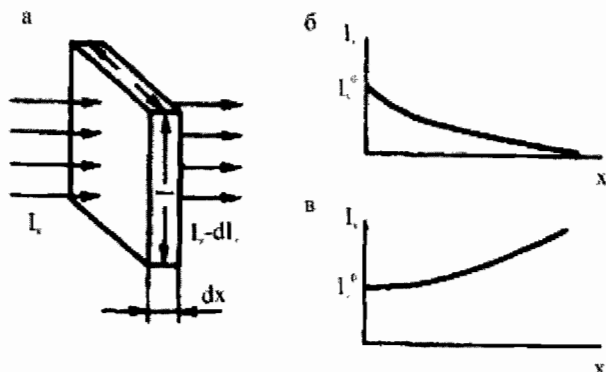


Рис. 1.8. Взаимодействие электромагнитного излучения со средой

В естественных условиях, так же как при термодинамическом равновесии, для всех сред населенность состояний атомных частиц убывает по мере возрастания их энергии, поэтому всегда выполняется неравенство

$$g_m N_n > g_n N_m. \quad (1.47)$$

При этом коэффициент поглощения положителен. При положительном α , плотность потока излучения (1.41) по мере прохождения среды уменьшается. Физически это связано с тем, что при выполнении неравенства (1.47) число вынужденных переходов с поглощением превышает число переходов с излучением, и энергия проходящего поля расходуется на увеличение населенностей верхних уровней. Таким образом, во всех веществах в естественных условиях плотность потока излучения уменьшается экспоненциально по мере прохождения среды (рис. 1.8, б).

Если каким-либо путем изменить распределение атомных частиц по уровням так, чтобы

$$g_m N_n < g_n N_m, \quad (1.48)$$

то коэффициент поглощения станет отрицательным, и, согласно (1.41), прохождение излучения через среду будет сопровождаться не ослаблением плотности потока, а нарастанием (рис. 1.8, в), т.е. среда становится усилителем электромагнитных колебаний. В такой среде индуцированное излучение атомных частиц преобладает над погло-

шением, что и обеспечивает усиление излучения. Следовательно, необходимым условием для усиления излучения средой является выполнение соотношения (1.48). Применительно к невырожденным уровням $g_n = g_m = 1$ оно приобретает простой вид: $N_m > N_n$. Состояние вещества, когда населенность верхних уровней больше, чем нижних, называют состоянием с инверсной населенностью. Таким образом, для обеспечения усиления электромагнитных волн необходимо в среде осуществить инверсию населенностей*.

Ранее рассмотрение велось в предположении, что ширина уровней энергии равна нулю, а взаимодействие вещества и излучения происходит на определенных частотах, соответствующих переходам между уровнями со строго определенными значениями энергии. Однако все реальные уровни энергии имеют конечную ширину, что приводит к тому, что поглощение (излучение, усиление) происходит не только на строго определенных, но и на ближайших к ним частотах. Поэтому спектральные линии поглощения и излучения имеют определенную ширину и форму (рис. 1.9) Под шириной линии $\Delta\nu$ обычно понимают диа-

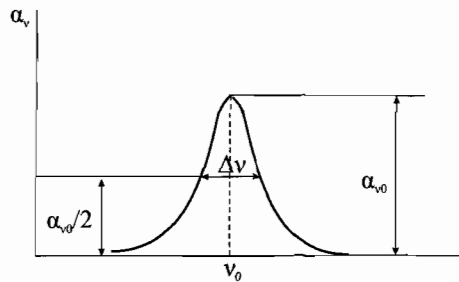


Рис. 1.9. Форма спектральной линии

* Иногда при описании неравновесных систем с инверсией населенностей пользуются понятием отрицательной температуры. Логически это понятие вводится в предположении, что населенности двух уровней любой системы, а не только находящейся в тепловом равновесии, связаны между собой формулой Больцмана

$$\frac{N_m}{N_n} = \exp \left[-\frac{E_m - E_n}{kT} \right],$$

следовательно,

$$T = -(E_m - E_n) / \left(k \ln \frac{N_m}{N_n} \right).$$

Для среды с инверсией населенностей $N_m > N_n$ и температура, определяемая по последней формуле, оказывается отрицательной.

пазон частот, в пределах которого интенсивность поглощения (излучения) уменьшается до половины максимальной величины.

Уширение энергетических уровней и спектральных линий обуславливается различными причинами. Даже у покоящихся, невзаимодействующих, изолированных атомных частиц энергетические уровни имеют конечную ширину. Она связана с вероятностью спонтанного испускания, обуславливающего конечность времени жизни частиц в возбужденном состоянии. Согласно соотношению неопределенности для энергии, если время жизни атомной частицы на каком-либо энергетическом уровне составляет τ , то неопределенность ширины этого уровня $\Delta E \cong h/(2\pi\tau)$, или неопределенность энергии уровня в единицах частоты $\Delta\nu = \frac{\Delta E}{h} \cong (2\pi\tau)^{-1}$. Чем меньше время жизни данного состояния, тем больше ширина энергетического уровня и наоборот, уровням долгоживущих (метастабильных) состояний свойственна малая ширина. Уровень основного состояния атомных частиц имеет ширину, равную нулю, так как его время жизни равно бесконечности.

Уширение, связанное со спонтанными переходами, называют естественным, а получаемую при этом ширину линии – естественной. В соответствии с теорией и экспериментальными исследованиями, контур (т. е. распределение интенсивности поглощения или излучения внутри линии) естественной линии описывается функцией Лоренца

$$\varphi(\nu) = \frac{1}{1 + \left(\frac{2(\nu - \nu_0)}{\Delta\nu_L} \right)^2},$$

где ν – текущая частота; ν_0 – частота, соответствующая максимуму поглощения (излучения); $\Delta\nu_L$ – ширина линии. Она зависит от квантовых свойств атомных частиц и, как уже отмечалось, определяется временем жизни частиц в верхнем τ_m и нижнем τ_n состояниях, переход между которыми соответствует линии:

$$\Delta\nu_L = \frac{1}{2\pi} \left(\frac{1}{\tau_m} + \frac{1}{\tau_n} \right).$$

Естественная ширина линий обычно невелика: для оптических переходов атомов может составлять единицы мегагерц.

Практически наблюдаемые спектральные линии имеют ширину, во много раз превышающую естественную. Причинами такого уширения являются взаимодействия атомных частиц друг с другом, тепловое движение, действие неоднородных электрических и магнитных полей и т. д. Взаимодействие атомных частиц друг с другом приводит к уменьшению времени жизни частиц в данном состоянии, что увеличивает ширину их энергетических уровней и спектральных линий. При этом ширина линий системы частиц совпадает с шириной линии отдельных частиц, а форма линии остается лоренцевой. Такое уширение называют однородным. Характерная особенность однородного уширения состоит в том, что поглощение (излучение) на одной частоте уменьшает поглощение (излучение) на всех остальных частотах спектральной линии.

Тепловое движение атомных частиц приводит к уширению линий, связанному с эффектом Доплера. Атомные частицы в среде непрерывно перемещаются в различных направлениях со случайными скоростями. Вследствие эффекта Доплера частоты их излучения различны. Наблюдаемая линия излучения определяется суммой естественных линий всех частиц рассматриваемой среды. На рис. 1.10 пунктиром обозначены контуры естественных линий частиц, движущихся с различными скоростями $v_1, -v_1, v_2, -v_2, v_3, -v_3, \dots$. Интенсивности естественных линий пропорциональны количеству частиц, обладающих соответствующими скоростями. Истинную форму кривой линии излучения (поглощения) получают путем суммирования ординат всего множества лоренцевых линий всех частиц. Как показывает расчет, форма линии, обусловленная эффектом Доплера, для системы частиц, находящихся в термодинамическом равновесии, описывается функцией

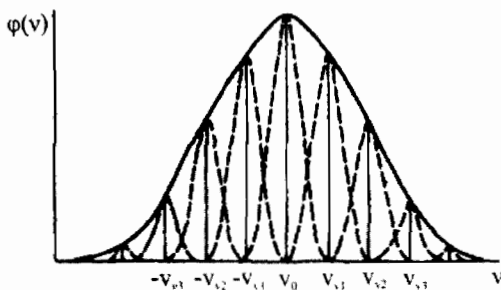


Рис. 1.10. Форма доплеровски уширенной линии

$$\varphi(v) = \exp \left\{ - \left[\frac{2\sqrt{\ln 2} (v - v_0)}{\Delta v_D} \right]^2 \right\},$$

где v_0 — центральная частота перехода, равная частоте перехода поглощающих частиц; Δv_D — ширина контура линии, определяемая средней скоростью частиц.

Уширение линий, обусловленное несовпадением резонансных частот различных атомных частиц, называют неоднородным. Для веществ с неоднородно уширенной линией характерно следующее: поглощение (излучение) на одной из частот линий не изменяет величины поглощения (излучения) на соседних частотах, отстоящих на расстоянии, большем естественной ширины линий атомных частиц. Примером неоднородного уширения линий, кроме рассмотренного доплеровского, может служить уширение, обусловленное разбросом резонансных частот атомных частиц в твердых веществах, вызываемое внутренними электрическими и магнитными полями.

При рассмотрении взаимодействия излучения и атомных частиц вещества с учетом конечной ширины энергетических уровней используют так называемые спектральные коэффициенты Эйнштейна $A_{mn}(v)$, $B_{mn}(v)$, $B_{nm}(v)$. Коэффициент $A_{mn}(v)$ и произведения $\rho_\nu B_{mn}(v)$ и $\rho_\nu B_{nm}(v)$ определяют соответственно вероятности спонтанных и индуцированных переходов в единицу времени в единичном частотном интервале. Спектральные коэффициенты $A_{mn}(v)$, $B_{mn}(v)$ и $B_{nm}(v)$ связаны с использованными ранее интегральными коэффициентами A_{mn} , B_{mn} , B_{nm} соотношениями

$$A_{mn} = \int_0^\infty A_{mn}(v) dv; \quad B_{mn} = \int_0^\infty B_{mn}(v) dv$$

$$B_{nm} = \int_0^\infty B_{nm}(v) dv.$$

Между спектральными коэффициентами сохраняются соотношения (1.16)–(1.19), действительные для интегральных. Частотная зависимость спектральных коэффициентов одинакова: она повторяет контур спектральной линии, соответствующей данному переходу. Так, спектральные коэффициенты линий с лоренцевым контуром можно записать в виде

$$A_{mn}(\nu) = A_{m\nu_0} \frac{1}{1 + \left(\frac{\nu - \nu_0}{\Delta\nu_L} \right)^2}; \quad B_{mn}(\nu) = B_{m\nu_0} \frac{1}{1 + \left(\frac{\nu - \nu_0}{\Delta\nu_L} \right)^2};$$

$$B_{nm}(\nu) = B_{n\nu_0} \frac{1}{1 + \left(\frac{\nu - \nu_0}{\Delta\nu_L} \right)^2}.$$

Заменяя во всех использованных ранее формулах величины A_{mn} , B_{mn} , B_{nm} спектральными коэффициентами $A_{mn}(\nu)$, $B_{mn}(\nu)$, $B_{nm}(\nu)$, получим соотношения, справедливые для единичного интервала частот. Так, с помощью (1.46) запишем формулу коэффициента поглощения, рассчитанного на единичный интервал частот:

$$\alpha_\nu = \frac{h\nu}{c} B_{nm}(\nu) \left(N_n - \frac{g_n}{g_m} N_m \right).$$

Зависимость коэффициента поглощения от частоты определяется частотной зависимостью коэффициента Эйнштейна.

ГЛАВА 1

ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ КВАНТОВОЙ ЭЛЕКТРОНИКИ

1.1. Энергетические уровни атомов и молекул

Квантовая электроника изучает и использует главным образом явления резонансного взаимодействия электромагнитного излучения и вещества. Данное взаимодействие происходит по законам квантовой механики, согласно которым любая атомная частица* может находиться в определенных разрешенных стационарных состояниях, соответствующих определенным значениям энергии E . Переход из одного состояния в другое происходит скачками в соответствии с законом сохранения энергии и связан с получением или отдачей энергии атомной частицей. Переходы могут быть излучательными (атомная частица испускает или поглощает электромагнитное излучение) или безызлучательными (происходит непосредственный обмен энергией между данной атомной частицей и окружающими ее частицами). Примером безызлучательных переходов могут служить возбуждения атомов и молекул электронным ударом, передача энергии возбуждения при столкновениях между молекулами.

Первостепенное значение в квантовой электронике имеют переходы с излучением. При таких переходах атомные частицы излучают или поглощают электромагнитные волны, частота которых ν_{mn} определяется соотношением

$$\nu_{mn}h = E_m - E_n, \quad (1.1)$$

где h – постоянная Планка, равная $6,6210 \cdot 10^{-27}$ эрг·с; E_m и E_n – энергия частицы в начальном и конечном состояниях.

Прежде чем перейти к анализу процессов излучения и поглощения атомными частицами, приведем основные сведения об энергетических состояниях атомов и молекул.

* Под атомными частицами понимаются атомы, молекулы, ионы, атомные ядра и т. д.

Согласно положениям квантовой механики состояния атомных частиц полностью определяются волновыми функциями, позволяющими находить их физические параметры.

Каждая атомная частица характеризуется совокупностью собственных волновых функций $\psi_1, \psi_2, \dots, \psi_m$, стационарных состояний и соответствующим ей рядом значений внутренней энергии $E_1, E_2, E_3, \dots, E_m$. Волновые функции стационарных состояний определяются только внутренними взаимодействиями, существующими в атомных частицах. Совокупность возможных стационарных состояний атомных частиц принято изображать графически в виде диаграммы энергетических уровней (рис. 1.1): горизонтальные линии соответствуют значениям энергии, которыми может обладать атомная частица,

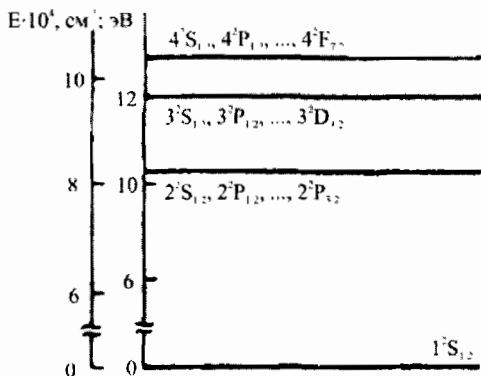


Рис. 1.1. Система нижних энергетических уровней атома водорода

ось ординат является шкалой энергии*. Каждый уровень маркируется специальным символом, позволяющим установить, к какому состоянию он относится.

Энергетические состояния атомов

Энергия стационарных состояний атома, определяемая взаимодействием ядра и его электронной оболочки, непосредственно связана со строением электронной оболочки атомов.

Наиболее простую структуру энергетического спектра имеет атом водорода и водородоподобные ионы He^+ , Li^{++} , Be^{+++} , состоящие из ядра и одного электрона и представляющие одноэлектронную структуру. Систематика энергетических спектров более сложных атомов и ионов, состоящих из ядра и двух и более электронов,

* Обычно энергию выражают в электронвольтах (эВ) или обратных сантиметрах (cm^{-1}): $1\text{эВ} = 8066\text{ cm}^{-1} = 1,60221 \cdot 10^{-12}\text{ эрг}$.

основывается на приближенном рассмотрении многоэлектронной системы, исходя из свойств одноэлектронной.

Состояние одноэлектронного атома (иона) и его электронной оболочки характеризуется четырьмя квантовыми числами n , ℓ , m_ℓ , m_s . Главное квантовое число n может принимать любые положительные значения, $n = 1, 2, 3, 4, \dots$. Оно определяет размер электронной оболочки атома. Квантовое число n в основном характеризует энергию данного стационарного состояния: чем больше n , тем больше размер электронной орбиты и больше энергия.

Орбитальное (или азимутальное) квантовое число ℓ определяет модуль вектора орбитального момента количества движения электрона и при заданном $|\vec{P}_\ell| = \frac{h}{2\pi} \sqrt{\ell(\ell+1)}$ и может принимать целые значения: $\ell = 0, 1, 2, \dots, n-1$, т. е. всего n значений.

Орбитальное магнитное квантовое число m_ℓ определяет проекцию орбитального момента $P_{\ell z}$ электрона на некоторое выделенное направление z .

Число m_ℓ при заданном ℓ может принимать целые значения $m_\ell = \ell, \ell-1, \dots, -\ell$, т. е. $2\ell+1$ значение.

Спиновое магнитное квантовое число m_s связано с наличием у электрона спинового момента количества движения \vec{P}_s , величина которого определяется через спиновое число $s = 1/2$ по формуле:

$|\vec{P}_s| = \frac{h}{2\pi} \sqrt{s(s+1)}$. Число m_s принимает два значения $m_s = \pm s = \pm 1/2$ и определяет проекцию спинового момента \vec{P}_s на направление z :

$$P_{sz} = \frac{h}{2\pi} m_s.$$

Для характеристики состояния электрона во многих случаях вместо m_ℓ и m_s используют два других связанных с ними квантовых числа j и m_j , называемых соответственно внутренним и полным магнитными квантовыми числами. Внутреннее квантовое число j характеризует величину суммарного момента количества движения электрона

$$\vec{P}_j = \vec{P}_\ell + \vec{P}_s; \quad |\vec{P}_j| = \frac{h}{2\pi} \sqrt{j(j+1)},$$

принимает полуцелые значения:

$$j = \ell + \frac{1}{2}, \quad j = \ell - \frac{1}{2} (\ell \geq 1); \quad j = s = \frac{1}{2} (\ell = 0).$$

Полное магнитное квантовое число m_j определяет значение проекции суммарного момента количества движения электрона \vec{P}_j на выделенное направление z

$$P_z = \frac{h}{2\pi} m_j$$

и принимает значения $m_j = j, j - 1, \dots, -j$, т. е. всего $2j + 1$ значение.

Согласно расчетам релятивистской квантовой механики, внутренняя энергия атома водорода описывается формулой Дирака:

$$E = -\frac{m e^4 2\pi^2}{n^2 h^2} - \frac{\alpha^2}{n^2} \left(\frac{1}{j + \frac{1}{2}} - \frac{3}{4n} \right),$$

где $m = \frac{M m_e}{M + m_e}$ – приведенная масса электрона и ядра (m_e и M – соответственно масса электрона и ядра); e – заряд электрона; $\alpha = \frac{2\pi e^2}{ch}$ – безразмерная величина, называемая постоянной тонкой структуры.

Первый член в формуле Дирака представляет собой формулу Бора для энергии атома водорода. Второй член значительно меньше первого (постоянная $\alpha^2 = 5,3 \times 10^{-5}$): он уточняет энергию, найденную по формуле Бора, и определяет тонкую структуру энергетического спектра атома. Тонкая структура обуславливается взаимодействием спинового и орбитального моментов. Из формулы Дирака следует, что энергия атомов водорода зависит только от главного n и внутреннего j квантовых чисел и не зависит от квантового числа m_j .

Состояния, описываемые различными волновыми функциями (различными квантовыми числами), но имеющие одинаковую энергию, принято называть вырожденными. Число состояний с одинаковой энергией называют кратностью вырождения.

Уровни энергии атома водорода с заданными m , ℓ и j вырождены по полному магнитному квантовому числу m_j , кратность вырождения $g = 2j + 1$.

Система энергетических уровней атома водорода, построенная по формуле Дирака, приведена на рис. 1.1. Здесь использованы общепринятые обозначения энергетических состояний одноэлектронных атомов: цифра, состоящая перед буквенными обозначениями, соответствует главному квантовому числу, прописные буквы S, P, D, F, G, \dots — состояниям атома, для которых значения квантового числа орбитального момента атома соответственно равны $0, 1, 2, 3, 4, \dots$ (в одноэлектронном атоме орбитальный момент атома есть орбитальный момент электрона). Индекс, стоящий справа внизу от буквенного обозначения уровня, указывает значение внутреннего квантового числа j , определяющего суммарный момент электрона в атоме, индекс 2 (слева сверху) — кратность уровня с данным ℓ (для известного ℓ квантовое число j принимает $j = \ell + \frac{1}{2}$ и $j = \ell - \frac{1}{2}$). Например, символ $3^2P_{3/2}$ обозначает уровень с $n = 3, \ell = 1, j = 3/2$, символ $2^2S_{1/2}$ — уровень с $n = 2, \ell = 0, j = 1/2$.

Состояние $1^2S_{1/2}$ в атоме водорода, имеющее наименьшее значение энергии, называется основным, или нормальным. Все остальные уровни называют возбужденными, так как для перевода на них с основного уровня необходимо затратить энергию. Уровни состояний с одинаковыми n в принятом на рис. 1.1 масштабе практически сливаются друг с другом.

На рис. 1.2 показана (без соблюдения масштаба) тонкая структура возбужденных уровней с одинаковыми n . Как следует из формулы Дирака и рис. 1.2, состояния с одинаковыми n и j ($2^2S_{1/2}$ и $2^2P_{1/2}$; $3^2S_{1/2}$ и $3^2P_{1/2}$ и т. д.) совпадают. Однако на самом деле, согласно квантовой электродинамике, эти уровни не совпадают,

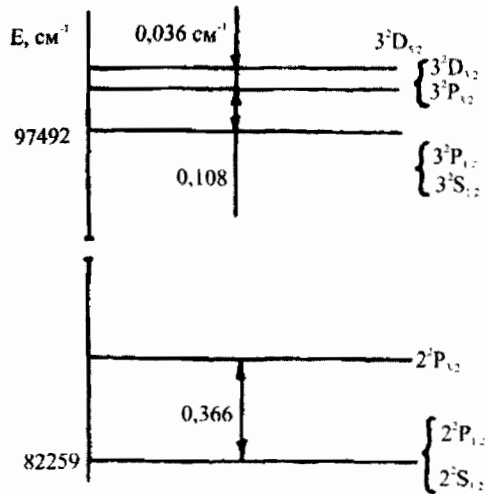


Рис. 1.2. Тонкая структура возбужденных уровней атома водорода

а сдвинуты на малую, но экспериментально обнаружимую величину (уровни $2^2S_{1/2}$ и $2^2P_{1/2}$ сдвинуты на $0,035 \text{ см}^{-1}$).

Систематика энергетических уровней атомов и ионов, состоящих из ядра и двух (и более) электронов, основывается на приближенном рассмотрении многоэлектронной системы исходя из свойств одноэлектронных атомов. Для систематизации энергетических состояний атомов используют векторную модель атома и классификацию электронов в них. Значение энергии стационарных состояний атома зависит от энергетических состояний входящих в него электронов. Состояние каждого электрона в многоэлектронном атоме характеризуется так же, как в атоме водорода, набором квантовых чисел: n, ℓ, m_ℓ, m_s .

Состояния электронов с заданными n и ℓ принято обозначать символами, состоящими из букв и цифрового коэффициента: буквами s, p, d, f, g, h указывают соответственно значения квантового числа $\ell = 0, 1, 2, 3, 4, 5$; цифра перед буквой обозначает главное квантовое число n . Например, символ $2d$ соответствует состоянию электрона, в котором $n = 2$, а $\ell = 2$, символ $3p$ – состоянию с $n = 3$ и $\ell = 1$. Если несколько электронов находятся в состоянии с одинаковыми числами n и ℓ (такие электроны называют эквивалентными), то их число указывают в виде показателя у символа. Например, символ $4f^2$ означает, что имеются два эквивалентных электрона с $n = 4$ и $\ell = 3$. Часто указывают электронную конфигурацию атомов, т. е. распределение электронов по состояниям, характеризующимся значениями чисел n и ℓ . Так, электронная конфигурация $1s2p3d^2$ означает, что в атом входит один электрон в состоянии с $n = 1$ и $\ell = 0$, один электрон в состоянии с $n = 2$ и $\ell = 1$ и два электрона с $n = 3$ и $\ell = 2$.

При заданном ℓ квантовое число m_ℓ может принимать $2\ell + 1$ значений, в то же время m_s принимает два значения $\pm 1/2$, поэтому существует $2(2\ell + 1)$ состояний с одними и теми же числами n и ℓ , но различными значениями m_ℓ и m_s . Согласно принципу Паули в атоме не может быть двух электронов в одинаковых состояниях, т. е. в каждом n, ℓ, m_ℓ, m_s – состоянии может находиться не более одного электрона. Следовательно, в атоме может быть не более $2(2\ell + 1)$ электронов с заданными n и ℓ . Электроны с одними и теми же значениями n и ℓ образуют в атоме электронную оболочку. Такую оболочку называют замкнутой или заполненной, если в нее входит $2(2\ell + 1)$ электрон. При $\ell = 0$ имеем s -оболочку, которая может содержать не более $2(2\ell + 1) = 2$

электронов, p -оболочка ($\ell=1$) будет заполненной при $2(2\ell+1)=6$ электронах, d -оболочка включает не более 10 электронов. Замкнутая f -оболочка ($\ell=3$) содержит 14 электронов.

В любом атоме электроны стремятся занять такие состояния, при которых энергия атома минимальна. Энергетическое состояние атома с наименьшей энергией называют основным, или нормальным. Каждый атом в нормальном состоянии обладает характерной конфигурацией. Например, атом углерода в нормальном состоянии имеет электронную конфигурацию $1s^2 2s^2 2p^2$, атом натрия – $1s^2 2s^2 2p^6 3s$. Энергетический спектр атомов зависит от характера взаимодействия в их электронной оболочке. Благодаря межэлектронным взаимодействиям между ними устанавливается связь. Большинству сложных атомов свойственна связь Рассела–Саундерса, называемая также нормальной, или просто (L, S) -связью.

При наличии (L, S) -связи орбитальные моменты электронов $\vec{P}_{i\ell}$ складываются в результирующий орбитальный момент атома \vec{P}_L , спиновые моменты \vec{P}_{si} электронов в результирующий спиновый момент атома \vec{P}_S , а затем \vec{P}_L и \vec{P}_S суммируются в полный момент атома \vec{P}_J т. е.

$$\sum_{i=1}^k \vec{P}_{i\ell} = \vec{P}_L; \quad \sum_{i=1}^k \vec{P}_{si} = \vec{P}_S; \quad \vec{P}_S + \vec{P}_L = \vec{P}_J.$$

В соответствии с положениями квантовой механики значения моментов $|\vec{P}_L|, |\vec{P}_S|, |\vec{P}_J|$ определяются с помощью квантовых чисел L, S, J по формулам:

$$\begin{aligned} \vec{P}_L &= \frac{h}{2\pi} \sqrt{L(L+1)}; & \vec{P}_S &= \frac{h}{2\pi} \sqrt{S(S+1)}; \\ \vec{P}_J &= \frac{h}{2\pi} \sqrt{J(J+1)}, \end{aligned}$$

где L – квантовое число результирующего орбитального момента (оно может принимать значения между максимальной и минимальной абсолютными величинами алгебраической суммы $\sum_{i=1}^k \ell_i$, отличающиеся друг от друга на единицу); S – квантовое число результирующего спинового момента, которое также может принимать значения, отличающиеся друг от друга на единицу и лежащие в пределах между максимальным и минимальным абсолютными значениями алгебраической суммы $\sum_{i=1}^k S_i$; J – квантовое число полного электронного

момента количества движения атома принимает значения $J = L + S, L + S - 1, \dots, |L - S|$, т. е. всего $2S + 1$ значение, если $S < L$, и $2L + 1$ значение, если $S > L$. При нахождении величин L, S и J учитывают принцип Паули. Важную роль при вычислении квантовых чисел L и S атомов играет следующее обстоятельство: для полностью заполненных оболочек $L = 0, S = 0$ и $J = 0$. Это связано с тем, что орбитальный и спиновый моменты электронов, образующих замкнутые электронные оболочки, компенсируют друг друга. Поэтому при определении L и S всей электронной конфигурации атома учитывают только электроны не полностью заполненных оболочек.

Символика энергетических состояний атомов и ионов с несколькими электронами подобна символике, принятой для атома водорода. Энергетические состояния атома с различными квантовыми числами $L = 0, 1, 2, \dots$ полного орбитального момента обозначаются соответственно прописными буквами латинского алфавита S, P, D, F, G, H, \dots . Индекс, расположенный справа внизу от буквенного символа, указывает значение квантового числа J . Слева сверху приводится число $2S + 1$, характеризующее мультиплетность уровня. Индексом 0 справа сверху от символа уровня обозначают нечетность электронной конфигурации, четные состояния не отмечаются. Четность электронной конфигурации определяется простым правилом: конфигурация является нечетной, если содержит нечетное число электронов с нечетным ℓ (т. е. p, f -электронов). Символ ${}^2P_{3/2}^0$ означает уровень нечетного состояния с $L = 1, J = 3/2$ и $S = 1/2$. Символ 1D_2 соответствует состоянию с $L = 2, J = 2, S = 0$ и четной электронной конфигурации.

Для полной характеристики энергетического состояния атома наряду с обозначением уровня нередко приводят электронную конфигурацию. Например, основное энергетическое состояние Na обозначается в виде $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 S_{1/2}$. Часто вместо полной электронной конфигурации указывают перед обозначением символа уровня лишь электронное состояние незаполненных оболочек. Так, основной уровень Na обозначают не как указано выше, а более кратко: $3s^2 S_{1/2}$. Здесь $3s$ соответствует электронному состоянию валентного электрона. Энергетическая структура атомов цезия приведена на рис. 1.3.

(L, S) -связь реализуется в тех случаях, когда электростатическое взаимодействие электронов между собой (их отталкивание по

закону Кулона) велико по сравнению со спин-орбитальным взаимодействием спинового магнитного момента электрона с магнитным полем, обусловленным движением электронов вокруг ядра. Однако в некоторых атомах энергия спин-орбитального взаимодействия превышает энергию электростатического отталкивания электронов в электронной оболочке. Это соответствует так называемой (j, j) -связи. При (j, j) -связи для каждого электрона сначала складываются его орбитальный \vec{P}_{li} и спиновый \vec{P}_{si} моменты в полный момент данного электрона \vec{P}_{ji} , а затем полные моменты отдельных электронов складываются в полный момент атома \vec{P}_J .

Для (j, j) -связи в случае двух электронов имеем

$$\vec{P}_{j_1} = \vec{P}_{\ell_1} + \vec{P}_{s_1}; \quad \vec{P}_{j_2} = \vec{P}_{\ell_2} + \vec{P}_{s_2}; \quad \vec{P}_J = \vec{P}_{j_1} + \vec{P}_{j_2}.$$

Величины полных моментов электронов и полный момент количества движения атома определяются по формулам

$$|\vec{P}_{j_1}| = \frac{h}{2\pi} \sqrt{j_1(j_1 + 1)},$$

$$|\vec{P}_{j_2}| = \frac{h}{2\pi} \sqrt{j_2(j_2 + 1)},$$

$$|\vec{P}_J| = \frac{h}{2\pi} \sqrt{J(J + 1)},$$

где j_1, j_2 и J принимают значения

$$j_1 = \ell_1 + \frac{1}{2}, \quad \ell_1 - \frac{1}{2}; \quad j_2 = \ell_2 + \frac{1}{2}, \quad \ell_2 - \frac{1}{2};$$

$$J = j_1 + j_2, j_1 + j_2 - 1, \dots, |j_1 - j_2|.$$

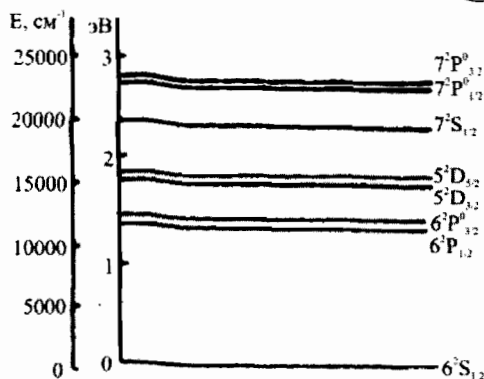


Рис. 1.3. Схема уровней энергии атома цезия

При (j, j) -связи квантовые числа L и S теряют смысл, в отличие от квантового числа J , которое его сохраняет. В случае (j, j) -связи соответствующие уровни обозначают символом $[j_1, j_2]$. Например, символу $[5/2, 3/2]_4$ соответствует уровень с $j_1 = 5/2, j_2 = 3/2$ и $J = 4$. Резко выраженная (j, j) -связь встречается крайне редко.

Как показывает анализ, число энергетических состояний атома не определяется типом связи. От него зависит лишь относительное расположение уровней энергии. Поэтому часто условно используют одну и ту же (L, S) -символику для обозначения уровней независимо от типа связи.

Кроме (L, S) и (j, j) -связи, в некоторых атомах с тремя и более электронами осуществляется промежуточная связь, называемая (J, ℓ) -связью. Она реализуется, например, в атомах инертных газов Ne, Ar, когда один из внешних электронов переводится в более высокое энергетическое состояние. При (J, ℓ) -связи, характеризуемой квантовым числом J_1 , полный момент \vec{P}_{J_1} группы сильно связанных (L, S) -связью складывается с моментами P_ℓ и P_s более удаленного от ядра электрона по схеме

$$\vec{P}_{J_1} + \vec{P}_\ell = \vec{P}_{J'}; \quad \vec{P}_{J'} + \vec{P}_s = \vec{P}_J.$$

Величины $|\vec{P}_{J'}|$ и $|\vec{P}_J|$ определяются через квантовые числа посредством формул

$$|\vec{P}_{J'}| = \frac{h}{2\pi} \sqrt{J'(J'+1)}; \quad |\vec{P}_J| = \frac{h}{2\pi} \sqrt{J(J+1)},$$

где

$$J' = J_1 + \ell, J_1 + \ell - 1, \dots, |J_1 - \ell|;$$

$$J = J' + \frac{1}{2}, \quad J' - \frac{1}{2}.$$

Состояния атомов с промежуточной (J, ℓ) -связью обозначают символика Рака: в квадратных скобках указывают значение суммы $J' + \ell$, за скобками внизу приводят значение J ; справа сверху ставят индекс четности электронной конфигурации атома (значок "0" соответствует нечетной конфигурации, четное состояние не отмечают); перед квадратными скобками указывают символ состояния внешнего электрона.

Например, $3p[5/2]_2$ обозначает четное состояние, когда внешний электрон находится в состоянии с $n = 3$ и $\ell = 1$, число $J = 2$, а сумма $J' + \ell = 5/2$ ($J' = 5/2 - \ell = 5/2 - 1 = 3/2$). На рис. 1.4 приведена система нижних энергетических уровней энергии атома неона. Для уровней неона и атомов других инертных газов кроме символики Рака широко используют из-за их простоты обозначения Пашена, которые не имеют особого физического смысла и не дают однозначной связи с квантовыми числами, характеризующими состояние атома. На рис. 1.4 уровни неона даны в обозначениях (L, S)-связи, Рака и Пашена.

Многие атомы обладают сверхтонкой структурой электронных энергетических уровней. Она наблюдается у атомов, имеющих механический момент ядра (спин ядра) \vec{P}_I , отличный от нуля, и вызывается взаимодействием электронных оболочек атома с магнитным и электрическим моментами ядер.

Сверхтонкая структура уровней характеризуется квантовым числом полного момента атома. Полный момент атома \vec{P}_F представляет собой сумму полного момента электронной оболочки \vec{P}_J и механического момента ядра \vec{P}_I : $\vec{P}_F = \vec{P}_J + \vec{P}_I$. Механический момент ядра \vec{P}_I определяется по формуле

$$|\vec{P}_I| = \frac{h}{2\pi} \sqrt{I(I+1)},$$

(I -спин ядра). Для разных ядер $I = 0, 1/2, 1, 3/2, 2, 5/2$ и т. д. При данных квантовых числах I и J полный механический момент атома имеет соответственно значения

$$|\vec{P}_F| = \frac{h}{2\pi} \sqrt{F(F+1)},$$

где

$$F = I + J, I + J - 1, \dots, |I - J|,$$

т. е. F принимает $2I + 1$ различных значений при $J > I$ и $2J + 1$ значений при $J < I$. Следовательно, каждый энергетический уровень, характеризуемый квантовым числом J , расщепляется при наличии момента ядра на $2I + 1$ сверхтонких подуровней при $J > I$ и на $2J + 1$ подуровней при $J < I$. На энергетических диаграммах уровней сверх-

тонкой структуры проставляется значение квантового числа F . Схема сверхтонкой структуры нижних уровней атомов Na^{23} ($I = 3/2$) представлена на рис. 1.5. Уровни $S_{1/2}$ и $P_{1/2}$ расщеплены на подуровни с $F = 1$ и $F = 2$.

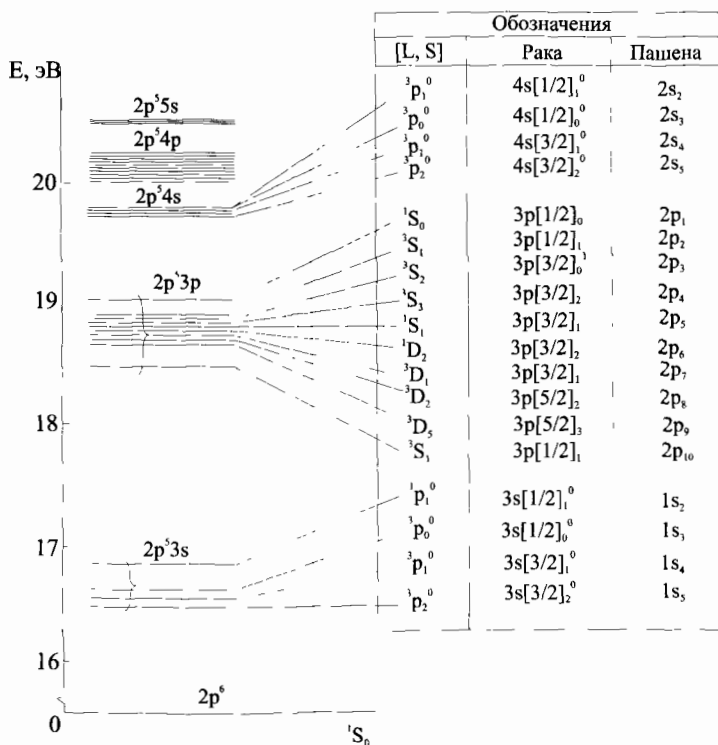


Рис. 1.4. Схема нижних энергетических уровней атома неона

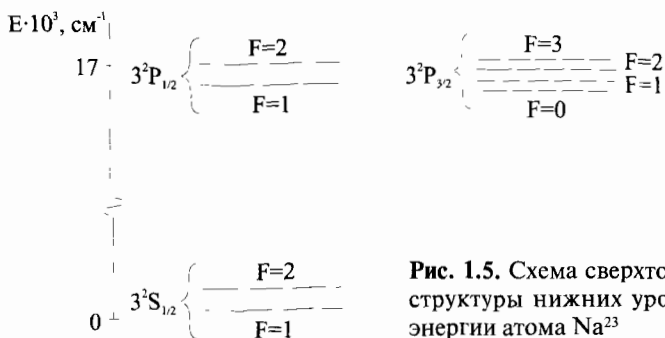


Рис. 1.5. Схема сверхтонкой структуры нижних уровней энергии атома Na^{23}

Энергетические состояния молекул

Схема уровней энергии молекул имеет значительно более сложный вид, чем у атомов. Энергетические состояния молекул определяются наряду с движением электронов, как это имеет место в атомах, также колебательным (периодическим изменением относительного расположения ядер атомов, входящих в состав молекул) и вращательным (периодическим изменением ориентации молекул как целого в пространстве) движением молекул. Энергия молекулы E приближенно может быть представлена формулой

$$E = E_{\text{эл}} + E_{\text{кол}} + E_{\text{вр}},$$

где $E_{\text{эл}}$, $E_{\text{кол}}$, $E_{\text{вр}}$ — соответственно энергия электронного, колебательного и вращательного движений в молекуле, т. е. просто электронная, колебательная и вращательная энергия молекулы.

Исследование спектров испускания (поглощения) и расчет энергетических уровней показывают, что электронная энергия молекул того же порядка, что в атоме, и много больше колебательной энергии, а последняя, в свою очередь, значительно превышает вращательную энергию:

$$E_{\text{эл}} \gg E_{\text{кол}} \gg E_{\text{вр}}.$$

Электронная энергия равна нескольким электронвольтам, колебательная — десятым и сотым долям, а вращательная — тысячным и десятитысячным электронвольта. Электронная, колебательная и вращательная энергии молекул квантуются (принимает определенный набор значений). Каждому электронному состоянию молекулы соответствует набор значений колебательной энергии, а каждому электронному и колебательному энергетическим состояниям отвечает набор значений вращательной энергии. При заданных величинах $E_{\text{эл}}$, $E_{\text{кол}}$ и $E_{\text{вр}}$ полная энергия E молекулы имеет определенное значение, соответствующее данному электронно-колебательно-вращательному состоянию. Схема, иллюстрирующая общий характер расположения уровней (без соблюдения действительного масштаба) для простейшего случая двухатомной молекулы, приведена на рис. 1.6, где использованы следующие обозначения: A , B — электронные уровни; v' , v'' — квантовые числа колебательных уровней; J' , J'' — квантовые числа вращательных уровней.

Переход молекулы из одного энергетического состояния в другое может сопровождаться изменением всех трех частей полной энергии – электронной, колебательной и вращательной. Так, для излучательных переходов согласно условию частот Бора (1.1) имеем

$$h\nu = E' - E'' = (E'_{эл} - E''_{эл}) + (E'_{кол} - E''_{кол}) + (E'_{вр} - E''_{вр}).$$

Здесь один штрих соответствует величинам, относящимся к верхнему, а два штриха – к нижнему электронно-колебательно-вращательным уровням.

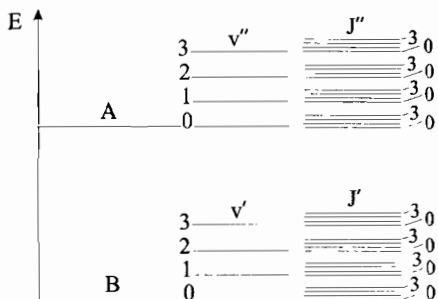


Рис. 1.6. Схема уровней энергии двухатомной молекулы

Полное изменение энергии молекулы при переходе складывается из изменения электронной $\Delta E_{эл} = E'_{эл} - E''_{эл}$, колебательной $\Delta E_{кол} = E'_{кол} - E''_{кол}$ и вращательной $\Delta E_{вр} = E'_{вр} - E''_{вр}$ энергий. Изменение электронной энергии, как правило, сопровождается изменением колебательной и вращательной энергий.

Образующиеся при этом спектры молекул называют электронными. Как и у атомов, они расположены в видимой и ультрафиолетовой областях. Электронные спектры состоят из отдельных более или менее широких полос. У сложных молекул полосы перекрываются друг с другом. Полосы в спектрах молекул соответствуют различным изменениям $\Delta E_{кол}$ при постоянном $\Delta E_{эл}$. В полосах спектра отдельные линии отвечают различным $\Delta E_{вр}$ при заданных $\Delta E_{эл}$ и $\Delta E_{кол}$.

Вторым типом спектров молекул являются колебательно-вращательные, или просто колебательные спектры, лежащие в основном в инфракрасной области. Они определяются переходами между колебательными уровнями энергии, соответствующими одному и тому же электронному состоянию ($\Delta E_{эл} = 0$). Частоты колебательных спектров находят из соотношения

$$\nu = \frac{(E'_{кол} - E''_{кол}) + (E'_{вр} - E''_{вр})}{h}.$$

Третьим типом спектров молекул являются вращательные спектры. Они лежат в радио- и СВЧ-диапазонах волн и соответствуют переходам, при которых меняется лишь вращательная энергия без изменения электронной и колебательной энергии:

$$\nu = \frac{(E'_{\text{вр}} - E''_{\text{вр}})}{h}.$$

Ввиду большого разнообразия и сложности строения молекул невозможно осуществить единую классификацию их энергетических уровней. Систематизация энергетических состояний молекул производится по отдельным классам молекул на основе свойств симметрии. Колебательные и вращательные уровни молекул характеризуются квантовыми числами ν , J колебательного и вращательного движений.

1.2. Поглощение, спонтанное и вынужденное излучения

Взаимодействие электромагнитного излучения и вещества обусловлено внутренними энергетическими переходами частиц из одного стационарного состояния в другое и проявляется в излучении и поглощении квантов излучения (фотонов).

Испускание электромагнитного излучения веществом связано с переходами атомных частиц из состояния с большей энергией в состояние с меньшей энергией. Существует два вида переходов между энергетическими уровнями, сопровождающихся испусканием электромагнитного излучения: спонтанные и индуцированные.

Спонтанные переходы представляют собой самопроизвольные переходы возбужденных атомных частиц в нижнее энергетическое состояние. Излучение, возникающее в результате самопроизвольных переходов и называемое спонтанным, носит статистический характер. Атомные частицы при спонтанных переходах испускают фотоны независимо друг от друга, фаза, а также направление распространения фотона имеют случайный характер. Поэтому спонтанное излучение некогерентно и ненаправленно.

Индуцированные переходы вызываются (индуцируются) внешним электромагнитным излучением, частота которого равна или

близка частоте квантового перехода ν_{mn} . Излучение, возникающее в результате индуцированных переходов, называют индуцированным, вынужденным или стимулированным. Индуцированное излучение имеет ту же частоту, фазу, направление распространения и поляризацию, что и вынуждающее внешнее излучение. Другими словами, индуцированное и вызывающее его внешнее излучение когерентны.

Кроме спонтанного и индуцированного излучения, может происходить резонансное поглощение энергии проходящего через вещество электромагнитного излучения. Процесс резонансного поглощения подобен процессу индуцированного излучения, но идет в обратном направлении. Атомные частицы, находящиеся в нижнем энергетическом состоянии E_n , под действием электромагнитного поля переходят в верхнее энергетическое состояние E_m , поглощая при каждом переходе квант энергии $h\nu = E_m - E_n$.

Явления индуцированного излучения и поглощения связаны и представляют собой две неразрывные стороны одного и того же процесса взаимодействия излучения и вещества.

Важными квантовыми характеристиками процессов испускания и поглощения излучения являются вероятности соответствующих процессов.

Спонтанное излучение атомных частиц, связанное с переходом между верхним энергетическим состоянием m и нижним n , описывается вероятностью спонтанного испускания перехода в единицу времени A_{mn} (A_{mn} называют также коэффициентом Эйнштейна для спонтанного испускания). Этот коэффициент определяется квантовыми свойствами частиц и принципиально может быть вычислен для каждого перехода методами квантовой электродинамики. Величина A_{mn} характеризует интенсивность спонтанных переходов и определяет среднее время жизни частиц в возбужденном состоянии m .

Предположим, что имеется большое число атомных частиц, образующих сильно разряженный газ, такой, что взаимодействием между частицами можно пренебречь. Допустим также, что в некоторый момент t в возбужденном состоянии m находится N_m частиц. С течением времени за счет спонтанных переходов частицы переводятся из возбужденного состояния m в нижележащее состояние n . Уменьшение числа частиц $-dN_m$ в состоянии m за время от t до $t + dt$ составляет:

$$-dN_m = A_{mn} N_m dt, \quad (1.2)$$

тогда

$$N_m = N_{m0} e^{-A_{mn} t}, \quad (1.3)$$

где N_{m0} — начальное число атомных частиц в состоянии m при $t = 0$. Это уравнение описывает закон изменения со временем числа частиц возбужденного состояния m .

Используя соотношения (1.2) и (1.3) и учитывая, что при каждом переходе частиц из состояния m в n излучается фотон с энергией $h\nu_{mn} = E_m - E_n$ (E_m и E_n — соответственно энергия частиц в состояниях m и n), для мощности спонтанного излучения P_c получим

$$P_c = h\nu_{mn} A_{mn} N_m = h\nu_{mn} N_{m0} A_{mn} e^{-A_{mn} t}, \quad (1.4)$$

т. е. мощность спонтанного излучения изменяется со временем по экспоненциальному закону. Из (1.3) и (1.4) видно, что через промежуток времени $\tau = 1/A_{mn}$ число частиц на верхнем уровне m и мощность спонтанного излучения уменьшаются в e раз. Величина $\tau = 1/A_{mn}$ называется временем жизни частиц в возбужденном состоянии. Если ниже уровня m имеется не один, а несколько уровней, то время жизни частиц в состоянии m равно обратной величине полной вероятности спонтанных переходов с уровня m на все нижние: $\tau = \frac{1}{\sum_i A_{mi}}$ (A_{mi} — вероятность спонтанного перехода $m \rightarrow i$).

Индукированные излучательные переходы с верхнего энергетического состояния в нижнее и обратные переходы с поглощением энергии характеризуются вероятностью вынужденного испускания и вероятностью поглощения.

Согласно экспериментальным данным вероятности индуцированных переходов пропорциональны плотности энергии ρ_ν на частоте перехода. Поэтому вероятность W_{mn} индуцированного перехода в единицу времени между состояниями $m \rightarrow n$ можно определить выражением

$$W_{mn} = B_{mn} \rho_\nu \quad (1.5)$$

(B_{mn} называют коэффициентом Эйнштейна для вынужденного испускания). Зная вероятность W_{mn} , легко найти число индуцирован-

ных переходов dZ_{mn} между уровнями $m \rightarrow n$ за промежуток времени от t до $t + dt$:

$$dZ_{nm} = W_{nm} N_m dt, \quad (1.6)$$

где N_m — число частиц в состоянии m в момент времени t . Аналогично определим вероятность W_{nm} поглощения квантов электромагнитного поля в единицу времени:

$$W_{nm} = B_{nm} \rho_\nu \quad (1.7)$$

(B_{nm} — называют коэффициентом Эйнштейна для поглощения). Число dZ_{nm} поглощенных квантов электромагнитного поля на переходе $n \rightarrow m$ за промежуток времени от t до $t + dt$ определяется формулой

$$dZ_{nm} = W_{nm} N_n dt, \quad (1.8)$$

где N_n — число частиц в состоянии n в момент времени t .

Коэффициенты Эйнштейна B_{mn} и B_{nm} , представляющие собой постоянные величины, так же как A_{mn} , являются квантовыми характеристиками перехода данного типа атомных частиц.

Коэффициенты B_{mn} , B_{nm} , A_{mn} взаимосвязаны. Для установления этой связи рассмотрим совокупность атомных частиц, находящихся в термодинамическом равновесии со стенками окружающего их объема и имеющих абсолютную температуру T . Выделим из всей системы уровней, которой обладают рассматриваемые частицы, два уровня n

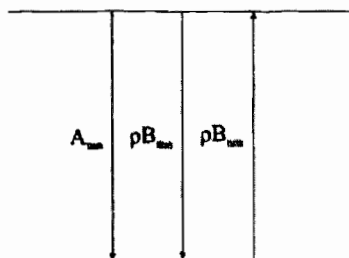


Рис. 1.7. Схема двух энергетических состояний с указанием спонтанных и индуцированных переходов

и m с энергиями E_n и E_m ($E_m > E_n$) (рис. 1.7). Обозначим N_n и N_m число частиц в единице объема, находящихся в состояниях с энергией E_n и E_m . Атомные частицы излучают и поглощают энергию электромагнитного поля, совершая в первом случае переходы $m \rightarrow n$, а во втором $n \rightarrow m$. Переходы с испусканием квантов излучения с частотой $\nu = (E_m - E_n)/h$ происходят либо спонтанно, либо индуцировано. Сумма вероятностей тех или

других переходов в единицу времени равна $A_{mn} + B_{mn}\rho_\nu$. За время dt число переходов с уровня m на уровень n составит

$$dZ_{mn} = (A_{mn} + B_{mn}\rho_\nu)N_m dt. \quad (1.9)$$

За тот же промежуток времени dt число переходов $n \rightarrow m$ с поглощением будет:

$$dZ_{nm} = B_{nm}\rho_\nu N_n dt. \quad (1.10)$$

Поскольку система находится в равновесии, число переходов ($n \rightarrow m$) и обратных им ($m \rightarrow n$) за один и тот же отрезок времени должно быть одинаковым, т. е. $dZ_{nm} = dZ_{mn}$. Из (1.9) и (1.10) получаем

$$N_m(A_{mn} + B_{mn}\rho_\nu) = B_{nm}\rho_\nu N_n;$$

тогда

$$\rho_\nu = \frac{A_{mn}}{\frac{N_n}{N_m} B_{nm} - B_{mn}}. \quad (1.11)$$

При термодинамическом равновесии распределение частиц по состояниям подчиняется закону Больцмана, согласно которому число частиц N_j , имеющих энергию E_j , определяется формулой

$$N_j = g_j N_0 C e^{\frac{E_j}{kT}}, \quad (1.12)$$

где N_0 – полное число частиц всей системы; g_j – фактор вырождения (статистический вес) уровня E_j , показывающий, сколько независимых состояний атомной частицы имеют одну и ту же энергию; C – одинаковый для всех уровней множитель, зависящий от абсолютной температуры T , k – постоянная Больцмана.

Учитывая (1.12) отношение N_n/N_m , входящее в (1.11), можно записать

$$\frac{N_n}{N_m} = \frac{g_n}{g_m} e^{\frac{E_n - E_m}{kT}} = \frac{g_n}{g_m} e^{\frac{h\nu}{kT}}. \quad (1.13)$$

С учетом (1.13), выражение (1.11) принимает вид

$$\rho_\nu = \frac{A_{mn} g_m}{B_{nm} g_n e^{kT} - g_m B_{mn}}. \quad (1.14)$$

Это – формула для плотности энергии равновесного излучения, выраженная посредством коэффициентов Эйнштейна. Сравнивая ее с формулой Планка для плотности энергии равновесного излучения

$$\rho_\nu = \frac{8\pi h \nu^3}{c^3} \frac{1}{e^{kT} - 1}, \quad (1.15)$$

получаем следующие важные соотношения:

$$g_n B_{nm} = g_m B_{mn}; \quad (1.16)$$

$$A_{mn} = \frac{8\pi h \nu^3}{c^3} \frac{g_n}{g_m} B_{nm} = \frac{8\pi h}{\lambda^3} \frac{g_n}{g_m} B_{nm}, \quad (1.17)$$

где $\lambda = c/\nu$ – длина волны излучения в вакууме. Если уровни энергии простые, то $g_n = g_m = 1$ и

$$B_{nm} = B_{mn}, \quad (1.18)$$

$$A_{mn} = \frac{8\pi h}{\lambda^3} B_{nm}. \quad (1.19)$$

Соотношение (1.17) связывает вероятность спонтанного перехода в единицу времени с коэффициентом Эйнштейна для вынужденных переходов. Из него следует, что вероятность спонтанного перехода резко меняется с частотой (пропорционально кубу частоты). Спонтанное излучение при переходе в радиодиапазоне не играет заметной роли. Оно существенно в оптическом диапазоне (частота радиодиапазона меньше оптической частоты примерно в 10^4 раз, и коэффициент, связывающий вероятность спонтанного и вынужденного излучения, при переходе от оптического к радиодиапазону изменяется 10^{-12} раз).

Согласно выражению (1.18), в случае невырожденных уровней вероятности переходов с индуцированным испусканием и поглощением фотонов равны.

Соотношения (1.16) и (1.17) позволяют по одной известной постоянной Эйнштейна определить остальные коэффициенты. Как уже отмечалось, коэффициенты Эйнштейна являются квантовыми характеристиками перехода данного типа частиц. Они определяются посредством собственных функций стационарных состояний атомных частиц.

1.3. Связи коэффициентов Эйнштейна с собственными волновыми функциями частиц

Определение коэффициентов Эйнштейна требует решения задачи о взаимодействии атомной частицы с периодическим полем электромагнитной волны. Рассмотрим атомную частицу, для которой известна полная система волновых функций стационарных состояний:

$$\begin{aligned}\psi_1 &= \psi_1^0 \exp(-2\pi i E_1 h^{-1} t), & \psi_2 &= \psi_2^0 \exp(-2\pi i E_2 h^{-1} t), \dots, \\ \psi_q &= \psi_q^0 \exp(-2\pi i E_q h^{-1} t),\end{aligned}$$

где $\psi_1^0, \psi_2^0, \dots, \psi_q^0$ – амплитудные волновые функции; E_1, \dots, E_q – собственные значения энергии соответствующих состояний. Волновые функции удовлетворяют уравнению Шредингера

$$\hat{H}_0 \psi = -\frac{h}{2\pi i} \frac{\partial \psi}{\partial t}. \quad (1.20)$$

Пусть на эту частицу с некоторого момента $t = 0$ начинает действовать электрическое, переменное во времени, направленное вдоль оси x поле:

$$\varepsilon_x = \varepsilon_{vx}^0 \cos(2\pi \nu t). \quad (1.21)$$

Электрическое поле, описываемое формулой (1.21), приведет к возмущению энергии частицы на величину

$$U(t) = -(\vec{p}\vec{E}) = -p_x \varepsilon_{vx}^0 \cos(2\pi\nu t), \quad (1.22)$$

где p_x – проекция дипольного момента \vec{p} частицы на направление электрического поля. При этом волновая функция удовлетворяет уравнению

$$\left[\hat{H}_0 + \hat{U}(t) \right] \psi = -\frac{\hbar}{2\pi i} \frac{\partial \psi}{\partial t}, \quad (1.23)$$

где $\hat{U}(t)$ представляет собой оператор, определяемый энергией взаимодействия частицы и поля (1.22). При действии переменного поля энергия частицы изменяется, и частица не может иметь стационарных состояний подобно тем, которые она имеет в отсутствие внешних полей.

Для решения уравнения (1.23) воспользуемся методом теории возмущений. Будем искать решения уравнения (1.23) в виде суммы

$$\psi = \sum_k a_k(t) \psi_k \quad (1.24)$$

(коэффициенты $a_k(t)$ являются функциями времени). Смысл этих коэффициентов состоит в том, что квадраты их модулей $|a_k(t)|^2$ представляют вероятность получить при измерении энергии частицы в момент t значение E_k , соответствующее невозмущенному состоянию волновой функции. Суммирование в (1.24) ведется по всем состояниям невозмущенной задачи. Подставив выражение (1.24) в уравнение (1.23), получим

$$\sum_k a_k \hat{H}_0 \psi_k + \sum_k a_k \hat{U} \psi_k = -\frac{\hbar}{2\pi i} \sum_k a_k \frac{\partial \psi_k}{\partial t} - \frac{\hbar}{2\pi i} \sum_k \psi_k \frac{da_k}{dt}. \quad (1.25)$$

Первые члены слева и справа тождественно равны друг другу, так как функции ψ_k удовлетворяют (1.20). Поэтому уравнение (1.25) можно переписать в виде

$$\sum_k a_k \hat{U} \psi_k = -\frac{\hbar}{2\pi i} \sum_k \psi_k \frac{da_k}{dt}.$$

Умножим данное уравнение на какую-нибудь комплексно-сопряженную волновую функцию ψ_m^* стационарного состояния частицы и проинтегрируем его по всему пространству. Тогда получим

$$\sum_k a_k \int \psi_m^* \hat{U} \psi_k d\tau = -\frac{h}{2\pi i} \sum_k \frac{da_k}{dt} \int \psi_m^* \psi_k d\tau. \quad (1.26)$$

Так как волновые функции стационарных состояний обладают свойством ортогональности

$$\int \psi_m^* \psi_k d\tau = \begin{cases} 0 & \text{при } k \neq m \\ 1 & \text{при } k = m, \end{cases}$$

то в правой части равенства (1.26) остается лишь один член равный $-[h/2\pi i](da_m/dt)$. Учитывая это и принимая во внимание, что

$$\psi_m^* = \psi_m^{0*} \exp(2\pi i E_m h^{-1} t), \quad \psi_k = \psi_k^0 \exp(-2\pi i E_k h^{-1} t),$$

можно записать равенство (1.26) следующим образом:

$$\frac{da_m}{dt} = -\frac{2\pi i}{h} \sum_k \exp[-2\pi i h^{-1} (E_k - E_m) t] a_k \int \psi_m^{0*} U \psi_k^0 d\tau, \quad (1.27)$$

или, введя обозначения

$$(E_k - E_m) h^{-1} = \nu_{km}, \quad (1.28)$$

$$\int \psi_m^{0*} \hat{U} \psi_k^0 d\tau = U'_{mk} \quad (1.29)$$

(U'_{mk} — матричный элемент возмущения), представим уравнения (1.27) в более компактном виде:

$$\frac{da_m}{dt} = \frac{2\pi i}{h} \sum_k \exp(-2\pi i \nu_{km} t) U'_{mk} a_k. \quad (1.30)$$

Таким образом мы получим бесконечную систему уравнений для бесконечно большого числа неизвестных коэффициентов a_m .

Будем считать, что в момент времени $t = 0$, когда начинает действовать переменное электрическое поле, частица находится в n -м-

стационарном состоянии. Тогда с учетом смысла коэффициентов разложения (1.24) в момент $t = 0$ коэффициент $a_n = 0$, а остальные коэффициенты равны нулю:

$$a_k = \begin{cases} 1 & \text{при } k \neq n, \\ 0 & \text{при } k = n. \end{cases} \quad (1.31)$$

Точное вычисление коэффициентов a_m в уравнении (1.30) практически невозможно. Но относительно просто можно провести приближенное вычисление. Для этого в правую часть уравнения (1.30) вместо коэффициентов a_k подставим их значения из начальных условий (1.31):

$$\frac{da_m}{dt} = \frac{-2\pi i}{h} \exp(-2\pi i \nu_{nm} t) U'_{mn}. \quad (1.32)$$

Полагая здесь $m = 1, 2, 3, \dots$, получаем независимые уравнения для всех коэффициентов a_1, a_2, a_3, \dots . Решение этих уравнений позволяет найти в первом приближении коэффициенты в правой части уравнений (1.30) и проинтегрировать полученные уравнения. Продолжая процедуру, можно получить любое приближение. Но оказывается достаточным найти лишь первое приближение.

Запишем явное выражение для матричного элемента в рассматриваемом случае дипольного взаимодействия. Подставляя в формулу (1.29) вместо U его выражение из (1.22), получаем

$$\begin{aligned} U'_{mn} &= \int \psi_n^{0*} \hat{U} \psi_n^0 d\tau = -\epsilon_{vx} \cos(2\pi\nu t) \int \psi_m^{0*} p_x \psi_n^0 d\tau = \\ &= -\epsilon_{vx}^0 \cos(2\pi\nu t) M_{mnx}, \end{aligned} \quad (1.33)$$

где $M_{mnx} = \int \psi_m^{0*} p_x \psi_n^0 d\tau$.

Элемент M_{mnx} называют матричным элементом проекции дипольного момента на ось x перехода $m \rightarrow n$. Подставляя уравнение (1.33) в (1.32), находим

$$\frac{da_m}{dt} = \frac{i2\pi}{h} \epsilon_{vx}^0 M_{mnx} \exp(-i2\pi\nu_{nm} t) \cos(2\pi\nu t).$$

Отсюда, интегрируя от нуля до t с учетом начальных условий (1.31), имеем

$$a_m = \varepsilon_{vx}^0 M_{mn|x} 2^{-1} h^{-1} \left(\frac{\exp[i2\pi(v_{mn} + v)t] - 1}{v_{mn} + v} + \frac{\exp[i2\pi(v_{mn} - v)t] - 1}{v_{mn} - v} \right). \quad (1.34)$$

В соответствии с равенством (1.28), величина v_{mn} может быть положительной (при переходах с поглощением, когда $E_m > E_n$) и отрицательной (при индуцированных переходах с излучением, когда $E_m < E_n$).

Вероятность перехода частицы равна квадрату модуля коэффициента a_m . Нетрудно видеть из выражения (1.34), квадрат модуля коэффициента $|a_m|$, т. е. вероятности перехода между двумя уровнями ($|v_{mn}|$ имеет одно и то же значение) как при поглощении, так и при индуцированном испускании равны. Это находится в полном согласии с выводом, сделанным ранее на основе равенства коэффициентов Эйнштейна $B_{mn} = B_{nm}$.

В случае переходов с поглощениями в выражении (1.34) главенствующую роль играет второй член, стоящий в скобках при частотах $v \approx v_{mn}$, а первым членом можно пренебречь. Наоборот, для вынужденного испускания ($v_{mn} < 0$) можно пренебречь вторым членом по сравнению с первым, имеющим существенное значение на частотах, близких к частоте перехода $m \leftrightarrow n$, $v \approx |v_{mn}|$.

Таким образом, для случая перехода с поглощением можно записать:

$$a_m \approx \varepsilon_{vx}^0 M_{mn|x} 2^{-1} h^{-1} (\exp[i2\pi(v_{mn} - v)t] - 1)(v_{mn} - v)^{-1}.$$

Отсюда вероятность перехода в состояние m за время t при воздействии на частицу монохроматического электрического поля с частотой v равна

$$|a_m|^2 = (\varepsilon_{vx}^0)^2 |M_{mn|x}|^2 h^{-2} (v_{mn} - v)^{-2} \sin^2 \pi(v_{mn} - v)t. \quad (1.35)$$

При установлении связи между коэффициентами Эйнштейна рассматривалось термодинамическое равновесие частиц и излучения в замкнутой полости. В этом случае переходы частиц с одного уровня на другой происходят под действием электромагнитного поля со сплошным спектром. Для нахождения полной вероятности перехода с поглощением в замкнутой полости под действием x -составляющей электрического поля проинтегрируем выражение (1.35) по всем частотам спектра:

$$W_{m \rightarrow x} = \int_0^{\infty} |a_m|^2 dv = |M_{mn}|_x^2 h^{-2} \int_0^{\infty} (\epsilon_{vx}^0)^2 (v_{mn} - v)^{-2} \sin^2 \pi(v_{mn} - v) t dv.$$

Вычисление интеграла упрощается тем, что подынтегральная функция имеет острый максимум при $v = v_{mn}$, а в остальной области значений частот достаточно мала. Поэтому, во-первых, можно без большой ошибки пределы интегрирования расширить до $-\infty$ и $+\infty$ и, во-вторых, вынести из-под знака интеграла ϵ_{vx}^0 . Тогда

$$W_{m \rightarrow x} = |M_{mn}|_x^2 (\epsilon_{vx}^0)^2 h^{-2} \int_{-\infty}^{\infty} (v_{mn} - v)^{-2} \sin^2 \pi(v_{mn} - v) t dv,$$

и, введя новую переменную $\xi = \pi(v_{mn} - v)t$, будем иметь

$$W_{m \rightarrow x} = |M_{mn}|_x^2 (\epsilon_{vx}^0)^2 h^{-2} \pi t \int_{-\infty}^{\infty} \xi^{-2} \sin^2 \xi d\xi. \quad (1.36)$$

Известно, что $\int_{-\infty}^{\infty} \xi^{-2} \sin^2 \xi d\xi = \pi$, поэтому из формулы (1.36) получаем

$$W_{m \rightarrow x} = (\epsilon_{vx}^0)^2 |M_{mn}|_x^2 \pi^2 h^{-2} t. \quad (1.37)$$

Величину (ϵ_{vx}^0) можно связать со средней плотностью энергии излучения. Для замкнутой полости средняя плотность электромагнитного поля ϵ_v, H_v равна

$$\rho_v = 8^{-1} \pi^{-1} (\bar{\epsilon}_v^2 + \bar{H}_v^2) = 4^{-1} \pi^{-1} \bar{\epsilon}_v^2$$

(черта над знаком напряженностей магнитного и электрического полей означает усреднение за период колебаний $T = \nu^{-1}$).

Ввиду полной изотропности излучения ни одно направление не имеет преимуществ перед другим, вследствие чего

$$\bar{\epsilon}_{vx}^2 = \bar{\epsilon}_{vy}^2 = \bar{\epsilon}_{vz}^2,$$

поэтому $\epsilon_v^2 = 3\bar{\epsilon}_v^2$ и $\rho_v = [3/(4\pi)]\bar{\epsilon}_{vx}^2$; так как

$$\bar{\epsilon}_{vx}^2 = (\epsilon_{vx}^0)^2 \overline{\cos^2(2\pi\nu t)} = (\epsilon_{vx}^0)^2 / 2,$$

окончательно

$$\rho_v = [3/(8\pi)](\epsilon_{vx}^0)^2. \quad (1.38)$$

Подставив в уравнение (1.37) вместо $(\epsilon_{vx}^0)^2$ его значение из формулы (1.38), получим следующую формулу для вероятности перехода частиц с n -го уровня на m -й за промежуток времени t под действием x -составляющей электрического поля в замкнутой полости:

$$W_{mnx} = \int_{-\infty}^{\infty} |a_m|^2 d\nu = (8\pi/3) |M_{mn}|_x^2 h^{-2} \rho_v t.$$

Аналогичные выражения можно записать для вероятности перехода частиц за время t под действием y - и z -составляющих электрического поля, только вместо $|M_{mn}|_x$ должны стоять $|M_{mn}|_y$ или $|M_{mn}|_z$.

Итак, полная вероятность перехода частицы с n -го уровня на m -й в единицу времени будет равна

$$W_{mn} = \frac{8\pi^3}{3h^2} \rho_v (|M_{mn}|_x^2 + |M_{mn}|_y^2 + |M_{mn}|_z^2) = \frac{8\pi^3}{3h^2} \rho_v |M_{mn}|^2, \quad (1.39)$$

где

$$|M_{mn}|^2 = |M_{mn}|_x^2 + |M_{mn}|_y^2 + |M_{mn}|_z^2.$$

Сравнивая это выражение с формулой (1.7), выявим связь между коэффициентом Эйнштейна B_{mn} с матричными элементами перехо-

да: $B_{mn} = [8\pi^3/(3h^2)] |M_{mn}|^2$. Поскольку коэффициенты A_{mn} , B_{mn} связаны с B_{mn} соотношениями (1.16)–(1.17), все коэффициенты Эйнштейна определяются через матричные элементы переходов.

Как следует из формулы (1.39), излучательные переходы частиц из одного энергетического состояния в другое зависят от матричных элементов переходов. Возможны только такие дипольные переходы с излучением, для которых матричные элементы отличны от нуля, и запрещены дипольные переходы, если матричные элементы соответствующих состояний равны нулю.

1.4. Поглощение и усиление электромагнитного излучения веществом

Взаимодействие электромагнитного излучения и вещества определяется индуцированными переходами и сводится к двум связанным между собой процессам: во-первых, поглощению энергии электромагнитного поля невозбужденными атомными частицами, что ведет к его ослаблению; во-вторых, преобразованию внутренней избыточной энергии атомных частиц в энергию колебаний, когерентных с внешним электромагнитным излучением, воздействующим на вещество. В зависимости от конкретного вида распределения атомных частиц по энергетическим состояниям может преобладать тот или иной процесс.

Рассмотрим однородную среду. Выделим из всей совокупности энергетических состояний атомных частиц среды два уровня m и n с энергиями E_m и E_n ($E_m > E_n$). Населенность уровня m , т. е. число атомных частиц в единице объема, находящихся в состоянии с энергией E_m , обозначим N_m , а населенность нижнего уровня n — N_n . Допустим, что через среду в направлении x проходит монохроматическое излучение с частотой ν , равной частоте перехода $\nu_{mn} = (E_m - E_n)/h$. Благодаря индуцированным переходам по мере прохождения излучения через среду его плотности потока I_ν (мощность излучения, переносимого через единицу площади поперечного сечения) будет изменяться. Ослабление плотности потока — dI_ν на участке от x до $x + dx$ пропорционально величине I_ν и расстоянию dx :

$$-dI_v = \alpha_v I_v dx; \quad (1.40)$$

тогда

$$I_v = I_v^0 e^{-\alpha_v x}, \quad (1.41)$$

где I_v^0 – плотность потока излучения при $x = 0$. Коэффициент $\alpha_v = -\frac{1}{dx} \frac{dI_v}{I_v}$ характеризует относительное уменьшение $\frac{dI_v}{I_v}$ плотности потока на единицу длины, т. е. показывает, какая доля мощности поглощается в единице объема; величина α_v называется коэффициентом поглощения. Плотность потока связана с плотностью излучения ρ_v и скоростью распространения с соотношением

$$I_v = c\rho_v. \quad (1.42)$$

Величина $-dI_v$ определяется поглощением и индуцированным испусканием атомных частиц среды, которые находятся в объеме dV , имеющем площадь основания 1 см^2 и длину dx (рис. 1.8).

Мощность, поглощаемая частицами объема dV , равна:

$$dP_{\text{пол}} = N_n dx \rho_v B_{nm} h\nu. \quad (1.43)$$

За счет стимулированного излучения частиц, находящихся в объеме dV , увеличивается мощность:

$$dP_{\text{изл}} = N_m dx \rho_v B_{mn} h\nu. \quad (1.44)$$

Изменение плотности потока излучения на участке dx определяется разностью величин мощности поглощения и индуцированного испускания в объеме dV :

$$\begin{aligned} -dI_v &= N_n dx \rho_v B_{nm} h\nu - N_m dx \rho_v B_{mn} h\nu = \\ &= \frac{I_v}{c} \left(N_n - \frac{g_n}{g_m} N_m \right) B_{nm} h\nu dx. \end{aligned} \quad (1.45)$$

Сравнивая (1.40) и (1.45), имеем

$$\alpha_v = \frac{h\nu}{c} B_{nm} \left(N_n - \frac{g_n}{g_m} N_m \right). \quad (1.46)$$

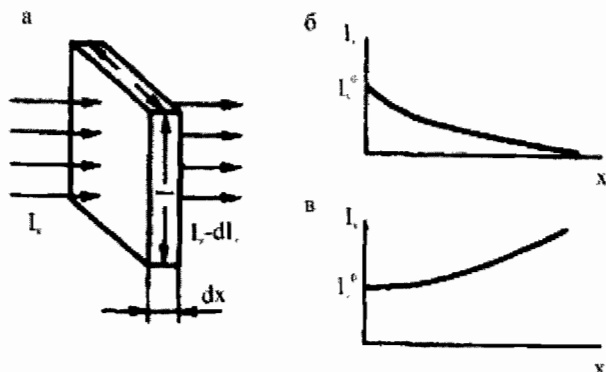


Рис. 1.8. Взаимодействие электромагнитного излучения со средой

В естественных условиях, так же как при термодинамическом равновесии, для всех сред населенность состояний атомных частиц убывает по мере возрастания их энергии, поэтому всегда выполняется неравенство

$$g_m N_n > g_n N_m. \quad (1.47)$$

При этом коэффициент поглощения положителен. При положительном α , плотность потока излучения (1.41) по мере прохождения среды уменьшается. Физически это связано с тем, что при выполнении неравенства (1.47) число вынужденных переходов с поглощением превышает число переходов с излучением, и энергия проходящего поля расходуется на увеличение населенностей верхних уровней. Таким образом, во всех веществах в естественных условиях плотность потока излучения уменьшается экспоненциально по мере прохождения среды (рис. 1.8, б).

Если каким-либо путем изменить распределение атомных частиц по уровням так, чтобы

$$g_m N_n < g_n N_m, \quad (1.48)$$

то коэффициент поглощения станет отрицательным, и, согласно (1.41), прохождение излучения через среду будет сопровождаться не ослаблением плотности потока, а нарастанием (рис. 1.8, в), т.е. среда становится усилителем электромагнитных колебаний. В такой среде индуцированное излучение атомных частиц преобладает над погло-

шением, что и обеспечивает усиление излучения. Следовательно, необходимым условием для усиления излучения средой является выполнение соотношения (1.48). Применительно к невырожденным уровням $g_n = g_m = 1$ оно приобретает простой вид: $N_m > N_n$. Состояние вещества, когда населенность верхних уровней больше, чем нижних, называют состоянием с инверсной населенностью. Таким образом, для обеспечения усиления электромагнитных волн необходимо в среде осуществить инверсию населенностей*.

Ранее рассмотрение велось в предположении, что ширина уровней энергии равна нулю, а взаимодействие вещества и излучения происходит на определенных частотах, соответствующих переходам между уровнями со строго определенными значениями энергии. Однако все реальные уровни энергии имеют конечную ширину, что приводит к тому, что поглощение (излучение, усиление) происходит не только на строго определенных, но и на ближайших к ним частотах. Поэтому спектральные линии поглощения и излучения имеют определенную ширину и форму (рис. 1.9) Под шириной линии $\Delta\nu$ обычно понимают диа-

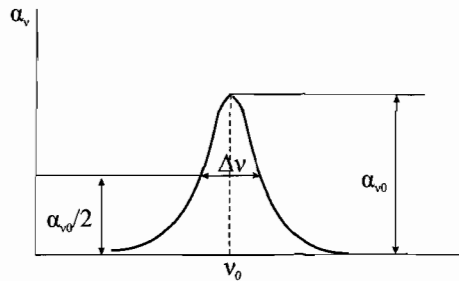


Рис. 1.9. Форма спектральной линии

* Иногда при описании неравновесных систем с инверсией населенностей пользуются понятием отрицательной температуры. Логически это понятие вводится в предположении, что населенности двух уровней любой системы, а не только находящейся в тепловом равновесии, связаны между собой формулой Больцмана

$$\frac{N_m}{N_n} = \exp\left[-\frac{E_m - E_n}{kT}\right],$$

следовательно,

$$T = -(E_m - E_n) / \left(k \ln \frac{N_m}{N_n} \right).$$

Для среды с инверсией населенностей $N_m > N_n$ и температура, определяемая по последней формуле, оказывается отрицательной.

пазон частот, в пределах которого интенсивность поглощения (излучения) уменьшается до половины максимальной величины.

Уширение энергетических уровней и спектральных линий обуславливается различными причинами. Даже у покоящихся, невзаимодействующих, изолированных атомных частиц энергетические уровни имеют конечную ширину. Она связана с вероятностью спонтанного испускания, обуславливающего конечность времени жизни частиц в возбужденном состоянии. Согласно соотношению неопределенности для энергии, если время жизни атомной частицы на каком-либо энергетическом уровне составляет τ , то неопределенность ширины этого уровня $\Delta E \cong h/(2\pi\tau)$, или неопределенность энергии уровня в единицах частоты $\Delta\nu = \frac{\Delta E}{h} \cong (2\pi\tau)^{-1}$. Чем меньше время жизни данного состояния, тем больше ширина энергетического уровня и наоборот, уровням долгоживущих (метастабильных) состояний свойственна малая ширина. Уровень основного состояния атомных частиц имеет ширину, равную нулю, так как его время жизни равно бесконечности.

Уширение, связанное со спонтанными переходами, называют естественным, а получаемую при этом ширину линии – естественной. В соответствии с теорией и экспериментальными исследованиями, контур (т. е. распределение интенсивности поглощения или излучения внутри линии) естественной линии описывается функцией Лоренца

$$\varphi(\nu) = \frac{1}{1 + \left(\frac{2(\nu - \nu_0)}{\Delta\nu_L} \right)^2},$$

где ν – текущая частота; ν_0 – частота, соответствующая максимуму поглощения (излучения); $\Delta\nu_L$ – ширина линии. Она зависит от квантовых свойств атомных частиц и, как уже отмечалось, определяется временем жизни частиц в верхнем τ_m и нижнем τ_n состояниях, переход между которыми соответствует линии:

$$\Delta\nu_L = \frac{1}{2\pi} \left(\frac{1}{\tau_m} + \frac{1}{\tau_n} \right).$$

Естественная ширина линий обычно невелика: для оптических переходов атомов может составлять единицы мегагерц.

Практически наблюдаемые спектральные линии имеют ширину, во много раз превышающую естественную. Причинами такого уширения являются взаимодействия атомных частиц друг с другом, тепловое движение, действие неоднородных электрических и магнитных полей и т. д. Взаимодействие атомных частиц друг с другом приводит к уменьшению времени жизни частиц в данном состоянии, что увеличивает ширину их энергетических уровней и спектральных линий. При этом ширина линий системы частиц совпадает с шириной линии отдельных частиц, а форма линии остается лоренцевой. Такое уширение называют однородным. Характерная особенность однородного уширения состоит в том, что поглощение (излучение) на одной частоте уменьшает поглощение (излучение) на всех остальных частотах спектральной линии.

Тепловое движение атомных частиц приводит к уширению линий, связанному с эффектом Доплера. Атомные частицы в среде непрерывно перемещаются в различных направлениях со случайными скоростями. Вследствие эффекта Доплера частоты их излучения различны. Наблюдаемая линия излучения определяется суммой естественных линий всех частиц рассматриваемой среды. На рис. 1.10 пунктиром обозначены контуры естественных линий частиц, движущихся с различными скоростями $v_1, -v_1, v_2, -v_2, v_3, -v_3, \dots$. Интенсивности естественных линий пропорциональны количеству частиц, обладающих соответствующими скоростями. Истинную форму кривой линии излучения (поглощения) получают путем суммирования ординат всего множества лоренцевых линий всех частиц. Как показывает расчет, форма линии, обусловленная эффектом Доплера, для системы частиц, находящихся в термодинамическом равновесии, описывается функцией

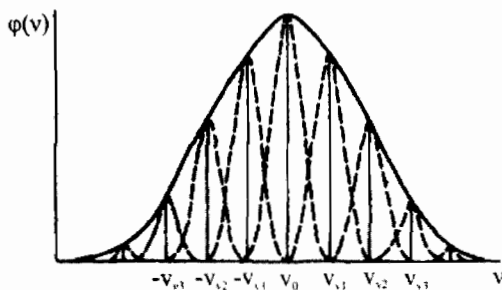


Рис. 1.10. Форма доплеровски уширенной линии

$$\varphi(v) = \exp \left\{ - \left[\frac{2\sqrt{\ln 2} (v - v_0)}{\Delta v_D} \right]^2 \right\},$$

где v_0 — центральная частота перехода, равная частоте перехода поглощающих частиц; Δv_D — ширина контура линии, определяемая средней скоростью частиц.

Уширение линий, обусловленное несовпадением резонансных частот различных атомных частиц, называют неоднородным. Для веществ с неоднородно уширенной линией характерно следующее: поглощение (излучение) на одной из частот линий не изменяет величины поглощения (излучения) на соседних частотах, отстоящих на расстоянии, большем естественной ширины линий атомных частиц. Примером неоднородного уширения линий, кроме рассмотренного доплеровского, может служить уширение, обусловленное разбросом резонансных частот атомных частиц в твердых веществах, вызываемое внутренними электрическими и магнитными полями.

При рассмотрении взаимодействия излучения и атомных частиц вещества с учетом конечной ширины энергетических уровней используют так называемые спектральные коэффициенты Эйнштейна $A_{mn}(v)$, $B_{mn}(v)$, $B_{nm}(v)$. Коэффициент $A_{mn}(v)$ и произведения $\rho_\nu B_{mn}(v)$ и $\rho_\nu B_{nm}(v)$ определяют соответственно вероятности спонтанных и индуцированных переходов в единицу времени в единичном частотном интервале. Спектральные коэффициенты $A_{mn}(v)$, $B_{mn}(v)$ и $B_{nm}(v)$ связаны с использованными ранее интегральными коэффициентами A_{mn} , B_{mn} , B_{nm} соотношениями

$$A_{mn} = \int_0^\infty A_{mn}(v) dv; \quad B_{mn} = \int_0^\infty B_{mn}(v) dv$$

$$B_{nm} = \int_0^\infty B_{nm}(v) dv.$$

Между спектральными коэффициентами сохраняются соотношения (1.16)–(1.19), действительные для интегральных. Частотная зависимость спектральных коэффициентов одинакова: она повторяет контур спектральной линии, соответствующей данному переходу. Так, спектральные коэффициенты линий с лоренцевым контуром можно записать в виде

$$A_{mn}(\nu) = A_{m\nu_0} \frac{1}{1 + \left(\frac{\nu - \nu_0}{\Delta\nu_L} \right)^2}; \quad B_{mn}(\nu) = B_{m\nu_0} \frac{1}{1 + \left(\frac{\nu - \nu_0}{\Delta\nu_L} \right)^2};$$

$$B_{nm}(\nu) = B_{n\nu_0} \frac{1}{1 + \left(\frac{\nu - \nu_0}{\Delta\nu_L} \right)^2}.$$

Заменяя во всех использованных ранее формулах величины A_{mn} , B_{mn} , B_{nm} спектральными коэффициентами $A_{mn}(\nu)$, $B_{mn}(\nu)$, $B_{nm}(\nu)$, получим соотношения, справедливые для единичного интервала частот. Так, с помощью (1.46) запишем формулу коэффициента поглощения, рассчитанного на единичный интервал частот:

$$\alpha_\nu = \frac{h\nu}{c} B_{nm}(\nu) \left(N_n - \frac{g_n}{g_m} N_m \right).$$

Зависимость коэффициента поглощения от частоты определяется частотной зависимостью коэффициента Эйнштейна.

ГЛАВА 2

МАГНИТНЫЙ РЕЗОНАНС

2.1. Метод магнитного резонанса на молекулярных и атомных пучках

Возникновение и развитие квантовой электроники тесным образом связаны с радиочастотным методом на молекулярных и атомных пучках, предложенным и осуществленным впервые И. Раби. Этот метод является одним из наиболее эффективных способов наблюдения за индуцированными переходами атомов и молекул, помещенных в магнитные и электрические поля.

С помощью резонансного метода на атомных и молекулярных пучках были получены фундаментальные результаты (открытие аномального магнитного момента электрона, обнаружение лембовского сдвига уровней $^2S_{1/2}$ и $^2P_{1/2}$ атомов водорода), подтвердившие вывод квантовой электродинамики. Этот метод, позволяющий измерять с прецизионной точностью ряд параметров многих молекул и атомов, нашел широкое применение в создании квантовых стандартов частоты.

Существуют две основные разновидности радиочастотного метода: метод магнитного и метод электрического резонансов в молекулярных и атомных пучках. Согласно первому из них, изучаются и используются переходы между уровнями атомных частиц, вызываемые магнитной составляющей электромагнитного поля, согласно второму — переходы, обуславливаемые электрической составляющей поля.

Наибольшее распространение получил радиочастотный метод магнитного резонанса. С его помощью исследуются молекулы и атомы, имеющие магнитный момент. Магнитный момент атомов и молекул определяется магнитными моментами их электронных оболочек и ядер, входящих в них. Многие молекулы, а также некоторые атомы в основном состоянии имеют замкнутые электронные оболочки, магнитные моменты которых равны нулю. Полный магнитный момент таких атомов и молекул определяется магнитными моментами входящих в них ядер.

Явление магнитного резонанса

В основе магнитного резонансного метода лежит явление магнитного резонанса. Рассмотрим его на примере взаимодействия ядер и магнитного поля. Предварительно напомним некоторые сведения о параметрах ядер. Основными характеристиками ядра наряду с массой M и зарядом e являются его механический (спиновый) \vec{P}_I и магнитный $\vec{\mu}_I$ моменты.

Механический момент \vec{P}_I определяется спином ядра I по формуле

$$|\vec{P}_I| = \frac{h}{2\pi} \sqrt{I(I+1)}.$$

Для разных ядер $I = 0, 1/2, 1, 3/2, \dots$ механический и магнитный моменты связаны между собой соотношением

$$\vec{\mu}_I = \gamma_I \vec{P}_I = \gamma_I \frac{h}{2\pi} \vec{I} = g_I \mu_n \vec{I}, \quad (2.1)$$

где γ_I – гидромагнитное отношение; \vec{I} – механический момент ядра, выраженный в единицах $h/2\pi$; g_I – ядерный g -фактор;

$\mu_n = \frac{eh}{4\pi cM} = 5,05 \cdot 10^{-24}$ эрг/Э – ядерный магнетон Бора; e, M – заряд и масса протона.

Проекция механического и магнитного моментов на выделенное направление z характеризуется магнитным квантовым числом m_I :

$$P_{Iz} = \frac{h}{2\pi} m_I; \quad (2.2)$$

$$\mu_{Iz} = \gamma_I \frac{h}{2\pi} m_I, \quad (2.3)$$

где m_I принимает значения $I, I-1, \dots, -I$. Максимальная величина проекции механического и магнитного момента на z -направление равна:

$$P_{Iz \max} = \frac{h}{2\pi} I; \quad (2.4)$$

$$\mu_{Iz \max} = \mu_I = \gamma_I \frac{h}{2\pi} I. \quad (2.5)$$

Из (2.4) следует, что спин ядра I численно равен максимальной проекции механического момента ядра на выделенное направление, выраженного в единицах $h/2\pi$. Наибольшую величину проекции магнитного момента $\mu_{Iz \max} = \mu_I$ принято называть просто магнитным моментом ядра. Она связана со спином ядра соотношением (2.5). Используя (2.1), (2.3) и (2.5), вектор магнитного момента $\vec{\mu}_I$ и его проекцию μ_{Iz} можно определить по формулам

$$\vec{\mu}_I = \frac{\mu_I}{I} \vec{I}; \quad \mu_{Iz} = \frac{\mu_I}{I} m_I = g_I \mu_N m_I. \quad (2.6)$$

Рассмотрим поведение ядра, имеющего спин I и магнитный момент μ_I , в магнитном поле \vec{H}_0 , в котором ядро обладает энергией

$$E = -(\vec{\mu}_I \vec{H}_0) = -\mu_{Iz} H_0. \quad (2.7)$$

Подставив в (2.7) вместо μ_{Iz} его выражение из (2.3) и (2.6) получим

$$E = -\gamma_I \frac{h}{2\pi} m_I H_0 = -g_I \mu_N m_I H_0 = -\mu_I \frac{m_I}{I} H_0. \quad (2.8)$$

Энергия ядра, помещенного в магнитное поле, как видно из (2.8), зависит от магнитного квантового числа m_I , т. е. от проекции магнитного момента $\vec{\mu}_I$ на направление магнитного поля (рис. 2.1, а). Число

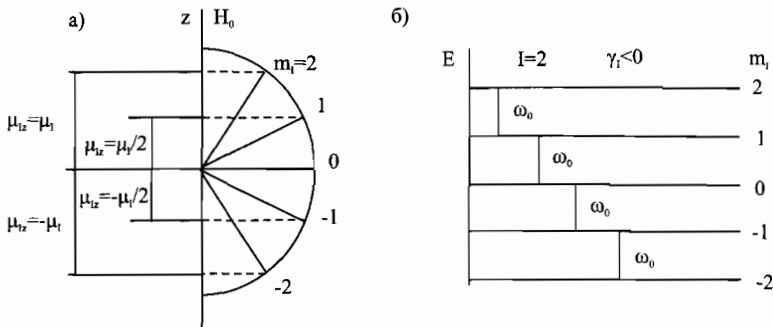


Рис. 2.1. Проекции магнитного момента на направление поля H_0 и соответствующие им энергетические уровни

уровней энергии ядра в магнитном поле H_0 зависит от спина ядра I и равно $2I + 1$. Уровни отстоят друг от друга на равном расстоянии (m_I входит в формулу (2.8) в первой степени). Система магнитных уровней ядра для случая $I = 2$ и $\gamma_I < 0$ ($g_I < 0$) приведена на рис. 2.1, б.

Определим возможные частоты переходов между уровнями энергии ядра в магнитном поле. Согласно правилам отбора, для магнитного квантового числа возможны лишь переходы, когда $\Delta m_I = 0, \pm 1$. Из (2.8) следует, что условие $\Delta m_I = 0$ не соответствует никакому квантовому переходу. Переходы с $\Delta m_I = \pm 1$ * отвечают испусканию (поглощению) квантов излучения с частотой

$$\nu = \frac{E(m_I \pm 1) - E(m_I)}{h} = \frac{\gamma_I H_0}{2\pi} = \frac{g_I \mu_N H_0}{h} = \frac{\mu_I}{h} H_0. \quad (2.9)$$

Из квантовой механики известно, что переходы, соответствующие правилу $\Delta m_I = \pm 1$, определяют излучение (поглощение) электромагнитной волны, поляризованной по кругу. При этом плоскость, в которой вращается вектор магнитного поля, перпендикулярна к направлению постоянного поля \vec{H}_0 . Таким образом, для того, чтобы наблюдать индуцированные переходы между магнитными уровнями, необходимо приложить переменное вращающееся магнитное поле, направление которого перпендикулярно постоянному \vec{H}_0 . Частота поля ν_0 должна быть равна

$$\nu_0 = \frac{\gamma_I H_0}{2\pi} = \frac{\mu_I}{h} H_0.$$

Рассмотрим задачу о поведении ядра, имеющего магнитный момент $\vec{\mu}_I$ и связанный с ним механический момент \vec{P}_I , которое помещено в магнитное поле \vec{H} , с позиций классической механики. Как известно,

$$\vec{T} = \dot{\vec{P}}_I, \quad (2.10)$$

где \vec{T} — момент силы; $\dot{\vec{P}}_I$ — производная по времени от момента количества движения. Умножим равенство (2.10) на γ_I . Тогда, учитывая $\gamma_I \vec{P}_I = \vec{\mu}_I$, из (2.10) будем иметь

* Правило отбора $\Delta m_I = +1$ соответствует ядрам с $\gamma_I < 0$, а $\Delta m_I = -1$ — ядрам, у которых $\gamma_I > 0$.

$$\dot{\mu}_I = \gamma_I \vec{T}. \quad (2.11)$$

Момент силы \vec{T} , действующий на частицу с магнитным моментом, которая помещена в магнитное поле \vec{H} , как известно, определяется в виде

$$\vec{T} = [\vec{\mu}_I \times \vec{H}]. \quad (2.12)$$

С учетом этого равенства из (2.11) получаем следующее дифференциальное уравнение движения магнитного момента частицы, имеющей гиромангнитное отношение γ_I , во внешнее поле \vec{H} :

$$\dot{\mu}_I = \gamma_I [\vec{\mu}_I \times \vec{H}]. \quad (2.13)$$

Рассмотрим сначала простейший случай. Будем считать поле постоянным и направленным вдоль оси z : $H_0 = H_z$, $H_x = H_y = 0$. При этом из векторного уравнения (2.13) запишем три уравнения проекций по координатным осям:

$$\dot{\mu}_{Ix} = \gamma_I \mu_{Iy} H_0; \quad (2.14, a)$$

$$\dot{\mu}_{Iy} = -\gamma_I \mu_{Ix} H_0; \quad (2.14, б)$$

$$\dot{\mu}_{Iz} = 0. \quad (2.14, в)$$

Из (2.14, в) следует

$$\mu_{Iz} = \text{const}. \quad (2.15)$$

Продифференцировав равенство (2.14, а) по времени и подставив $\dot{\mu}_{Iy}$ его значение из (2.14, б), получим

$$\dot{\mu}_{Ix} + \gamma_I^2 H_0^2 \mu_{Ix} = 0. \quad (2.16)$$

Таким образом, μ_{Ix} изменяется по гармоническому закону

$$\mu_{Ix} = A \cos(\omega_0 t + \varphi), \quad (2.17)$$

где A и φ — постоянные, определяемые из начальных условий, $\omega_0 = 2\pi\nu_0 = \gamma_I H_0$.

Составляющую μ_{kx} находим из (2.14,а) с учетом (2.17)

$$\mu_{ly} = \frac{\dot{\mu}_{kx}}{\gamma_I H_0} = A \sin(\omega_0 t + \varphi). \quad (2.18)$$

Согласно (2.15), (2.17) и (2.18), составляющая магнитного момента, перпендикулярная к полю \vec{H}_0 , т. е. $\mu_{l\perp} = \sqrt{\mu_{kx}^2 + \mu_{ly}^2}$, во-первых, равна постоянной величине и, во-вторых, в плоскости xu совершает вращательное движение с угловой частотой ω_0 , а μ_{kz} остается неизменной (рис. 2.2). Следовательно, вектор магнитного момента ядра, помещенного в постоянное магнитное поле \vec{H}_0 , прецессирует с постоянной частотой $\omega_0 = 2\pi\nu_0 = \gamma_I H_0$, не зависящей от угла, который образует вектор магнитного момента $\vec{\mu}_I$ с направлением магнитного поля \vec{H}_0 . Направление прецессии вектора $\vec{\mu}_I$ вокруг поля определяется знаком γ_I . При положительном гиромагнитном отношении $\vec{\mu}_I$ прецессирует, если смотреть по направлению поля \vec{H}_0 , против часовой стрелки, а при отрицательном γ_I — в противоположную сторону.

Далее рассмотрим случай, когда, кроме постоянного поля \vec{H}_0 , направленного вдоль оси z , на ядро действует переменное магнитное поле с амплитудой H_1 , поляризованное по кругу в плоскости, перпендикулярной \vec{H}_0 , т. е. поле с компонентами

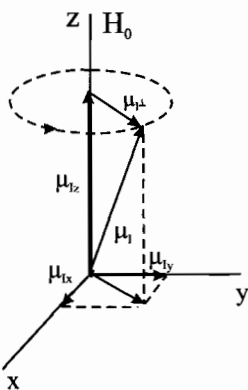


Рис. 2.2. Ориентация магнитного момента μ_I в системе координат x, y, z

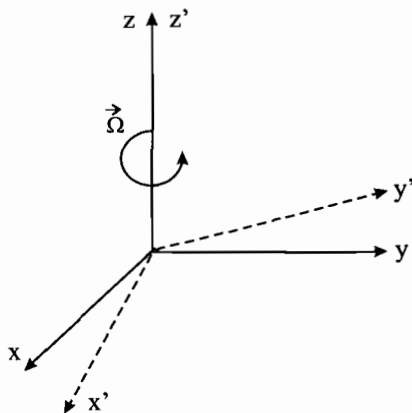


Рис. 2.3. Лабораторная и вращающаяся системы координат

$$H_x = H_1 \cos \omega t; \quad H_y = \pm H_1 \sin \omega t.$$

Знак «плюс» соответствует вращению вектора \vec{H}_1 по часовой стрелке вокруг \vec{H}_0 с частотой ω , а «минус» – против часовой стрелки, если смотреть вдоль направления поля \vec{H}_0 (оси z). Для решения этой задачи проще всего перейти от уравнения (2.13), записанного в лабораторной (неподвижной) системе координат, к уравнению во вращающейся системе координат. Введем новую систему координат x' , y' , и z' , ось z' которой совпадает с осью z лабораторной системы координат x , y , z и вращается относительно общей оси с угловой скоростью $\vec{\omega}$ (рис. 2.3). Согласно теореме сложения скоростей, известной из механики, можно записать равенство

$$\frac{d\vec{\mu}_I}{dt} = \left(\frac{d\vec{\mu}_I}{dt} \right)_{\text{вп}} + [\vec{\omega} \times \vec{\mu}_I], \quad (2.19)$$

где $\left(\frac{d\vec{\mu}_I}{dt} \right)_{\text{вп}}$ представляет собой изменение $\vec{\mu}_I$ со временем во вращающейся системе координат; $\frac{d\vec{\mu}_I}{dt} = \dot{\vec{\mu}}_I$ – производная $\vec{\mu}_I$ по времени в неподвижной системе координат; $\vec{\omega}$ – вектор угловой скорости вращения подвижной системы относительно неподвижной.

Используя (2.13), из (2.19) получаем

$$\left(\frac{d\vec{\mu}_I}{dt} \right)_{\text{вп}} = \gamma_I [\vec{\mu}_I \times \vec{H}] - [\vec{\omega} \times \vec{\mu}_I] = \gamma_I \left[\vec{\mu}_I \times \left(\vec{H} + \frac{\vec{\omega}}{\gamma_I} \right) \right]. \quad (2.20)$$

По форме это уравнение совпадает с соотношением (2.13) для $\vec{\mu}_I$ в покоящейся системе координат с тем различием, что вместо \vec{H} вводится эффективное поле

$$\vec{H}_{\text{эф}} = \vec{H} + \frac{\vec{\omega}}{\gamma_I}, \quad (2.21)$$

действующее во вращающейся системе координат. Следовательно, переход к вращающейся системе координат приводит лишь к тому, что к выражению, описывающему магнитное поле, добавляется член $\frac{\vec{\omega}}{\gamma_I}$. Из (2.20) вытекает полученный выше результат о прецессии $\vec{\mu}_I$

в постоянном магнитном поле. Действительно, если $\vec{H}_0 + \frac{\vec{\omega}}{\gamma_I} = 0$, $H_{\text{эф}} = 0$ и $\left(\frac{d\vec{\mu}_I}{dt}\right)_{\text{вп}} = 0$, т. е. магнитный момент для наблюдателя, который вращается вокруг оси z с угловой скоростью $\omega_0 = \gamma_I H_0$, остается неподвижным. Иначе говоря, магнитный момент прецессирует вокруг направления внешнего поля \vec{H}_0 с частотой $\omega = \omega_0 = \gamma_I H_0$.

На основе уравнения (2.20) несложно решить поставленную выше задачу о движении магнитного момента ядра в случае, когда на него действуют постоянное поле \vec{H}_0 и переменное магнитное поле \vec{H}_1 с амплитудой H_1 , поляризованное по кругу в плоскости, перпендикулярной \vec{H}_0 . Введем вращающуюся систему координат, ось z' которой совпадает с направлением постоянного поля \vec{H}_0 , а ось x' ее направлена вдоль вектора вращающегося поля \vec{H}_1 . Поэтому во вращающейся системе координат

$$\vec{H}_0 = H_0 \vec{z}'_0; \quad \vec{H}_1 = H_1 \vec{x}'_0; \quad \vec{\omega} = -\omega \vec{z}'_0, \quad (2.22)$$

где \vec{z}'_0 и \vec{x}'_0 — орты, направленные вдоль осей z' и x' вращающейся системы координат. Тогда в системе координат x' , y' и z' поле $\vec{H}_{\text{эф}}$ согласно (2.21)

$$\vec{H}_{\text{эф}} = \left(H_0 - \frac{\omega}{\gamma_I} \right) \vec{z}'_0 + H_1 \vec{x}'_0, \quad (2.23)$$

как показано на рис. 2.4.

Величина эффективного магнитного поля

$$|\vec{H}_{\text{эф}}| = \sqrt{\left(H_0 - \frac{\omega}{\gamma_I} \right)^2 + H_1^2} = \frac{\sqrt{(\omega_0 - \omega)^2 + (\gamma_I H_1)^2}}{|\gamma_I|}. \quad (2.24)$$

Тангенс угла между векторами напряженности эффективного поля и поля \vec{H}_0

$$\text{tg} \theta = \frac{H_1}{H_0 - \omega/\gamma_I} = \frac{\gamma_I H_1}{\omega_0 - \omega}. \quad (2.25)$$

Вектор магнитного момента $\vec{\mu}_I$ во вращающейся системе координат прецессирует вокруг направления $\vec{H}_{\text{эф}}$ с угловой скоростью

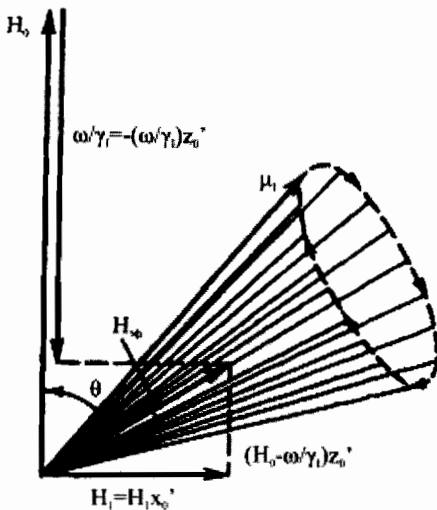


Рис. 2.4. Эффективное поле $H_{эф}$ во вращающейся системе координат и прецессия магнитного момента μ_I вокруг него

$\omega_{эф} = \gamma_I |\hat{H}_{эф}|$. Если рассматривать движение μ_I в неподвижной системе, то к прецессирующему движению вокруг $\hat{H}_{эф}$ нужно добавить прецессию μ_I с угловой скоростью ω вокруг оси z .

При частоте переменного поля, равной резонансному значению, т. е. $\omega = \omega_0 = |\gamma_I| H_0$, эффективное поле становится равным амплитуде высокочастотного поля и совпадает с ним по направлению (рис. 2.5). Магнитный момент ядра μ_I в случае резонанса прецессирует вокруг направления \hat{H}_1 с угловой скоростью $\omega_{эф} = \gamma_I H_1$.

При этом угол $\left(\hat{\mu}_I, \hat{H}_0 \right)$, следо-

вательно, и энергия ядра в магнитном поле попеременно то увеличивается, то уменьшается. В неподвижной (лабораторной) системе координат движение μ_I вокруг \hat{H}_1 дополняется более быстрым (при $H_0 \gg H_1$) прецессионным движением вокруг поля \hat{H}_0 (рис. 2.6).

Подведем итоги проведенного рассмотрения. Магнитный момент ядра, помещенного в постоянное магнитное поле \hat{H}_0 , прецессирует вокруг последнего с частотой $\omega_0 = 2\pi\nu_0 = \gamma_I H_0$. При наложении перпендикулярно \hat{H}_0 переменного (с амплитудой $H_1 \ll H_0$) циркулярно поляризованного поля \hat{H}_1 с частотой ω , равной $\omega_0 = |\gamma_I| H_0$, и направлением вращения \hat{H}_1 , совпадающим с направлением прецессии μ_I вокруг \hat{H}_0 , на магнитный момент ядра в системе координат, вращающейся вместе с \hat{H}_1 , действует пара сил, приводящая к увеличению или уменьшению угла $\left(\hat{\mu}_I, \hat{H}_0 \right)$, т. е. к увеличению или уменьшению энергии ядра в магнитном поле.

Если частота ω поля H_1 отличается от частоты прецессии μ_I вокруг \hat{H}_0 , то изменение угла $\left(\hat{\mu}_I, \hat{H}_0 \right)$, т.е. энергии ядра, происходит в

незначительных пределах, что свидетельствует о неэффективности воздействия поля на движение магнитного момента ядра. Последнее объясняется тем, что при $\omega \neq \omega_0$ фазы прецессионного движения $\vec{\mu}_I$ и вращения переменного поля с течением времени расстраиваются и пределы изменения угла $\left(\vec{\mu}_I, \vec{H}_0\right)$ уменьшаются.

Таким образом, анализ поведения ядра, обладающего магнитным моментом в постоянном и переменном магнитных полях, согласно законам классической механики приводит качественно к тому же результату, что и квантовая механика: ядро эффективно взаимодействует с высокочастотным циркулярно поляризованным магнитным полем, частота которого ω равна резонансному значению $|\gamma_I|H_0$.

Использование вращающейся системы координат дает наглядную интерпретацию процессов переориентации магнитных моментов в методе магнитного резонанса.

Сущность метода магнитного резонанса на молекулярных и атомных пучках

Слегка расходящийся молекулярный атомный пучок, выходящий из источника O , попадает в неоднородное поле магнита A , направленное параллельно оси z , перпендикулярной линии OFD (рис. 2.7). В неоднородном магнитном поле на молекулы пучка действует отклоняющая сила

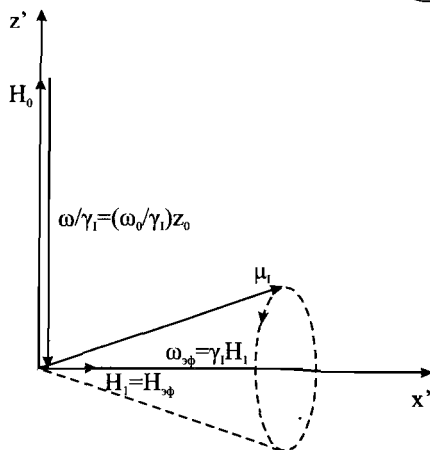


Рис. 2.5. Магнитный момент μ_I и эффективное поле $H_{\text{эф}}$ во вращающейся системе координат при $\omega = \omega_0$

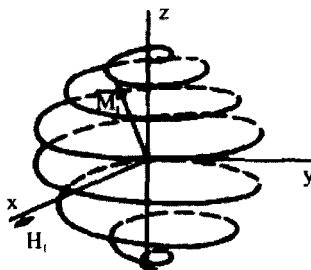


Рис. 2.6. Движение магнитного момента μ_I в неподвижной системе координат

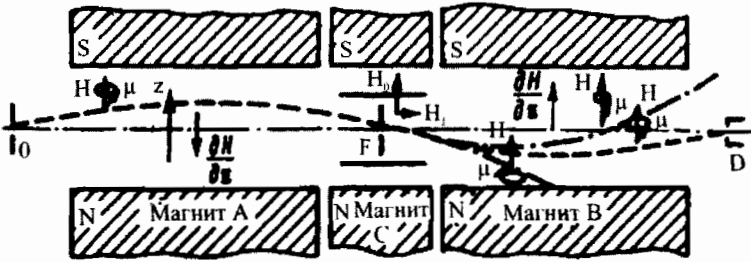


Рис. 2.7. Схема установки по наблюдению магнитного резонанса в молекулярных пучках

$$F_A = \mu_z \frac{\partial H}{\partial z}, \quad (2.26)$$

где μ_z — проекция магнитного момента молекулы (атома) на ось z . Поэтому некоторые из молекул, влетающих в неоднородное поле магнита A под небольшим углом к оси OFD , описывают криволинейную траекторию (на рис. 2.7 обозначена пунктиром) и проходят через коллимирующую щель F . Затем они попадают в поле магнита B , во всех отношениях одинаковое с полем магнита A , но имеющее градиент $\partial H/\partial z$, направленный в противоположную сторону. Поэтому в поле магнита B молекулы будут испытывать силу, направленную противоположно силе F_A . Если в течение времени от момента попадания в поле A до момента выхода из поля B величина μ_z молекулы не изменится, то отклонение, создаваемое магнитом A , компенсируется магнитом B , и все молекулы, прошедшие коллимирующую щель F , достигнут приемника частиц D .

Между магнитами A и B расположен магнит C , создающий однородное поле \vec{H}_0 , направленное также параллельно оси z . Это поле не изменяет траекторию движения молекул

$$\frac{\partial H_0}{\partial z} = 0; \quad F_c = \mu_z \frac{\partial H_0}{\partial z} = 0, \quad (2.27)$$

и фокусировка пучка на щель приемника им не нарушается.

Если теперь перпендикулярно \vec{H}_0 приложить поляризованное по кругу слабое переменное магнитное поле \vec{H}_1 , частота ω которого совпадает с частотой перехода $\gamma_I H_0$ между магнитными уровнями с

энергиями E_1 и E_2 , то будут происходить переходы молекул из состояния с энергией E_1 в состояние E_2 и наоборот, в соответствии с правилами отбора для магнитного квантового числа $\Delta m = \pm 1$. Поскольку такие переходы приводят к изменению μ_z , то сила, действующая на молекулы в поле B , также меняется и фокусировка их нарушается, что уменьшает интенсивность пучка, попадающего в приемник D .

С позиций классической физики постоянное поле \vec{H}_0 магнита C заставляет прецессировать магнитный момент молекул с частотой $|\gamma_I|H_0$. Приложенное перпендикулярно \vec{H}_0 переменное магнитное поле \vec{H}_1 круговой поляризации частотой, равной частоте прецессии магнитного момента, как уже отмечалось, изменяет угол $\left(\vec{\mu}_I, \vec{H}_0\right)$, т. е. проекцию μ_z , что и ведет к расфокусировке молекул в поле магнита B .

На рис. 2.7 штрихпунктиром показаны две траектории молекул, у которых при прохождении поля C изменилась проекция магнитного момента μ_z (у одних она увеличилась, у других — уменьшилась). Заметим в связи с этим, что изменение интенсивности выходного пучка происходит при любых переходах (как с поглощением, так и с излучением).

Работа с установкой, построенной по схеме, изображенной на рис. 2.7, сводится к следующему. Сначала при отсутствии высокочастотного магнитного поля установку юстируют так, чтобы индикатор приемника давал наибольшие показания. Затем включают генератор, создающий высокочастотное поле. Меняя его частоту, регистрируют показания индикатора приемника. Минимум показаний последнего соответствует выполнению условия резонанса: $\omega = |\gamma_I|H_0$. Для снятия резонансной кривой практически удобно менять не частоту, а магнитное поле H_0 , оставляя частоту генератора постоянной. На рис. 2.8 приведена резонансная кривая для ядер Li^7 при измерениях с молекулами LiCl . Резонансные линии переходов согласно резонансному методу молекулярных

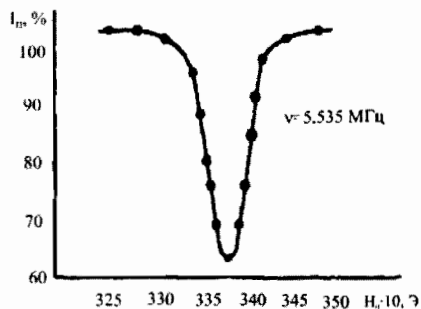


Рис. 2.8. Резонансная кривая для ядер Li^7

пучков, как и любые реальные спектральные линии, имеют конечную ширину. Основным фактором, определяющим ширину линии, здесь является конечное время взаимодействия молекул (атомов) и высокочастотного поля.

Высокочастотное магнитное поле, индуцирующее переходы, представляет собой цуг электромагнитных колебаний (рис. 2.9) с частотой, равной частоте генератора ν_r , возбуждающего поле, и с длительностью τ , равной времени пролета молекулами области, занятой высокочастотным полем. Длительность $\tau = l/v$ (l – длина области, занятой высокочастотным полем; v – скорость молекул). Цуг колебаний, как известно, можно представить в виде набора волн, частота которых лежит в пределах от $\nu_r - \Delta\nu/2$ до $\nu_r + \Delta\nu/2$, где $\Delta\nu = 1/\tau = v/l$. Следовательно, из-за конечности времени пролета молекул через область с высокочастотным полем частотой ν_r переходы молекул индуцируются электромагнитными колебаниями с шириной спектра $\Delta\nu$. Это означает, что если частота перехода равна ν_0 , то индуцированные переходы будут наблюдаться при изменении частоты генератора ν_r в пределах $\nu_0 \pm \Delta\nu/2$, т. е. ширина спектральной линии $\Delta\nu = 1/\tau = v/l$.

Строгий расчет, проведенный по правилам квантовой механики с учетом максвелловского распределения молекул по скоростям, дает величину

$$\Delta\nu = 1,072 \frac{1}{\tau} = 1,072 \frac{\bar{v}}{l} \tag{2.27}$$

(\bar{v} – среднеквадратичная скорость молекул пучка).

Существенное влияние на ширину линии оказывает неоднородность поля в пространстве магнита C , где осуществляется взаимодей-

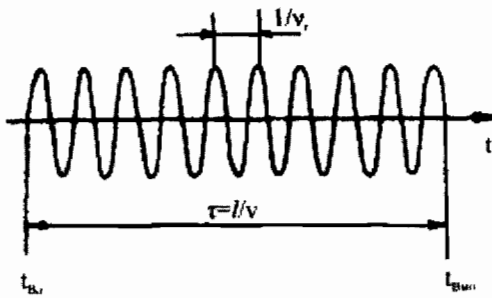


Рис. 2.9. Цуг электромагнитных колебаний

ствие молекул и высокочастотного магнитного поля. Как следует из (2.27), для получения узкой резонансной кривой необходимо иметь большую величину l (обычно $l \sim 50$ см). Однако практически невозможно построить магнит, создающий полностью од-

нородное поле такой протяженности. В неоднородном поле резонансные частоты в разных областях его различны. Поэтому реально ширина линии определяется не конечным временем взаимодействия, а неоднородностью поля магнита C .

Можно исключить влияние неоднородности поля на ширину резонансной линии, если воспользоваться методом Рамзея, называемого также методом раздельных полей. Его суть состоит в следующем: индуцирующие переходы переменное магнитное поле прикладывается не по всей области постоянного поля магнита C , а создается лишь на небольших участках в начале l_1 и в конце l_2 этой области, в середине же ее оно отсутствует (рис. 2.10). Как показывает расчет и подтверждает эксперимент, в рассматриваемом случае при соответствующей длине l_1 и l_2 и правильно подобранных амплитуде и фазе индуцирующего поля резонансные кривые имеют сложный характер с узким центральным пиком (рис. 2.11). Частота центрального пика равна частоте перехода между магнитными уровнями, определяемыми средним значением магнитного поля в пространстве магнита C . Ширина пика по половинному уровню равна $0,64\bar{v}/l$, где l — расстояние между участками l_1 и l_2 ; \bar{v} — наиболее вероятная скорость молекул пучка.

В соответствии с законами классической физики, суть метода раздельных полей сводится к следующему. Предположим, что молекула, имеющая магнитный момент $\vec{\mu}_I$, входит в область ℓ_0 постоянного магнитного поля \vec{H}_0 , на входной ℓ_1 и выходной ℓ_2 частях которой приложено слабое поле \vec{H}_1 , перпендикулярное H_0 и вращающееся вокруг его направления с круговой частотой $\omega = |\gamma_I|H_0$ (см. рис. 2.10). Под действием поля \vec{H}_0 магнитный момент $\vec{\mu}_I$ прецессирует вокруг направления \vec{H}_0 с частотой $|\gamma_I|H_0$. На участке ℓ_1 под действием поля \vec{H}_1 , частота которого равна частоте прецессии момента $|\gamma_I|H_0$, угол φ между $\vec{\mu}_I$ и \vec{H}_0 будет изменяться с угловой скоростью $\omega_1 = |\gamma_I|H_1$. Если в начале участка ℓ_1 угол $\varphi = 0$, то в конце его

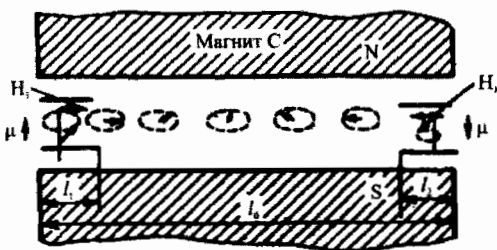


Рис. 2.10. К пояснению метода раздельных полей

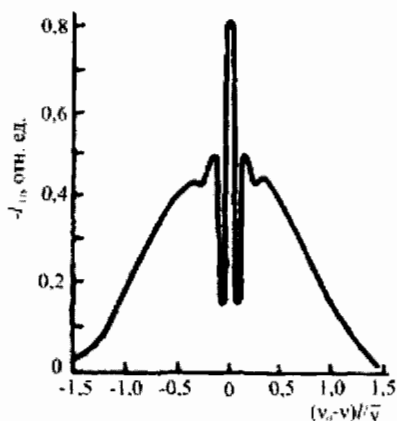


Рис. 2.11. Зависимость интенсивности выходного пучка от частоты

$$\varphi = \omega_1 \Delta t = \omega_1 \frac{\ell_1}{v} = |\gamma_I| H_1 \frac{\ell_1}{v}.$$

где v — скорость движения молекул; $\Delta t = \frac{\ell_1}{v}$ — время, в течение которого на молекулы одновременно действуют поля \vec{H}_0 и \vec{H}_1 . Подберем амплитуду поля H_1 таким образом, чтобы при пролете молекул через участок ℓ_1 магнитный момент $\vec{\mu}_I$ изменил направление на угол $\varphi = \pi/2$ (из выражения для угла φ следует, что амплитуда поля $H_1 = \frac{\pi}{2} \frac{v}{|\gamma_I| \ell_1}$).

В области между участками ℓ_1 и ℓ_2 на молекулу действует только поле \vec{H}_0 , в котором магнитный момент продолжает прецессировать с частотой $|\gamma_I| H_0$. Когда молекула входит в область ℓ_2 , помимо прецессии $\vec{\mu}_I$ вокруг \vec{H}_0 под действием поля \vec{H}_1 происходит изменение угла φ . При точном равенстве частоты поля \vec{H}_1 средней частоте прецессии $\vec{\mu}_I$ в области между участками ℓ_1 и ℓ_2 не будет наблюдаться относительного фазового сдвига между магнитным моментом и вектором напряженности поля \vec{H}_1 в области ℓ_2 . Если поле \vec{H}_1 на участке ℓ_2 полностью идентично полю \vec{H}_1 на участке ℓ_1 (фазы, частоты и амплитуды их равны) и длины их одинаковы, то второе вращающееся поле приведет к изменению φ , аналогичному полученному в первом участке, т. е. φ увеличится еще на 90° , и полное изменение угла составит 180° , что соответствует полной переориентации магнитного момента.

Если частота ω переменного поля \vec{H}_1 не равна средней частоте прецессии $\vec{\mu}_I$ в поле \vec{H}_0 , то за время прохождения молекулы между участками ℓ_1 и ℓ_2 образуется фазовый угол

$$\varphi = (|\gamma_I| H_0 - \omega) \Delta t_1 = (|\gamma_I| H_0 - \omega) \frac{\ell_0 - 2\ell_1}{v}$$

между векторами вращающегося поля \vec{H}_1 в области ℓ_2 и прецессирующим магнитным моментом $\vec{\mu}_I$, что приведет к неполной переориентации молекул пучка.

2.2. Ядерный магнитный резонанс в конденсированных средах

Магнитный резонанс, проявляющийся в резонансном взаимодействии переменного магнитного поля и молекул (атомов), помещенных в магнитное поле, может иметь место не только в молекулярных (атомных) пучках, он также обнаруживается и в веществах, находящихся в конденсированном состоянии.

Так, во многих веществах наблюдается магнитный резонанс, связанный с переходами между магнитными уровнями парамагнитного момента электронной оболочки атомов и потому называемый электронным парамагнитным резонансом (ЭПР). Открытие явления ЭПР принадлежит российскому ученому Е.К. Завойскому, который выполнил (1944 г.) первые экспериментальные исследования и обнаружил явление магнитного резонанса в парамагнитных кристаллах.

В средах, электронные оболочки молекул и атомов которых диамагнитны, может проявляться магнитный резонанс, обусловленный переходами между энергетическими уровнями, определяемыми взаимодействием магнитного момента ядер и магнитного поля, — так называемый ядерный резонанс (ЯМР). Первые наблюдения ЯМР в конденсированных средах были проведены в 1946 г. одновременно двумя независимыми группами исследователей, руководимыми Ф. Блохом и Е. Парселом в США. Магнитный резонанс в конденсированных средах находит широкое использование в квантовой электронике, являясь, по существу, одним из наиболее эффективных методов. ЭПР и ЯМР позволяют получать сведения об энергетической структуре веществ, о релаксационных процессах в них, о внутренних полях кристаллов, о строении молекул и т.д. Методы ЭПР и ЯМР служат основой создания квантовых магнитометров, малошумящих усилителей и других приборов.

Макроскопическая теория ядерного магнитного резонанса

Явление ядерного магнитного резонанса для невзаимодействующих ядер (рассмотрено в предыдущем разделе) заключается в том, что ядра эффективно взаимодействуют лишь с переменным полем круговой поляризации, частота которого равна $|\gamma_I|H_0$, т. е. частоте перехода

между соседними уровнями энергии магнитного момента ядра в поле \vec{H}_0 . С позиций классической физики, поле \vec{H}_0 вызывает прецессию магнитного момента ядра $\vec{\mu}_I$ с ларморовой частотой $\omega_0 = \gamma_I H_0$. Переменное магнитное поле с малой амплитудой \vec{H}_1 , направленное перпендикулярно \vec{H}_0 и вращающееся с частотой $\omega = \omega_0$ в направлении прецессии магнитного момента, вызывает увеличение или уменьшение угла между \vec{H}_0 и $\vec{\mu}_I$, что связано с передачей энергии от ядра полю \vec{H}_1 или, наоборот, от поля \vec{H}_1 ядру.

Ядерный магнитный резонанс в конденсированных средах исследуют на микроскопических объемах образца, содержащих большое число ядер. Изучение явления ЯМР в твердых, жидких и газообразных средах основывается на наблюдении за взаимодействием электромагнитного поля и образца исследуемого вещества. Описывают это взаимодействие на основе использования понятия макроскопической намагниченности \vec{M} . Под намагниченностью \vec{M} понимают магнитный момент единицы объема вещества. Она равна сумме векторов магнитных моментов ядер $\vec{\mu}_i$, содержащихся в единице объема:

$$\vec{M} = \sum_i \vec{\mu}_i. \quad (2.28)$$

В отсутствие магнитного поля \vec{H}_0 при тепловом равновесии ядер ориентации моментов $\vec{\mu}_i$ равномерно распределены в пространстве, следовательно, результирующая намагниченность \vec{M} равна нулю.

Если вещество находится в постоянном магнитном поле \vec{H}_0 , то, согласно квантовой механике, магнитные моменты ядер так ориентируются относительно направления этого поля, что их проекции принимают значения $\gamma_I \frac{h}{2\pi} m_I$ ($m_I = I, I-1, \dots, -1$), соответствующие определенным величинам энергии уровней ядра в магнитном поле:

$$E = -\gamma_I \frac{h}{2\pi} m_I H_0.$$

В начальные моменты времени после включения магнитного поля распределение числа магнитных ядер по уровням будет равномерным. Это значит, что число ядер, имеющих проекцию $\mu_z = \gamma_I \frac{h}{2\pi} m_I$, и число ядер, имеющих равную и противоположную ей проекцию

$\mu_z = -\gamma_I \frac{\hbar}{2\pi} m_I$, одинаковы. Следовательно, намагниченность среды в данном случае будет равна нулю.

С течением времени после включения поля \vec{H}_0 распределение ядер по уровням в образце благодаря спин-спиновому и спин-решеточному* взаимодействиям будет стремиться к равновесному состоянию, определяемому температурой образца с равновероятным распределением фаз прецессии их магнитных моментов вокруг поля H_0 . При тепловом равновесии распределение ядер по энергетическим уровням подчиняется закону Больцмана. Из него следует, что на уровнях с меньшей энергией находится большее число ядер. Поэтому количество ядер, проекция магнитных моментов которых имеет положительное значение, будет несколько больше числа ядер с отрицательным значением проекции момента. В результате появляется отличная от нуля, направленная по полю \vec{H}_0 намагниченность \vec{M}_0 . Статическая намагниченность определяется по формуле Кюри

$$\vec{M}_0 = \frac{I+1}{I} \cdot \frac{N\mu_I^2}{3kT} \vec{H}_0 = \chi_0 \vec{H}_0, \quad (2.29)$$

где $\chi_0 = \frac{(I+1)N\mu_I^2}{I3kT}$ – статическая ядерная магнитная восприимчивость; N – число ядер в единице объема; T – температура образца.

Если систему вывести внешним воздействием из теплового равновесия с решеткой, намагниченность будет отличаться от стационарного значения \vec{M}_0 , т. е. $M_z \neq M_0$ и $M_{\perp} \neq 0$ (M_{\perp} – составляющая намагниченности, перпендикулярная оси z – направлению поля \vec{H}_0). При выключении внешнего воздействия намагниченность благодаря релаксационным процессам будет стремиться вернуться к стационарному значению, когда $M_z = M_0$, $M_{\perp} = 0$. Согласно экспериментальным данным, считают, что M_z и M_{\perp} при стремлении к стационарному значению изменяются по экспоненциальному за-

* Спин-спиновое взаимодействие – это взаимодействие между ядерными моментами, а спин-решеточное – между спинами ядер и решеткой. Под решеткой понимают все степени свободы частиц за исключением самих спиновых ориентаций. В этом смысле о решетке говорят как в случае твердых, так и жидких, и газообразных образцов.

кону с характерными временами T_1 и T_2 , что в дифференциальной форме означает следующее:

$$\frac{dM_z}{dt} = -\frac{M_z - M_0}{T_1}, \quad (2.30)$$

$$\frac{dM_x}{dt} = -\frac{M_x}{T_2}; \quad (2.31)$$

$$\frac{dM_y}{dt} = -\frac{M_y}{T_2}. \quad (2.32)$$

Параметр T_1 есть время продольной релаксации, или время спин-решеточной релаксации; T_2 – время поперечной релаксации, или время спин-спиновой релаксации.

Рассмотрим систему, состоящую из большого числа одинаковых слабозаимодействующих между собой и решеткой ядер, находящуюся в поле \vec{H} . Для каждого i -го ядра справедливо уравнение (2.13)

$$\frac{d\vec{\mu}_i}{dt} = \gamma_i [\vec{\mu}_i \times \vec{H}]. \quad (2.33)$$

Суммируя (2.33) по единице объема, находим уравнение намагниченности \vec{M} системы

$$\frac{d}{dt} \sum_i \vec{\mu}_i = \frac{d}{dt} \vec{M} = \gamma_I \left[\sum_i \vec{\mu}_i \times \vec{H} \right] = \gamma_I [\vec{M} \times \vec{H}], \quad (2.34)$$

т. е. для намагниченности получаем такое же уравнение, как и для магнитного момента ядра (2.13). Векторное уравнение (2.34) эквивалентно следующим трем уравнениям для декартовых составляющих намагниченности:

$$\frac{dM_x}{dt} = \gamma_I (M_y H_z - M_z H_y); \quad (2.35)$$

$$\frac{dM_y}{dt} = \gamma_I (M_z H_x - M_x H_z); \quad (2.36)$$

$$\frac{dM_z}{dt} = \gamma_I (M_x H_y - M_y H_x). \quad (2.37)$$

Однако система (2.35)–(2.37) намагниченности реального образца является не совсем полной, так как правые части уравнений учитывают лишь изменение намагниченности в результате взаимодействия с полем и не учитывают изменение \vec{M} , происходящее из-за процессов релаксации. Полную систему уравнений для намагниченности получим из (2.35)–(2.37), дополнив правые части релаксационными членами:

$$\frac{dM_x}{dt} = \gamma_I (M_y H_z - M_z H_y) - \frac{M_x}{T_2}; \quad (2.38)$$

$$\frac{dM_y}{dt} = \gamma_I (M_z H_x - M_x H_z) - \frac{M_y}{T_2}; \quad (2.39)$$

$$\frac{dM_z}{dt} = \gamma_I (M_x H_y - M_y H_x) - \frac{M_z - M_0}{T_1}. \quad (2.40)$$

Дифференциальные уравнения (2.38)–(2.40) называют уравнениями Блоха. Сравнение выводов, полученных на основе решения уравнений Блоха, с экспериментальными результатами показывает, что они достаточно хорошо описывают явления, происходящие в жидких образцах. Решим уравнения Блоха для случая, когда декартовы составляющие поля \vec{H} имеют следующие значения:

$$H_x = H_1 \cos \omega t; \quad H_y = \pm H_1 \sin \omega t; \quad H_z = H_0. \quad (2.41)$$

Такая комбинация полей используется в экспериментах по ядерному магнитному резонансу. Составляющие H_x и H_y представляют собой переменное магнитное поле в плоскости, перпендикулярной полю \vec{H}_0 , вращающееся в направлении, в котором происходит прецессия магнитных моментов ядер (знак «минус» у компоненты H_y соответствует ядрам с $\gamma_I > 0$, а «плюс» — ядрам с $\gamma_I < 0$). Реально используется не вращающееся, а линейно поляризованное поле $H_x = 2H_1 \cos \omega t$, которое представляет собой два поля, враща-

ющихся в разные стороны с частотой ω и амплитудой H_1 . Подставив (2.41) в (2.38)–(2.40), получим

$$\frac{dM_x}{dt} = \gamma_I (M_y H_0 \pm M_z H_1 \sin \omega t) - \frac{M_x}{T_2}; \quad (2.42)$$

$$\frac{dM_y}{dt} = \gamma_I (M_z H_1 \cos \omega t - M_x H_0) - \frac{M_y}{T_2}; \quad (2.43)$$

$$\frac{dM_z}{dt} = \gamma_I (\pm M_x H_1 \sin \omega t - M_y H_1 \cos \omega t) - \frac{M_z - M_0}{T_1}. \quad (2.44)$$

Для решения этой систем уравнений удобно воспользоваться новой системой координат x', y', z' , в которой ось x' совпадает с направлением вращающегося поля \vec{H}_1 , а система, следовательно, вращается с частотой ω вокруг оси z (рис. 2.12). Составляющие $M_{x'}$ и $M_{y'}$ в системе (2.42)–(2.44) связаны с составляющими M_x и M_y в неподвижной системе следующими соотношениями:

$$M_x = M_{x'} \cos \omega t \pm M_{y'} \sin \omega t; \quad (2.45)$$

$$M_y = M_{x'} \sin \omega t \pm M_{y'} \cos \omega t.$$

Обычно вводят обозначения

$$M_{x'} = u; \quad \pm M_{y'} = -v; \quad (2.46)$$

тогда уравнения (2.45) принимают вид

$$M_x = u \cos \omega t - v \sin \omega t;$$

$$M_y = \pm (u \sin \omega t + v \cos \omega t). \quad (2.47)$$

Подставив эти соотношения в (2.41)–(2.44) и приравняв коэффициенты при $\sin \omega t$ и $\cos \omega t$ нулю, получим

$$\frac{dv}{dt} + \frac{u}{T_2} + \Delta \omega v = 0;$$

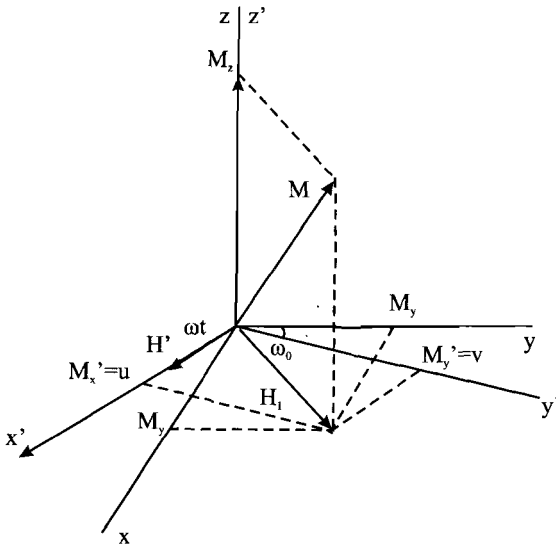


Рис. 2.12. Составляющая намагниченности в неподвижной и вращающейся системах координат

$$\frac{dv}{dt} + \frac{v}{T_2} - \Delta\omega u + |\gamma_I| H_1 M_z = 0; \quad (2.48)$$

$$\frac{dM_z}{dt} + \frac{M_z}{T_1} - |\gamma_I| H_1 v = \frac{M_0}{T_1},$$

где $\Delta\omega = |\gamma_I| H_0 - \omega = \omega_0 - \omega$.

При экспериментальном исследовании ЯМР изменяют либо частоту ω переменного поля H_1 , либо поле H_0 (т. е. изменяют лармовскую частоту $\omega_0 = \gamma_I H_0$ прецессии ядер) и наблюдают за изменением поперечной намагниченности при прохождении через резонанс $\omega = \omega_0$.

Рассмотрим решение системы уравнений (2.48) при медленном прохождении через резонанс. Будем считать, что ω или H_0 меняется настолько медленно, что время прохождения через резонанс оказывается велико по сравнению с временами релаксации. Тогда в (2.48) можно пренебречь членами dM_z/dt , du/dt и dv/dt по сравнению с остальными. В результате получим систему алгебраических уравнений

$$\begin{aligned} \frac{u}{T_2} + \Delta\omega v &= 0; \\ \frac{v}{T_2} - \Delta\omega u + |\gamma_I| H_1 M_z &= 0; \\ \frac{M_z}{T_1} - |\gamma_I| H_1 v &= \frac{M_0}{T_1}, \end{aligned} \quad (2.49)$$

решив ее, имеем

$$\begin{aligned} u &= \frac{|\gamma_I| H_1 T_2 \Delta\omega M_0}{1 + (T_2 \Delta\omega)^2 + \gamma_I^2 H_1^2 T_1 T_2}; \\ v &= \frac{-|\gamma_I| H_1 T_2 M_0}{1 + (T_2 \Delta\omega)^2 + \gamma_I^2 H_1^2 T_1 T_2}; \\ M_z &= \frac{[1 + (T_2 \Delta\omega)^2] M_0}{1 + (T_2 \Delta\omega)^2 + \gamma_I^2 H_1^2 T_1 T_2}. \end{aligned} \quad (2.50)$$

При экспериментальном исследовании интерес представляют величины v и u , первая из которых определяет поглощение энергии высокочастотного поля веществом, а вторая характеризует его дисперсию. С точностью до постоянной v представляет собой мнимую часть динамической восприимчивости, а u — ее вещественную часть. Убедимся в этом.

Магнитная восприимчивость для переменного поля, или просто динамическая восприимчивость χ , в общем случае является комплексной величиной, определяется посредством соотношения

$$\dot{M}_x = \dot{\chi} \dot{H}_x = (\chi' - i\chi'') \dot{H}_x, \quad (2.51)$$

где \dot{H}_x — комплексная амплитуда высокочастотного магнитного поля, под действием которого возникает намагниченность с комплексной амплитудой \dot{M}_x ; χ' и χ'' соответственно вещественная и мнимая части восприимчивости $\dot{\chi}$.

В рассматриваемой задаче полагалось, что на ядра образца действует поле

$$H_x = 2H_1 \cos \omega t, \quad (2.52)$$

или, в комплексной записи*, $\dot{H}_x = 2H_1$. Подставим \dot{H}_x в (2.51) и перейдем согласно общему правилу от комплексных амплитуд к мгновенным значениям:

$$\begin{aligned} M_x &= \operatorname{Re} \dot{M}_x e^{i\omega t} = \operatorname{Re} 2H_1 (\chi' - i\chi'') e^{i\omega t} = \\ &= 2H_1 \chi' \cos \omega t + 2H_1 \chi'' \sin \omega t. \end{aligned} \quad (2.53)$$

Сравнив эту формулу с (2.47), получим

$$-v = 2H_1 \chi''; \quad u = 2H_1 \chi', \quad (2.54)$$

или

$$\chi' = \frac{u}{2H_1}; \quad \chi'' = -\frac{v}{2H_1}, \quad (2.55)$$

что и требовалось доказать.

Из теории магнетизма известно, что при наличии разности фаз между полем и намагниченностью происходит поглощение энергии, и мощность P , выделяемая в единице объема вещества, описывается выражением

$$P = \frac{\omega}{2\pi} \int_0^{2\pi/\omega} H_x \frac{dM_x}{dt} dt. \quad (2.56)$$

Подставляя в это уравнение (2.51) и (2.52) и учитывая (2.55), получаем

$$\begin{aligned} P &= \frac{\omega}{2\pi} \int_0^{2\pi/\omega} 2H_1 \cos \omega t (-2H_1 \chi'' \omega \sin \omega t + 2H_1 \chi' \omega \cos \omega t) dt = \\ &= 2\omega \chi'' H_1^2 = -\omega v H_1. \end{aligned} \quad (2.57)$$

* Напомним, для функции времени $M(t) = A \cos \omega t + B \sin \omega t$ комплексная амплитуда равна $\dot{M} = A - iB$. Действительно, по определению,

$$M(t) = \operatorname{Re} \dot{M} \exp(i\omega t) = \operatorname{Re}(A - iB)(\cos \omega t + i \sin \omega t) = A \cos \omega t + B \sin \omega t.$$

Итак, действительно, ν (или χ'') определяет поглощение энергии высокочастотного поля исследуемым образцом.

Рассмотрим поведение величин ν и u в зависимости от расстройки $\Delta\omega$ (рис. 2.13). Из формулы (2.50) следует, что $|\nu|$ является четной функцией относительно $\Delta\omega$. Она максимальна при $\Delta\omega=0$, т. е. при резонансе $\omega=\gamma_I H_0$:

$$|\nu|_{\max} = \frac{|\gamma_I| H_1 T_2}{1 + \gamma_I^2 H_1^2 T_1 T_2} \cdot M_0.$$

Отсюда видно, что при малых H_1 значение $|\nu|_{\max}$ увеличивается пропорционально H_1 , но затем его возрастание замедляется, достигая при $\gamma_I^2 H_1^2 T_1 T_2 = 1$ наибольшего значения $|\nu|_{\max \max} = \frac{1}{2} \sqrt{T_2/T_1} M_0$.

Дальнейшее увеличение приводит к уменьшению $|\nu|_{\max}$ до нуля. Физически такое поведение ν объясняется тем, что с увеличением H_1 выравниваются населенности энергетических уровней, как говорят, происходит насыщение спиновой системы. Степень выравнивания населенностей зависит от соотношения между временами $T_1 T_2$ и H_1 . Чем интенсивнее релаксационные процессы, т. е. чем меньше $T_1 T_2$, тем большую амплитуду поля H_1 необходимо иметь, чтобы добиться насыщения. Функция u , в отличие от ν , является нечетной относительно $\Delta\omega$ и равна нулю при $\Delta\omega=0$.

При увеличении $\Delta\omega$ от нуля u вначале возрастает, достигая максимума при $\Delta\omega T_2 = \sqrt{1 + \gamma_I^2 H_1^2 T_1 T_2}$, и затем стремится к нулю.

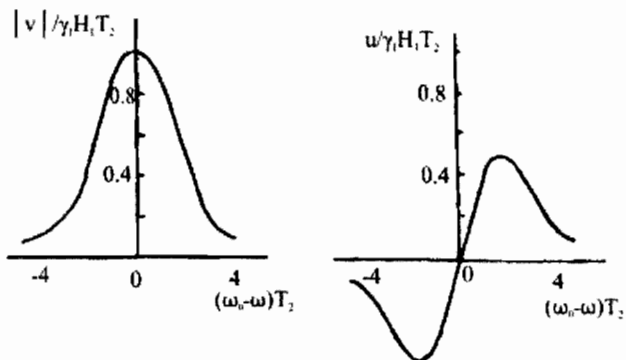


Рис. 2.13. Зависимость величин ν и u от расстройки $\Delta\omega$

Методы наблюдения ЯМР

Экспериментальное исследование ЯМР в конденсированных фазах основывается на наблюдении за сигналами, возникающими благодаря поперечной ядерной намагниченности. Существует несколько методов наблюдения ЯМР. Среди них широкое применение нашли способы, основанные на использовании изменения параметров катушки индуктивности, вызываемые в области резонанса изменением динамической восприимчивости образца, который помещен внутри нее. К ним можно отнести так называемые мостовые и автодинные методы.

Блок-схема спектрометра ЯМР, построенного по мостовой схеме, приведена на рис. 2.14, а. Основной спектрометра является радиочастотный двойной T -образный мост, питаемый высокочастотным генератором 1. Катушка индуктивности L моста с находящимся в ней исследуемым образцом 2 помещена в поле магнита 3, на полюсные наконечники которого намотаны катушки 4 для модуляции поля, осуществляемой посредством генератора низкой частоты 5. Балансировка моста по амплитуде и фазе производится емкостями C_2 и C_2' . Практически точную балансировку моста не осуществляют, поскольку если мост полностью сбалансирован, то при прохождении резонанса напряжение на его выходе пропорционально сигналу ЯМР:

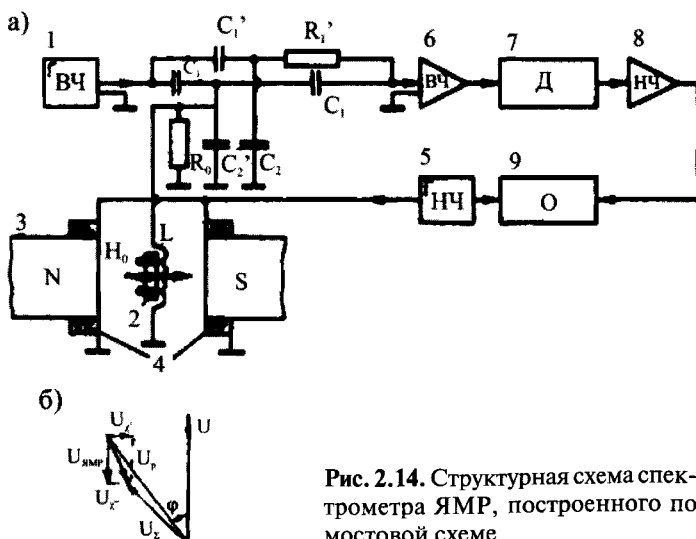


Рис. 2.14. Структурная схема спектрометра ЯМР, построенного по мостовой схеме

$\vec{U}_{\text{явр}} = \vec{U}_{\chi'} + i\vec{U}_{\chi''}$, где $\vec{U}_{\chi'}$ – составляющая напряжения на выходе моста, пропорциональная χ' и совпадающая по фазе с напряженностью магнитного поля H_1 в катушке L ; $\vec{U}_{\chi''}$ – составляющая напряжения, пропорциональная χ'' и опережающая поле H_1 на угол $\pi/2$.

Такой сигнал, пройдя через усилитель высокой частоты 6, детектор 7, усилитель низкой частоты 8, попадает на осциллограф 9, отклонение луча которого пропорционально модулю напряжения:

$|\vec{U}_{\text{явр}}| = \sqrt{\vec{U}_{\chi'}^2 + \vec{U}_{\chi''}^2}$, т. е. будет зарегистрирована смесь сигнала поглощения и дисперсии, что неудобно для аналитической обработки результата эксперимента. Необходимо, чтобы регистрировался либо сигнал поглощения, либо сигнал дисперсии. Для этого к напряжению $\vec{U}_{\text{явр}}$ добавляют дополнительное напряжение \vec{U}_p с выхода генератора высокой частоты (практически просто за счет разбаланса моста). Тогда на вход усилителя высокой частоты поступает суммарное напряжение $\vec{U}_\Sigma = \vec{U}_{\text{явр}} + \vec{U}_p$. Векторная диаграмма этих напряжений показана на рис. 2.14,б (\vec{U}_Σ – вектор переменного напряжения на катушке). Величину напряжения \vec{U}_p выбирают таким образом, чтобы $|\vec{U}_p| \gg |\vec{U}_{\text{явр}}|$. Тогда, согласно рис. 2.14, можно записать

$$|\vec{U}_\Sigma| = |\vec{U}_p| - U_{\chi'} \sin \varphi - U_{\chi''} \cos \varphi, \quad (2.58)$$

где φ – угол сдвига между переменным магнитным полем катушки и напряжением \vec{U}_p .

Для получения однозначного сигнала возможно два случая:

а) $\varphi = 0, \pi$ – амплитудный разбаланс. При этом напряжение, поступающее на выход усилителя высокой частоты, $|\vec{U}_\Sigma| = |\vec{U}_p| \pm U_{\chi''}$. Значит, изменение напряжения $|\vec{U}_\Sigma|$ пропорционально сигналу поглощения. Луч осциллографа будет вычерчивать кривую поглощения $v(\chi'')$;

б) $\varphi = \pi/2, 3\pi/2$ – фазовый разбаланс. Напряжение на выходе усилителя высокой частоты $|\vec{U}_\Sigma| = |\vec{U}_p| \pm U_{\chi'}$. Изменение напряжения U_Σ пропорционально сигналу дисперсии. На экране осциллографа будет наблюдаться кривая дисперсии $u(\chi')$.

Согласно автодинному методу, для регистрации ядерного магнитного резонанса используется генератор слабых колебаний. На рис. 2.15 приведена блок-схема спектрометра с автодинным методом наблюдения ЯМР. Катушка L с исследуемым образцом 1 является

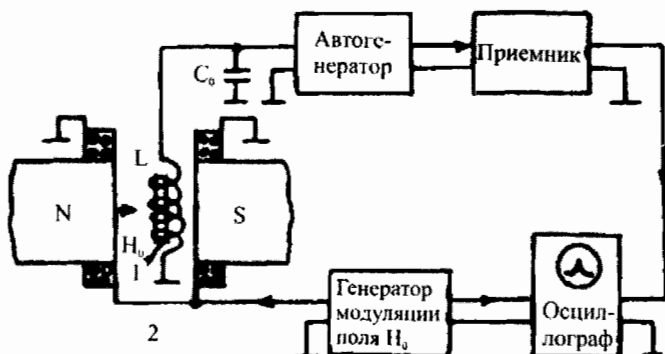


Рис. 2.15. Структурная схема спектрометра с автоиндным методом наблюдения ЯМР

частью колебательного контура радиочастотного автогенератора. Параметры схемы выбирают таким образом, чтобы он работал в режиме малых колебаний (требование отсутствия насыщения в исследуемом образце) и был чувствителен к небольшим изменениям добротности. Генератор низкой частоты с помощью катушек 2 осуществляет модуляцию магнитного поля. При прохождении магнитным полем области резонанса изменяется магнитная восприимчивость образца и, следовательно, активное и реактивное сопротивления контура, что приводит к изменению амплитуды и частоты колебаний радиочастотного генератора. Периодическое прохождение области резонанса вызывает амплитудную и частотную модуляцию генерируемых высокочастотных колебаний. В зависимости от используемого приемника (частотно-модулированные или амплитудно-модулированные колебания) спектрометр регистрирует либо сигнал дисперсии, либо поглощения.

Кроме мостовых и автоиндных методов, для исследования ЯМР применяют метод скрещенных катушек Блоха (рис. 2.16): используют две катушки L_1 и L_2 , оси которых перпендикулярны между собой и магнитному полю \vec{H}_0 . Катушка L_1 , называемая передающей, присоединяется к генератору высокой частоты. Катушка L_2 – приемная, в нее помещают исследуемый образец. Под действием переменного магнитного поля передающей катушки в момент резонанса суммарный вектор ядерной намагниченности образца I прецессирует с частотой поля. Переменный магнитный поток, возникаю-

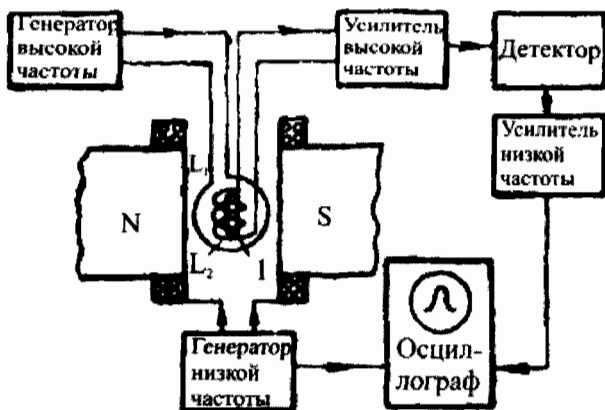


Рис. 2.16. Структурная схема спектрометра ЯМР с использованием скрещенных катушек Блоха

щий в результате прецессии этого вектора, наводит в приемной катушке ЭДС, которая и представляет собой сигнал ЯМР. Если катушки передатчика и приемника строго перпендикулярны, в приемную катушку наводится только сигнал, пропорциональный M_{\perp} , т. е. сигнал, пропорциональный $\sqrt{u^2 + v^2}$. Для получения отдельно сигналов поглощения и дисперсии применяют способ, аналогичный тому, который используется в мостовом методе: вводят на вход приемника дополнительное напряжение в соответствующей фазе путем небольшого разворота катушек от перпендикулярного положения.

Во всех рассмотренных спектрометрах ЯМР применяются стационарные методы наблюдения резонанса, характерной особенностью которых является непрерывность приложенного к образцу высокочастотного магнитного поля.

Ядерный магнитный резонанс изучают также с помощью импульсных методов, в их основе лежит так называемое явление спинового эха. Как уже отмечалось, если ядерный магнитный момент образца вывести из равновесия, он будет прецессировать вокруг направления магнитного поля \vec{H}_0 с частотой $\gamma_1 H_0$. Вследствие релаксационных процессов с течением времени вектор намагниченности будет стремиться к равновесному положению, в котором он имеет направление, совпадающее с полем \vec{H}_0 .

Пусть на образец, помещенный в магнитное поле \vec{H}_0 и находящийся в состоянии термодинамического равновесия, в некоторый

момент с помощью катушки L с током, ось которой перпендикулярна \vec{H}_0 , накладывається переменное поле \vec{H}_1 в виде кратковременного радиоимпульса с частотой заполнения, равной резонансной частоте $\gamma_1 H_0$. В системе координат ось z которой совпадает с направлением поля \vec{H}_0 и вращающейся вокруг него с угловой скоростью $\omega_0 = \gamma_1 H_0$ на вектор намагниченности \vec{M} , как показано выше, действует поле $\vec{H}_{эф} = \vec{H}_1$. Вектор \vec{M} в этой системе координат прецессирует с угловой скоростью $\omega_1 = \gamma_1 H_1$ вокруг поля \vec{H}_1 (рис. 2.17, а). Если длительность импульса t_1 такова, что $\omega_1 t_1 = \pi/2$, то вектор \vec{M} в результате прецессии повернется на 90° и будет перпендикулярен полю \vec{H}_0 . Радиочастотный импульс, поворачивающий вектор \vec{M} на 90° , называют 90-градусным импульсом.

По окончании 90-градусного импульса вектор намагниченности \vec{M} прецессирует (в неподвижной системе координат) вокруг поля \vec{H}_0 в плоскости, перпендикулярной ему. В катушке L индуцируется ЭДС. С течением времени величина ее будет монотонно падать. Ослабление сигнала индукции обусловлено уменьшением величины M_\perp . Последнее связано, во-первых, с естественной поперечной релаксацией, описываемой постоянной времени T_2 , и, во-вторых, с неоднородностью постоянного магнитного поля \vec{H}_0 . Если бы поле \vec{H}_0 было строго однородным, то затухание ЭДС ядерной индукции происходило бы по экспоненциальному закону с постоянной времени T_2 , что и позволило бы определить ее.

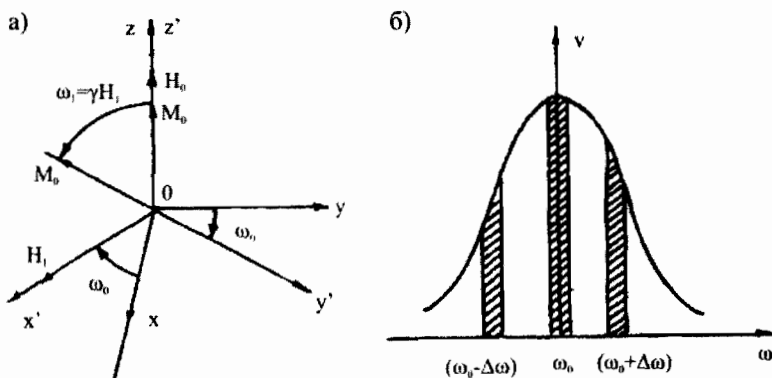


Рис. 2.17. а) Прецессия вектора намагниченности M_0 во вращающейся системе координат вокруг вектора поля H . б) Изохрома в неоднородно уширенной линии магнитного резонанса

Однако реальное поле \vec{H}_0 всегда неоднородно, т. е. в некоторых элементарных объемах образца оно больше, в других несколько меньше среднего значения. Результирующий вектор магнитного момента \vec{M} всего образца определяется геометрической суммой ядерных моментов его элементарных объемов. Непосредственно после окончания 90-градусного импульса магнитные моменты элементарных объемов практически совпадают по направлению с результирующим вектором магнитного момента образца, по величине равным \vec{M} — суммарному магнитному моменту, который имел образец до начала действия этого импульса, находясь в термодинамическом равновесии*.

Из-за неоднородности поля \vec{H}_0 прецессия магнитных моментов \vec{M}_i элементарных объемов V_i образца вокруг направления поля \vec{H}_0 происходит с разными угловыми скоростями ω_i . Для одних объемов ω_i превышает среднюю скорость прецессии ω_{cp} , для других $\omega_i < \omega_{cp}$. Во вращающейся системе координат, движущейся со средней угловой частотой, это соответствует тому, что каждый вектор \vec{M}_i вращается со своей скоростью, равной разности $\omega_i - \omega_{cp}$, либо по часовой, либо против часовой стрелки — в зависимости от знака этой разности.

На рис. 2.18 показано расположение магнитных моментов отдельных элементарных объемов в разные моменты времени: $t = t_1$, $t = \tau > t_1$ и $t = t_2 > \tau$. С течением времени результирующий магнитный момент образца $\vec{M} = \sum_i \vec{M}_i$ (а, следовательно, и ЭДС, наводимая в катушку L) из-за расфазировки магнитных моментов элементарных объемов, а также процесса их естественной релаксации уменьшается. К некоторому моменту времени τ наступает их полная расфазировка и \vec{M} обращается в нуль. Из формы ЭДС, наводимой в катушке L , при этом практически трудно получить какую-либо количественную информацию о времени релаксации T_2 .

Однако если после исчезновения ЭДС, наводимой в катушке, в момент τ подать в нее импульс тока резонансной частоты и длительностью, в два раза большей первоначального 90-градусного импульса, т. е. 180-градусный импульс, а затем многократно воздействовать

* Считается, что длительность 90-градусного импульса $t_1 \ll T_1, T_2$ так что релаксационные процессы за время действия этого импульса не оказывают заметного действия на систему ядерных спинов, и неоднородность поля $|\Delta H| \ll H_1$ (H_1 — амплитуда поля 90-градусного импульса).

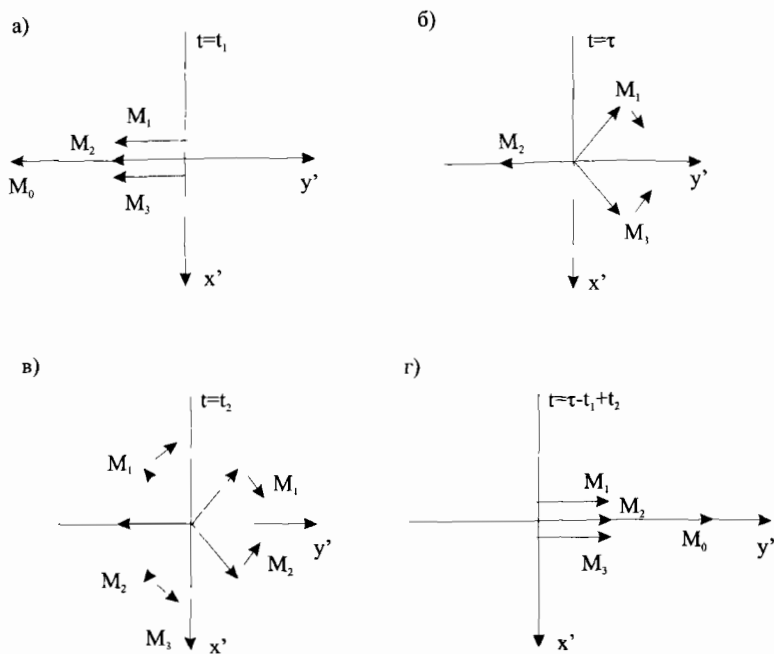


Рис. 2.18. Расположение магнитных моментов отдельных элементарных объемов образца в разные моменты времени

такими импульсами через промежутки времени, равные $2(\tau - t_1)$, то по сигналу, наведенному прецессирующим ядерным моментом в катушке, можно определить время T_2 .

Итак, допустим, что после полной расфазировки отдельных моментов на образец воздействуют 180-градусным импульсом радиочастотного магнитного поля. При этом каждый из векторов \vec{M}_i повернется вокруг поля \vec{H}_1 , на 180° . На рис. 2.18,б показано положение векторов в начале (сплошные линии) и в конце (пунктирные линии) 180-градусного импульса. Видно, что порядок расположения векторов \vec{M}_i сменился на противоположный. Поскольку направление вращения векторов остается неизменным (оно зависит только от постоянного поля), то они будут постепенно фазироваться, и для полной фазировки потребуется такой же промежуток времени t_0 , какой затрачен был для их расфазировки. Следовательно, в момент $t = t_2 + t_0$ векторы \vec{M}_i станут параллельными друг другу и в образце возникнет магнитный момент, равный $\sum_i |\vec{M}_i|$, который наведет в

катушке сигнал, называемый спиновым эхом. После момента $t = t_2 + t_0$ векторы расходятся, сигнал в катушке уменьшается и при полной расфазировке векторов \vec{M}_i он становится равным нулю. Если в момент $t = t_2 + 2t_0$ подать снова 180-градусный импульс, то при $t = t_2 + 2t_1 + 3t_0$ в катушке L будет наблюдаться максимум сигнала спинового эха и т. д.

На рис. 2.19,а показаны схематически сигнал спинового эха и возбуждающие импульсы. Амплитуда сигналов спинового эха из-за релаксации уменьшается с постоянной времени T_2 . Так что наблюдение сигнала спинового эха позволяет достаточно просто определять времена спин-спиновой релаксации.

Приведенное ранее качественное объяснение возникновения сигнала спада свободной индукции и спинового эха подтверждается результатами решения уравнений (2.48) для нестационарного случая при воздействии на образец радиочастотных импульсов с резонансной частотой заполнения. Решение приведем для случая неоднородно уширенной линии магнитного резонанса и ряда упрощающих решение задачи предположений. Неоднородность уширения линии магнитного резонанса может быть обусловлена как неоднородностью внешнего постоянного магнитного поля, в котором находится исследуемое вещество, так и неоднородностью внутренних локальных полей для твердых веществ (в газах это эффект Доплера). Из множества групп ядер, имеющих одинаковое значение резонансной частоты в пределах однородного уширения линии магнитного резонанса, выберем три и назовем их изохроматами. Центральная изохромата ($\Delta\omega = 0$) и две изохроматы с $\pm\Delta\omega$ показаны на рис. 2.17,б. Предположим, что длительности импульсов и паузы между ними много меньше T_2 и T_1 , тогда, считая $T_1 = T_2 \rightarrow \infty$ из (2.48), получим следующую систему уравнений:

$$\begin{aligned} \dot{i} &= -v\Delta\omega; \\ \dot{v} &= u\Delta\omega - \omega_1 M_z; \\ \dot{M}_z &= v\omega_1, \end{aligned} \quad (2.59)$$

где $\omega_1 = \gamma_1 H_1$. Рассмотрим случай, когда спиновая система подвергается воздействию двух радиоимпульсов на частоте ЯМР (см.

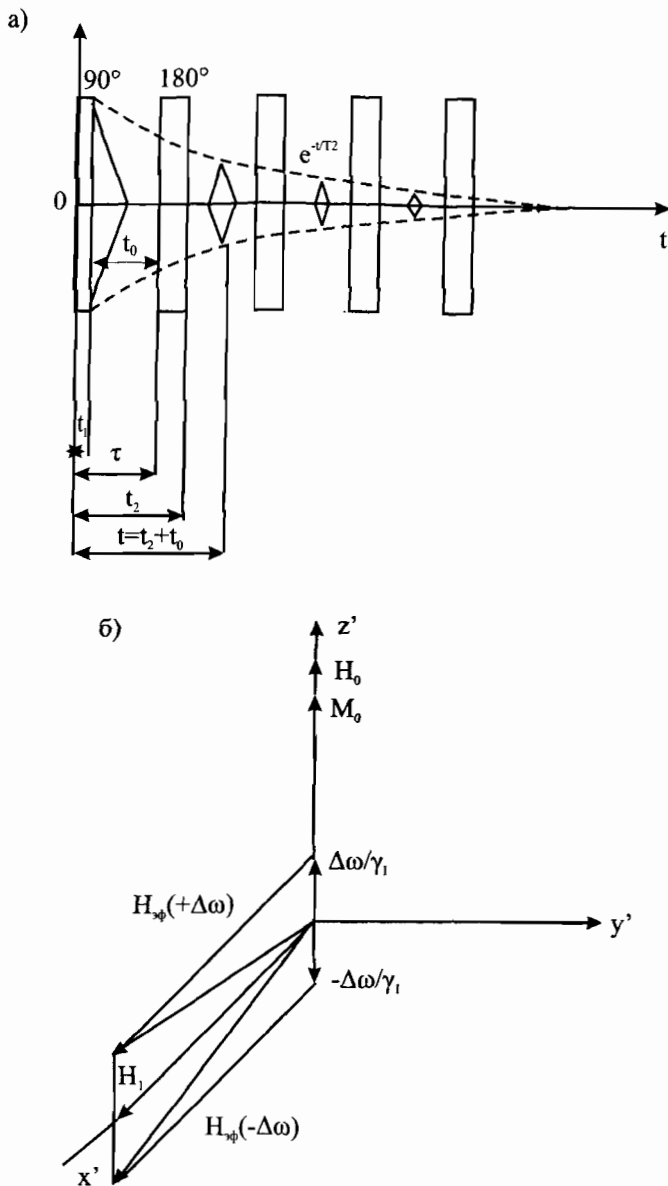


Рис. 2.19. а) Возбуждающие импульсы и сигналы спинового эха. б) Изображено положение векторов эффективного магнитного поля для трех изохромат $\pm\Delta\omega$ и $\Delta\omega = 0$

рис. 2.19,а). Положим, амплитуда импульсов такова, что $\Delta\omega \ll \omega_1$, физически это означает, что $H_{\text{эфф}} \approx H_1$ и в уравнениях (2.59), которые справедливы на отрезках времени, когда действуют радиоимпульсы, можно положить $\Delta\omega \approx 0$. На рис. 2.19,б изображено положение векторов эффективного магнитного поля для трех изохромат ($\pm\Delta\omega$ и $\Delta\omega=0$), длина вектора

$$|H_{\text{эфф}}| = \left[H_1^2 + \left(\frac{\Delta\omega}{\gamma_I} \right)^2 \right]^{1/2} \quad \text{при } \omega_1 = \gamma H_1 \gg \Delta\omega \quad H_{\text{эфф}} \approx H_1;$$

все три изохроматы поворачиваются под действием радиоимпульсов на один и тот же угол. Решение задачи проведем в четыре этапа, соответствующие четырем отрезкам времени (см. рис 2.19,а). На первом и третьем этапах рассматривается случай, когда спиновая система подвергается действию радиоимпульсов и ее поведение описывается системой уравнений (2.59), в которой положено $\Delta\omega=0$, а для второго—четвертого этапов справедлива та же система уравнений, но в которой принято $\omega_1=0$. Итак, для отрезка времени t_1 (рис. 2.19,а) имеем систему уравнений

$$\begin{aligned} \dot{u} &= 0; \\ \dot{v} &= -\omega_1 M_z; \end{aligned} \quad (2.60)$$

$$\dot{M}_z = v\omega_1$$

с начальными условиями $t=0$, $u=v=0$, $M_z=M_0$.

Решение (2.60) имеет простой вид и означает, что магнитные моменты всех трех изохромат совершают вращательное движение вокруг вектора поля \vec{H}_1 с частотой ω_1 в плоскости $z'O'y'$:

$$v = -M_0 \sin \omega_1 t; \quad u = 0; \quad M_z = M_0 \cos \omega_1 t. \quad (2.61)$$

Длительность импульса выберем такой, чтобы векторы магнитных моментов изохромат повернулись на $\pi/2$, т. е. $\omega_1 t_1 = \pi/2$. Тогда в

* Напомним, что, согласно (2.46), u и v представляют составляющие намагниченности вдоль осей x' и y' вращающейся системы координат.

момент времени t_1 : $v = -M_0$, $u = 0$, $M_z = 0$. Это и есть начальные условия для второго этапа решения ($\omega_1 = 0$), т. е.

$$\dot{u} = -v\Delta\omega, \quad \dot{v} = u\Delta\omega, \quad \dot{M}_z = 0. \quad (2.62)$$

Решение системы (2.62) с начальными условиями для $t = t_1$ имеет вид

$$u = M_0 \sin \Delta\omega(t - t_1); \quad v = -M_0 \cos \Delta\omega(t - t_1); \quad M_z = 0. \quad (2.63)$$

Из анализа данного решения следует, что магнитный момент центральной изохроматы $\Delta\omega = 0$ ($u = 0$, $v = -M_0$, $M_z = 0$) неподвижен во вращающейся системе координат. Для других изохромат:

$$\begin{aligned} -\Delta\omega u &= -M_0 \sin \Delta\omega(t - t_1); & v &= -M_0 \cos \Delta\omega(t - t_1); & M_z &= 0, \\ +\Delta\omega u &= M_0 \sin \Delta\omega(t - t_1); & v &= -M_0 \cos \Delta\omega(t - t_1); & M_z &= 0. \end{aligned}$$

Это означает, что магнитный момент изохроматы ($-\Delta\omega$) вращается в плоскости $x'Oy'$ по направлению часовой стрелки, а для изохроматы ($+\Delta\omega$) — против часовой стрелки (см. рис. 2.18).

В момент времени τ система спинов подвергается действию второго радиоимпульса. Начальные условия из (2.63) для $t = \tau$: $u(\tau) = M_0 \sin \Delta\omega(\tau - t_1)$; $v(\tau) = -M_0 \cos \Delta\omega(\tau - t_1)$; $M_z = 0$. Как было отмечено выше, для этого отрезка времени справедлива та же система уравнений, что и в случае $t = t_1$:

$$\dot{u} = 0; \quad \dot{v} = -\omega_1 M_z; \quad \dot{M}_z = v\omega_1. \quad (2.64)$$

Их решение с начальными условиями $t = \tau$ имеет вид

$$\begin{aligned} v(t) &= -M_0 \cos \Delta\omega(\tau - t_1) \cos \omega_1(t - \tau); \\ u(t) &= M_0 \sin \Delta\omega(\tau - t_1); \end{aligned} \quad (2.65)$$

$$M_z(t) = -M_0 \cos \Delta\omega(\tau - t_1) \sin \omega_1(t - \tau).$$

Отсюда следует, что магнитные моменты всех трех изохромат вращаются вокруг направления вектора \vec{H}_1 , т. е. оси x' . Выберем

длительность второго импульса такой, чтобы угол поворота составил π . Тогда к моменту времени окончания второго радиоимпульса определим начальные условия для последнего этапа решения задачи (см. рис. 2.19).

$$\begin{aligned}v(t_2) &= -M_0 \cos \Delta\omega(\tau - t_1); \\u(t_2) &= M_0 \sin \Delta\omega(\tau - t_1); \end{aligned} \quad (2.66)$$

$$M_z(t) = 0.$$

Решив уравнения (2.62) для отрезка времени после окончания второго радиоимпульса с начальными условиями (2.66), получим

$$v(t) = M_0 \cos[\Delta\omega(t - \tau + t_1 - t_2)]; \quad (2.67)$$

$$u(t) = -M_0 \sin[\Delta\omega(t - \tau + t_1 - t_2)]; \quad (2.68)$$

$$M_z(t) = 0. \quad (2.69)$$

Согласно (2.67)–(2.69), вектор магнитного момента центральной изохроматы $\Delta\omega = 0$ направлен по оси y' , а векторы изохромат $\pm\Delta\omega$ изменили направления движения на противоположные по сравнению с движением на интервале времени от t_1 до τ . В некоторый момент времени t' все три вектора изохромат окажутся направленными по оси y' .

Определим момент времени возникновения сигнала эха. Независимо от расстройки $\Delta\omega$ значение $v(t) = v(t)_{\max}$ будет иметь место при $t' - \tau + t_1 - t_2 = 0$, отсюда $t' = \tau - t_1 + t_2$ (см. рис. 2.18). Детектор ЯМР, выполненный в виде усилителя с колебательным контуром на его входе, настроенным на частоту $\omega = \gamma H_0$, зарегистрирует радиоимпульс, который называется откликом спиновой системы или спиновым эхо (СЭ).

Сигнал, регистрируемый детектором ЯМР после окончания первого импульса, называют сигналом спада свободной индукции (ССИ).

Если решать более сложную задачу с учетом действия механизмов релаксации во время пауз между импульсами, то окажется, что амплитуда сигнала СЭ будет зависеть от длительности паузы. Поэтому импульсные методы очень удобны для измерения времен релаксации T_2 и T_1 .

С помощью последовательности импульсов $\pi/2, \pi, \pi, \dots$, можно определить зависимость $v(t) \sim v_0 e^{-t/T_2}$, откуда легко найти значение T_2 (см. рис. 2.19). Если воспользоваться последовательностью импульсов $\pi, \pi/2$, то, изменяя расстояние между импульсами t_0 , можно измерить время релаксации T_1 . По окончании π -импульса магнитные моменты всех изохромат из состояния $M_z = M_0$ переводятся в состояние $M_z = -M_0$. Решение уравнения $M_z + \frac{M_z}{T_1} = \frac{M_0}{T_1}$ с этим начальным условием имеет вид

$$M_z(t) = M_0 (1 - 2e^{-t/T_1}).$$

Поскольку спектрометры ЯМР всегда регистрируют поперечную компоненту магнитного момента, то необходимо воздействием $\pi/2$ -импульса превратить продольные компоненты магнитных моментов в поперечные. Далее, измеряя в различные моменты максимальную амплитуду ССИ, следующего после окончания $\pi/2$ -импульса, которая в нашем случае пропорциональна M_z , и изменяя задержку между импульсами, можно найти такое ее значение $t' = T_1 \ln 2$, когда амплитуда сигнала спада свободной индукции становится равной нулю.

Импульсные методы используются для регистрации спектров ЯМР с помощью так называемых Фурье-спектрометров. Рассмотрим подробнее суть этого метода. При наблюдении сигналов ЯМР непрерывными методами производится развертка (сканирование) магнитного поля с использованием фазового детектирования сигнала. В целях исключения искажений записываемого спектра скорость развертки не должна превышать определенной величины, зависящей от ширины линии ЯМР исследуемого вещества. При этом время записи $t_{\text{зап}}$ должно быть много больше T_2 . Если необходимо исследовать спектр ЯМР в интервале частот от $\nu_{\text{мин}}$ до $\nu_{\text{макс}}$ с шириной линии ожидаемых сигналов $\Delta\nu \sim \frac{1}{T_2}$, то потребуются затраты времени $t_{\text{зап}} = (\nu_{\text{макс}} - \nu_{\text{мин}}) / \Delta\nu^2$. Например, при $\delta\nu = \nu_{\text{макс}} - \nu_{\text{мин}} = 10^3$ Гц и $T_2 = 1$ с для записи всех ожидаемых сигналов ЯМР необходимо вре-

* При написании упомянутого соотношения учтено то, что для неискаженного воспроизведения формы линии с шириной $\Delta\nu$ необходимо минимальное время, равное $\Delta\nu^{-1}$.

мя не менее 10^3 с. Часто приходится производить многократные записи спектра с целью улучшения отношения сигнал-шум. При этом происходит когерентное сложение сигналов ЯМР и некогерентное — шумов, что приводит к росту амплитуды сигнала в N раз, а шума в \sqrt{N} . В результате N -кратной записи отношение сигнал-шум растет как \sqrt{N} . Число циклов записи зависит от условий эксперимента и может достигать 10^3 – 10^6 раз, а время записи — десятков часов.

Очевидно, методика непрерывной развертки магнитного поля в таких ситуациях неприемлема. Выход из этого трудного положения может быть найден при использовании многих одновременно работающих спектрометров, каждый из которых записывает небольшой участок исследуемого спектра. Данный способ, к сожалению, очень непрактичен. Такую группу параллельно работающих спектрометров может заменить один импульсный спектрометр.

В основе работы импульсных спектрометров лежат явления спада свободной индукции (ССИ) и спинового эха. Ранее было показано, что после воздействия на спиновую систему $\pi/2$ -импульса наблюдается сигнал (ССИ). Распределение изохромат по частотам определяется функцией формы линии ЯМР $\varphi(\omega)$. При этом затухание M_{\perp} в лабораторной системе координат можно записать в виде

$$M_{\perp}(t) = M_0 \int_{-\infty}^{\infty} \varphi(\omega) e^{i\omega t} d\omega = M_0 \Phi(t),$$

где $\Phi(t) = \int_{-\infty}^{\infty} \varphi(\omega) e^{i\omega t} d\omega$ — Фурье-образ функции формы линии $\varphi(\omega)$.

Обратное преобразование Фурье позволяет найти функцию формы линии $\varphi(\omega)$, если из эксперимента ССИ известно

$$\varphi(\omega) = \frac{1}{2\pi M_0} \int_{-\infty}^{\infty} M_{\perp}(t) e^{-i\omega t} dt = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \Phi(t) e^{-i\omega t} dt.$$

При необходимости исследования спектра ЯМР в диапазоне от ν_{\min} до ν_{\max} длительность $\pi/2$ -импульса следует выбрать таким образом, чтобы его спектр перекрывал интересующий нас диапазон частот. Записав сигнал ССИ (рис. 2.20, а) и использовав преобразование Фурье, получим нужный спектр ЯМР в привычном виде (рис. 2.20, б). Сэкономленное при записи спектра время мо-

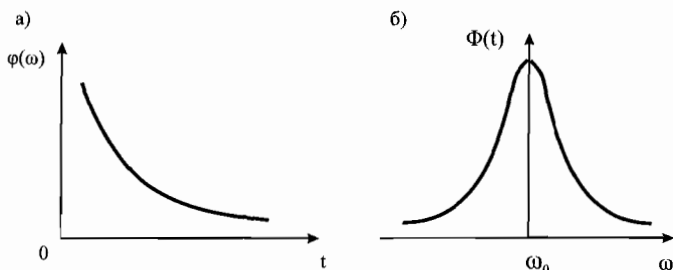


Рис. 2.20. а) Сигнал спада свободной индукции. б) Форма линии магнитного резонанса

жет быть использовано для многократного накопления сигналов ССИ с целью улучшения отношения сигнал-шум, что, в свою очередь, позволяет исследовать спектры ЯМР короткоживущих продуктов химических реакций и облегчает требования к стабильности постоянного магнитного поля и т. д.

Схема импульсного ЯМР-спектрометра приведена на рис. 2.21. Спектрометр содержит датчик ЯМР-колебательный контур L_1C_1 , в катушке которого находится исследуемое вещество. Рядом с ним в зазоре электромагнита размещают датчик L_2C_2 устройства стабилизации магнитного поля по сигналам ЯМР-протонов. Датчик L_1C_1 отрезками коаксиального кабеля, длина которых указана на рис. 2.21, соединен с генератором радиоимпульсов и приемным устройством. Диоды $VD 1,2$ служат для защиты приемника от перегрузок воздействия мощными импульсами генератора, а $VD 3,4$ — отключают генератор от контура L_1C_1 во время приема сигналов ССИ и спинового эха, что позволяет исключить шунтирующее влияние контура L_1C_1 выходным сопротивлением генератора.

Известно, что сопротивление R_d полупроводникового диода зависит от напряжения U_d , приложенного к его электродам, и определяется вольт-амперной характеристикой. При $U_d < 0,5$ В составляет примерно десятки килоом, а при $U_d > 0,5$ В оно уменьшается в тысячу раз. Во время работы генератора импульсов напряжения на его выходе $U_r > 0,5$ В, и все диоды имеют малое сопротивление. Последнее означает, что генератор отрезком кабеля длиной $\lambda/2$ соединен непосредственно с контуром L_1C_1 . С другой стороны, входное сопротивление отрезка линии, соединяющего точку A и приемник, оказывается очень большим, т. к. это короткозамкнутая линия длиной

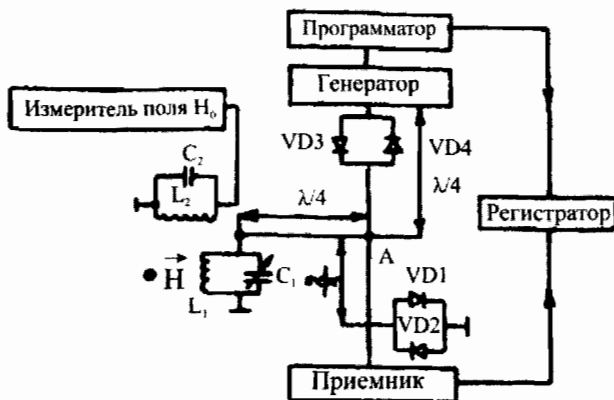


Рис. 2.21. Структурная схема импульсного ЯМР-спектрометра

$\lambda/4$. Следовательно, приемник во время работы генератора отключен от контура L_1C_1 и выхода генератора. В момент приема сигналов ССИ или спинового эха генератор не работает, все диоды имеют большое сопротивление, т. к. амплитуда сигналов не превышает несколько десятков милливольт. При этом контур L_1C_1 отрезком линии $\lambda/2$ соединен с приемником, а генератор отключен от контура L_1C_1 и приемника. Приемник соединен с регистром, роль которого может выполнять как обычный осциллограф, так и ЭВМ.

2.3 Ядерный магнитный резонанс в текущей жидкости

ЯМР-спектрометр с текущей жидкостью* (рис. 2.22) содержит в основном те же элементы, что и обычный ЯМР-спектрометр с неподвижным образцом. Дополнительными элементами здесь являются: центробежный насос 1 с трубопроводом, по которому циркулирует рабочее вещество, вспомогательный магнит-поляризатор 2, сосуд-поляризатор 3 [3].

Кратко рассмотрим механизм действия ЯМР-спектрометра. Рабочее вещество (например, вода) из центробежного насоса поступа-

* Обычно используются протонсодержащие жидкости с большим временем релаксаций T_1 и T_2 : вода ($T_1 = 3,6$ с, $T_2 = 2,1$ с), бензол ($T_1 = T_2 = 19$ с), этиловый спирт ($T_1 = 3,5$ с, $T_2 = 3,1$ с) и др.

На рис. 2.36,а приведены диаграммы магнитных подуровней атомов, находящихся в $S_{1/2}$ -состоянии и имеющих спин ядра $I = 1/2$. Энергия подуровней определяется выражением (2.99).

Распределение числа атомов по энергетическим уровням соответственно для термодинамического равновесия и при насыщении парамагнитного поглощения показано на рис. 2.36 б и в. Здесь стрелкой обозначены переходы парамагнитного резонанса $h\nu_0 = g_J \mu_B H_0$, волнистыми линиями — релаксационные переходы, приводящие к установлению больцмановского распределения частиц по уровням. Интенсивный сигнал электронного парамагнитного поглощения выравнивает населенность уровней $\left(m_J = -\frac{1}{2}, m_I = -\frac{1}{2}\right)$ и $\left(m_J = \frac{1}{2}, m_I = -\frac{1}{2}\right)$, а релаксационные процессы устанавливают больцмановское распределение атомов по уровням $(-1/2, +1/2)$, $(+1/2, -1/2)$, $(+1/2, +1/2)$. Из рис. 2.36 следует, что под действием ЭПР поглощения населенность уровня с $m_J = -\frac{1}{2}, m_I = +\frac{1}{2}$ возрастает, а населенность уровня с $m_J = -\frac{1}{2}, m_I = -\frac{1}{2}$ уменьшается, т. е. разность в заселенностях ядерных уровней увеличивается. Последнее означает увеличение ядерной намагниченности, а при наблюдении ядерного магнитного резонанса на переходе $m_I = \frac{1}{2} \leftrightarrow m_I = -\frac{1}{2}$ должна возрастать интенсивность сигнала. Экспериментальные исследования показывают, что эффект Оверхаузера может приводить к возрастанию ядерной намагниченности и сигнала ЯМР на два-три порядка.

Явление ЭПР, подобно ЯМР, можно применять для измерения и стабилизации магнитных полей. С этой целью используются вещества, имеющие достаточно узкие и интенсивные линии ЭПР, например, ДФПГ. ЭПР широко используется также в радиоэлектронике для создания парамагнитных усилителей СВЧ-диапазона.

14.2. ЯМР-магнитометры. Магнитометры с текущим образцом. ЯМР-расходомеры

Весьма важное практическое применение ЯМР нашел в технике измерения магнитных полей и стабилизации их величины. Для определения магнитного поля в него помещают ампулу с жидкостью, со-

держажей ядра, гиромагнитное отношение которых известно, затем измеряют частоту линии поглощения ЯМР $\nu_0 = \gamma_I H_0 / (2\pi)$ и по ней находят величину поля.

Отечественная промышленность выпускает магнитометры, построенные на основе ЯМР. По сути, такой магнитометр представляет собой портативный спектрометр ядерного магнитного резонанса. Структурная-схема измерителя магнитного поля Ш 1-1 приведена на рис. 14.2. Магнитометр содержит датчик, высокочастотный генератор, детектор, усилитель низкой частоты, синхронный детектор, генератор сигнала модуляции, индикатор резонанса, частотомер и осциллограф. Датчик включает в себя высокочастотную контурную катушку, внутри которой помещена ампула с рабочей жидкостью, и катушку для модуляции магнитного поля. Оси модуляционной и высокочастотной катушек перпендикулярны друг другу. В качестве рабочей жидкости используется вода (резонанс на протонах), тяжелая вода (резонанс на ядрах дейтерия) или раствор хлористого лития (резонанс на ядрах лития).

Ядерный магнитный резонанс регистрируют автодинным методом. Изменяя частоту автогенератора, определяют резонанс. Для повышения чувствительности используют модуляцию измеряемого магнитного поля с низкой частотой. Модуляция поля вблизи резонансного значения приводит к изменению амплитуды колебаний автогенератора с частотой модуляции. Этот сигнал после прохождения детектора и усилителя низкой частоты просматривается на осциллографе и поступает на синхронный детектор, на выходе которого включен прибор, регистрирующий резонанс. Использование синх-



Рис. 14.2. Структурная схема ЯМР-магнитометра с неподвижным образцом

ронного детектора увеличивает отношение сигнал/шум. При достижении условия резонанса частота измеряется частотомером. Напряженность поля по измеряемой частоте ν_r ЯМР определяется согласно формулам: $H = 0,234864 \nu_r$ (для протонов); $H = 0,604354 \nu_r$ (для ядер Li); $H = 1,52956 \nu_r$ (для ядер дейтерия), где H – в килоэрстедах, ν_r – в мегагерцах.

Метод ЯМР позволяет осуществлять стабилизацию поля электромагнитов. Основным звеном такой системы является ядерный магнитометр, в котором генератор, создающий высокочастотное магнитное поле, вызывающее резонансные переходы ядер, имеет высокую стабильность частоты. Очень удобно использовать для этой цели магнитометр с синхронным детектором и дополнительной местной низкочастотной модуляцией поля, подобно тому, как это сделано в рассмотренном типе магнитометре Ш1-1. Амплитуда модуляции $H_{\text{мод}}$ должна быть много меньше ширины линии (рис. 14.3, а). Тогда сигнал ЯМР $U_{\text{явр}}$ получится в виде низкочастотного напряжения, амплитуда которого пропорциональна производной линии поглощения. С выхода синхронного детектора снимается напряжение, пропорциональное этой производной. На рис. 14.3, б показана получаемая зависимость выходного напряжения детектора $U_{\text{сд}}$ от величины поля H . Когда напряженность поля равна стабилизированному значению $H_{\text{ст}} = 2\pi\nu_r/\gamma_I$, сигнал на выходе синхронного детектора магнитометра равен нулю. При смещении поля от значения $H_{\text{ст}}$ на выходе схемы получают сигнал ошибки, знак которого определяется направлением изменения поля. Сигнал ошибки усиливается и используется для регулировки поля магнита. Таким способом удается создавать магнитные поля со стабильностью порядка стабильности частоты применяемого генератора высокой частоты.

Рассмотренные спектрометры ЯМР позволяют измерять магнитные поля $\sim 1\text{кЭ}$ и выше. Дело в том, что сигнал ЯМР,

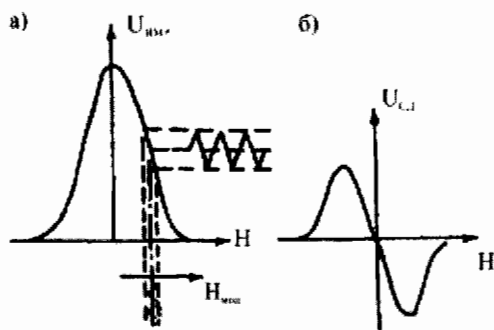


Рис. 14.3. Кривая поглощения ЯМР (а) и ее производная (б), полученная в виде напряжения на выходе синхронного детектора

как следует из проведенного рассмотрения, пропорционален намагниченности $M_0 = \chi_0 H_0$ [см. формулы (2.30), (2.51)], т. е. величине напряженности измеряемого магнитного поля. Если поле составляет сотни эрстед и ниже, трудно получить сигнал ЯМР, превышающий шум. Для увеличения сигнала ЯМР применяют дополнительную поляризацию (намагничивание) образца, что позволяет измерять слабые (порядка земных и меньше) магнитные поля.

Один из методов определения слабых магнитных полей с дополнительным намагничиванием образца предусматривает использование предварительной статической поляризации и текущего образца. Этот метод был описан выше.

Метод ЯМР с успехом применяют для бесконтактного измерения расхода жидкостей. Скорость течения жидкости v , площадь поперечного сечения трубопровода S_1 и расход q связаны следующим соотношением: $q = S_1 v$. Поэтому при известной площади сечения трубки S_1 задача определения расхода сводится к нахождению скорости течения жидкости. Она может быть решена с помощью обычного ЯМР-спектрометра с текущим образцом, дополненного некоторыми элементами: на рис. 2.36 они показаны пунктирными линиями (катушка нутации, расположенная в поле рассеяния магнитополяризатора, электронный секундомер 5 и генератор 6, управляемый сигналами, поступающими с блока детектора ЯМР 8).

Рассмотрим принцип работы расходомера. Жидкость, поляризованная сильным магнитным полем, поступает в датчик ЯМР, где любым из способов регистрируется сигнал резонанса. С помощью катушки нутации, подключенной к генератору, производится магнитная отметка ядер жидкости (поворот вектора намагниченности на угол 90° или 180° относительно направления магнитного поля). При повороте на 90° сигнал в детекторе ЯМР отсутствует, при повороте на 180° — изменяет фазу на π . Устройство, управляющее запуском генератора, может быть настроено на любой из двух режимов работы. Измерив отрезок времени между моментами включения генератора и изменения сигнала ЯМР и зная расстояние между катушками, можно вычислить расход жидкости. Измерение этого отрезка времени производится электронным секундомером, который включается одновременно с запуском генератора и выключается сигналом, поступающим с блока детектора ЯМР. Рассмотренный расходомер называют меточным ЯМР-расходомером [3, 5].

ГЛАВА 2

МАГНИТНЫЙ РЕЗОНАНС

2.1. Метод магнитного резонанса на молекулярных и атомных пучках

Возникновение и развитие квантовой электроники тесным образом связаны с радиочастотным методом на молекулярных и атомных пучках, предложенным и осуществленным впервые И. Раби. Этот метод является одним из наиболее эффективных способов наблюдения за индуцированными переходами атомов и молекул, помещенных в магнитные и электрические поля.

С помощью резонансного метода на атомных и молекулярных пучках были получены фундаментальные результаты (открытие аномального магнитного момента электрона, обнаружение лембовского сдвига уровней $^2S_{1/2}$ и $^2P_{1/2}$ атомов водорода), подтвердившие вывод квантовой электродинамики. Этот метод, позволяющий измерять с прецизионной точностью ряд параметров многих молекул и атомов, нашел широкое применение в создании квантовых стандартов частоты.

Существуют две основные разновидности радиочастотного метода: метод магнитного и метод электрического резонансов в молекулярных и атомных пучках. Согласно первому из них, изучаются и используются переходы между уровнями атомных частиц, вызываемые магнитной составляющей электромагнитного поля, согласно второму — переходы, обуславливаемые электрической составляющей поля.

Наибольшее распространение получил радиочастотный метод магнитного резонанса. С его помощью исследуются молекулы и атомы, имеющие магнитный момент. Магнитный момент атомов и молекул определяется магнитными моментами их электронных оболочек и ядер, входящих в них. Многие молекулы, а также некоторые атомы в основном состоянии имеют замкнутые электронные оболочки, магнитные моменты которых равны нулю. Полный магнитный момент таких атомов и молекул определяется магнитными моментами входящих в них ядер.

Явление магнитного резонанса

В основе магнитного резонансного метода лежит явление магнитного резонанса. Рассмотрим его на примере взаимодействия ядер и магнитного поля. Предварительно напомним некоторые сведения о параметрах ядер. Основными характеристиками ядра наряду с массой M и зарядом e являются его механический (спиновый) \vec{P}_I и магнитный $\vec{\mu}_I$ моменты.

Механический момент \vec{P}_I определяется спином ядра I по формуле

$$|\vec{P}_I| = \frac{h}{2\pi} \sqrt{I(I+1)}.$$

Для разных ядер $I = 0, 1/2, 1, 3/2, \dots$ механический и магнитный моменты связаны между собой соотношением

$$\vec{\mu}_I = \gamma_I \vec{P}_I = \gamma_I \frac{h}{2\pi} \vec{I} = g_I \mu_n \vec{I}, \quad (2.1)$$

где γ_I – гидромагнитное отношение; \vec{I} – механический момент ядра, выраженный в единицах $h/2\pi$; g_I – ядерный g -фактор;

$\mu_n = \frac{eh}{4\pi cM} = 5,05 \cdot 10^{-24}$ эрг/Э – ядерный магнетон Бора; e , M – заряд и масса протона.

Проекция механического и магнитного моментов на выделенное направление z характеризуется магнитным квантовым числом m_I :

$$P_{Iz} = \frac{h}{2\pi} m_I; \quad (2.2)$$

$$\mu_{Iz} = \gamma_I \frac{h}{2\pi} m_I, \quad (2.3)$$

где m_I принимает значения $I, I-1, \dots, -I$. Максимальная величина проекции механического и магнитного момента на z -направление равна:

$$P_{Iz \max} = \frac{h}{2\pi} I; \quad (2.4)$$

$$\mu_{Iz \max} = \mu_I = \gamma_I \frac{\hbar}{2\pi} I. \tag{2.5}$$

Из (2.4) следует, что спин ядра I численно равен максимальной проекции механического момента ядра на выделенное направление, выраженного в единицах $\hbar/2\pi$. Наибольшую величину проекции магнитного момента $\mu_{Iz \max} = \mu_I$ принято называть просто магнитным моментом ядра. Она связана со спином ядра соотношением (2.5). Используя (2.1), (2.3) и (2.5), вектор магнитного момента $\vec{\mu}_I$ и его проекцию μ_{Iz} можно определить по формулам

$$\vec{\mu}_I = \frac{\mu_I}{I} \vec{I}; \quad \mu_{Iz} = \frac{\mu_I}{I} m_I = g_I \mu_N m_I. \tag{2.6}$$

Рассмотрим поведение ядра, имеющего спин I и магнитный момент μ_I , в магнитном поле \vec{H}_0 , в котором ядро обладает энергией

$$E = -(\vec{\mu}_I \vec{H}_0) = -\mu_{Iz} H_0. \tag{2.7}$$

Подставив в (2.7) вместо μ_{Iz} его выражение из (2.3) и (2.6) получим

$$E = -\gamma_I \frac{\hbar}{2\pi} m_I H_0 = -g_I \mu_N m_I H_0 = -\mu_I \frac{m_I}{I} H_0. \tag{2.8}$$

Энергия ядра, помещенного в магнитное поле, как видно из (2.8), зависит от магнитного квантового числа m_I , т. е. от проекции магнитного момента $\vec{\mu}_I$ на направление магнитного поля (рис. 2.1,а). Число

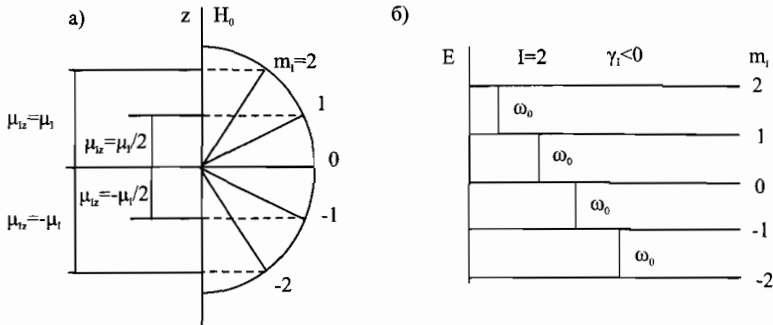


Рис. 2.1. Проекция магнитного момента на направление поля H_0 и соответствующие им энергетические уровни

уровней энергии ядра в магнитном поле H_0 зависит от спина ядра I и равно $2I + 1$. Уровни отстоят друг от друга на равном расстоянии (m_I входит в формулу (2.8) в первой степени). Система магнитных уровней ядра для случая $I = 2$ и $\gamma_I < 0$ ($g_I < 0$) приведена на рис. 2.1, б.

Определим возможные частоты переходов между уровнями энергии ядра в магнитном поле. Согласно правилам отбора, для магнитного квантового числа возможны лишь переходы, когда $\Delta m_I = 0, \pm 1$. Из (2.8) следует, что условие $\Delta m_I = 0$ не соответствует никакому квантовому переходу. Переходы с $\Delta m_I = \pm 1$ * отвечают испусканию (поглощению) квантов излучения с частотой

$$\nu = \frac{E(m_I \pm 1) - E(m_I)}{h} = \frac{\gamma_I H_0}{2\pi} = \frac{g_I \mu_N H_0}{h} = \frac{\mu_I}{h} H_0. \quad (2.9)$$

Из квантовой механики известно, что переходы, соответствующие правилу $\Delta m_I = \pm 1$, определяют излучение (поглощение) электромагнитной волны, поляризованной по кругу. При этом плоскость, в которой вращается вектор магнитного поля, перпендикулярна к направлению постоянного поля \vec{H}_0 . Таким образом, для того, чтобы наблюдать индуцированные переходы между магнитными уровнями, необходимо приложить переменное вращающееся магнитное поле, направление которого перпендикулярно постоянному \vec{H}_0 . Частота поля ν_0 должна быть равна

$$\nu_0 = \frac{\gamma_I H_0}{2\pi} = \frac{\mu_I}{h} H_0.$$

Рассмотрим задачу о поведении ядра, имеющего магнитный момент $\vec{\mu}_I$ и связанный с ним механический момент \vec{P}_I , которое помещено в магнитное поле \vec{H} , с позиций классической механики. Как известно,

$$\vec{T} = \dot{\vec{P}}_I, \quad (2.10)$$

где \vec{T} – момент силы; $\dot{\vec{P}}_I$ – производная по времени от момента количества движения. Умножим равенство (2.10) на γ_I . Тогда, учитывая $\gamma_I \vec{P}_I = \vec{\mu}_I$, из (2.10) будем иметь

* Правило отбора $\Delta m_I = +1$ соответствует ядрам с $\gamma_I < 0$, а $\Delta m_I = -1$ – ядрам, у которых $\gamma_I > 0$.

$$\dot{\mu}_I = \gamma_I \vec{T}. \quad (2.11)$$

Момент силы \vec{T} , действующий на частицу с магнитным моментом, которая помещена в магнитное поле \vec{H} , как известно, определяется в виде

$$\vec{T} = [\vec{\mu}_I \times \vec{H}]. \quad (2.12)$$

С учетом этого равенства из (2.11) получаем следующее дифференциальное уравнение движения магнитного момента частицы, имеющей гиромагнитное отношение γ_I , во внешнее поле \vec{H} :

$$\dot{\mu}_I = \gamma_I [\vec{\mu}_I \times \vec{H}]. \quad (2.13)$$

Рассмотрим сначала простейший случай. Будем считать поле постоянным и направленным вдоль оси z : $H_0 = H_z$, $H_x = H_y = 0$. При этом из векторного уравнения (2.13) запишем три уравнения проекций по координатным осям:

$$\dot{\mu}_{Ix} = \gamma_I \mu_{Iy} H_0; \quad (2.14, a)$$

$$\dot{\mu}_{Iy} = -\gamma_I \mu_{Ix} H_0; \quad (2.14, б)$$

$$\dot{\mu}_{Iz} = 0. \quad (2.14, в)$$

Из (2.14, в) следует

$$\mu_{Iz} = \text{const}. \quad (2.15)$$

Продифференцировав равенство (2.14, а) по времени и подставив $\dot{\mu}_{Iy}$ его значение из (2.14, б), получим

$$\dot{\mu}_{Ix} + \gamma_I^2 H_0^2 \mu_{Ix} = 0. \quad (2.16)$$

Таким образом, μ_{Ix} изменяется по гармоническому закону

$$\mu_{Ix} = A \cos(\omega_0 t + \varphi), \quad (2.17)$$

где A и φ — постоянные, определяемые из начальных условий, $\omega_0 = 2\pi\nu_0 = \gamma_I H_0$.

Составляющую μ_{Iz} находим из (2.14,а) с учетом (2.17)

$$\mu_{Iy} = \frac{\dot{\mu}_{Iz}}{\gamma_I H_0} = A \sin(\omega_0 t + \varphi). \quad (2.18)$$

Согласно (2.15), (2.17) и (2.18), составляющая магнитного момента, перпендикулярная к полю \vec{H}_0 , т. е. $\mu_{I\perp} = \sqrt{\mu_{Ix}^2 + \mu_{Iy}^2}$, во-первых, равна постоянной величине и, во-вторых, в плоскости xu совершает вращательное движение с угловой частотой ω_0 , а μ_{Iz} остается неизменной (рис. 2.2). Следовательно, вектор магнитного момента ядра, помещенного в постоянное магнитное поле \vec{H}_0 , прецессирует с постоянной частотой $\omega_0 = 2\pi\nu_0 = \gamma_I H_0$, не зависящей от угла, который образует вектор магнитного момента $\vec{\mu}_I$ с направлением магнитного поля \vec{H}_0 . Направление прецессии вектора $\vec{\mu}_I$ вокруг поля определяется знаком γ_I . При положительном гиромагнитном отношении $\vec{\mu}_I$ прецессирует, если смотреть по направлению поля \vec{H}_0 , против часовой стрелки, а при отрицательном γ_I — в противоположную сторону.

Далее рассмотрим случай, когда, кроме постоянного поля \vec{H}_0 , направленного вдоль оси z , на ядро действует переменное магнитное поле с амплитудой H_1 , поляризованное по кругу в плоскости, перпендикулярной \vec{H}_0 , т. е. поле с компонентами

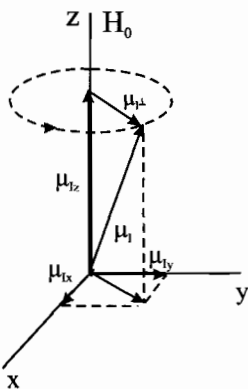


Рис. 2.2. Ориентация магнитного момента μ_I в системе координат x, y, z

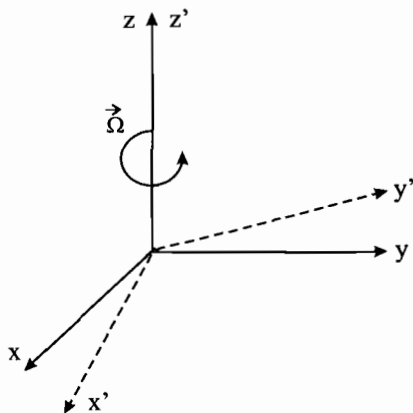


Рис. 2.3. Лабораторная и вращающаяся системы координат

$$H_x = H_1 \cos \omega t; \quad H_y = \pm H_1 \sin \omega t.$$

Знак «плюс» соответствует вращению вектора \vec{H}_1 по часовой стрелке вокруг \vec{H}_0 с частотой ω , а «минус» – против часовой стрелки, если смотреть вдоль направления поля \vec{H}_0 (оси z). Для решения этой задачи проще всего перейти от уравнения (2.13), записанного в лабораторной (неподвижной) системе координат, к уравнению во вращающейся системе координат. Введем новую систему координат x' , y' , и z' , ось z' которой совпадает с осью z лабораторной системы координат x , y , z и вращается относительно общей оси с угловой скоростью $\vec{\omega}$ (рис. 2.3). Согласно теореме сложения скоростей, известной из механики, можно записать равенство

$$\frac{d\vec{\mu}_I}{dt} = \left(\frac{d\vec{\mu}_I}{dt} \right)_{\text{вп}} + [\vec{\omega} \times \vec{\mu}_I], \quad (2.19)$$

где $\left(\frac{d\vec{\mu}_I}{dt} \right)_{\text{вп}}$ представляет собой изменение $\vec{\mu}_I$ со временем во вращающейся системе координат; $\frac{d\vec{\mu}_I}{dt} = \dot{\vec{\mu}}_I$ – производная $\vec{\mu}_I$ по времени в неподвижной системе координат; $\vec{\omega}$ – вектор угловой скорости вращения подвижной системы относительно неподвижной.

Используя (2.13), из (2.19) получаем

$$\left(\frac{d\vec{\mu}_I}{dt} \right)_{\text{вп}} = \gamma_I [\vec{\mu}_I \times \vec{H}] - [\vec{\omega} \times \vec{\mu}_I] = \gamma_I \left[\vec{\mu}_I \times \left(\vec{H} + \frac{\vec{\omega}}{\gamma_I} \right) \right]. \quad (2.20)$$

По форме это уравнение совпадает с соотношением (2.13) для $\vec{\mu}_I$ в покоящейся системе координат с тем различием, что вместо \vec{H} вводится эффективное поле

$$\vec{H}_{\text{эф}} = \vec{H} + \frac{\vec{\omega}}{\gamma_I}, \quad (2.21)$$

действующее во вращающейся системе координат. Следовательно, переход к вращающейся системе координат приводит лишь к тому, что к выражению, описывающему магнитное поле, добавляется член $\frac{\vec{\omega}}{\gamma_I}$. Из (2.20) вытекает полученный выше результат о прецессии $\vec{\mu}_I$

в постоянном магнитном поле. Действительно, если $\vec{H}_0 + \frac{\vec{\omega}}{\gamma_I} = 0$, $H_{\text{эф}} = 0$ и $\left(\frac{d\vec{\mu}_I}{dt}\right)_{\text{вп}} = 0$, т. е. магнитный момент для наблюдателя, который вращается вокруг оси z с угловой скоростью $\omega_0 = \gamma_I H_0$, остается неподвижным. Иначе говоря, магнитный момент прецессирует вокруг направления внешнего поля \vec{H}_0 с частотой $\omega = \omega_0 = \gamma_I H_0$.

На основе уравнения (2.20) несложно решить поставленную выше задачу о движении магнитного момента ядра в случае, когда на него действуют постоянное поле \vec{H}_0 и переменное магнитное поле \vec{H}_1 с амплитудой H_1 , поляризованное по кругу в плоскости, перпендикулярной \vec{H}_0 . Введем вращающуюся систему координат, ось z' которой совпадает с направлением постоянного поля \vec{H}_0 , а ось x' ее направлена вдоль вектора вращающегося поля \vec{H}_1 . Поэтому во вращающейся системе координат

$$\vec{H}_0 = H_0 \vec{z}'_0; \quad \vec{H}_1 = H_1 \vec{x}'_0; \quad \vec{\omega} = -\omega \vec{z}'_0, \quad (2.22)$$

где \vec{z}'_0 и \vec{x}'_0 — орты, направленные вдоль осей z' и x' вращающейся системы координат. Тогда в системе координат x' , y' и z' поле $\vec{H}_{\text{эф}}$ согласно (2.21)

$$\vec{H}_{\text{эф}} = \left(H_0 - \frac{\omega}{\gamma_I} \right) \vec{z}'_0 + H_1 \vec{x}'_0, \quad (2.23)$$

как показано на рис. 2.4.

Величина эффективного магнитного поля

$$|\vec{H}_{\text{эф}}| = \sqrt{\left(H_0 - \frac{\omega}{\gamma_I} \right)^2 + H_1^2} = \frac{\sqrt{(\omega_0 - \omega)^2 + (\gamma_I H_1)^2}}{|\gamma_I|}. \quad (2.24)$$

Тангенс угла между векторами напряженности эффективного поля и поля \vec{H}_0

$$\text{tg} \theta = \frac{H_1}{H_0 - \omega/\gamma_I} = \frac{\gamma_I H_1}{\omega_0 - \omega}. \quad (2.25)$$

Вектор магнитного момента $\vec{\mu}_I$ во вращающейся системе координат прецессирует вокруг направления $\vec{H}_{\text{эф}}$ с угловой скоростью

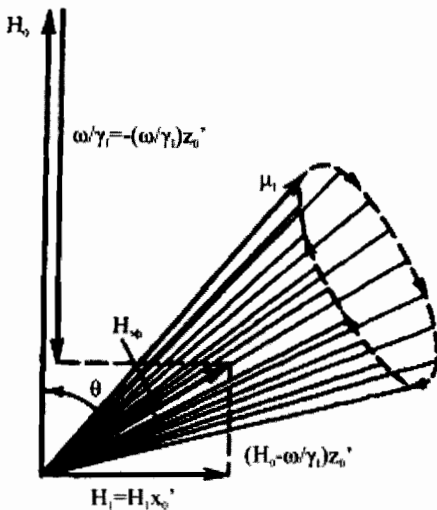


Рис. 2.4. Эффективное поле $H_{эф}$ во вращающейся системе координат и прецессия магнитного момента μ_I вокруг него

$\omega_{эф} = \gamma_I |\hat{H}_{эф}|$. Если рассматривать движение $\hat{\mu}_I$ в неподвижной системе, то к прецессирующему движению вокруг $\hat{H}_{эф}$ нужно добавить прецессию $\hat{\mu}_I$ с угловой скоростью ω вокруг оси z .

При частоте переменного поля, равной резонансному значению, т. е. $\omega = \omega_0 = |\gamma_I| H_0$, эффективное поле становится равным амплитуде высокочастотного поля и совпадает с ним по направлению (рис. 2.5). Магнитный момент ядра $\hat{\mu}_I$ в случае резонанса прецессирует вокруг направления \hat{H}_1 с угловой скоростью $\omega_{эф} = \gamma_I H_1$.

При этом угол $\left[\hat{\mu}_I, \hat{H}_0 \right]$, следо-

вательно, и энергия ядра в магнитном поле попеременно то увеличивается, то уменьшается. В неподвижной (лабораторной) системе координат движение $\hat{\mu}_I$ вокруг \hat{H}_1 дополняется более быстрым (при $H_0 \gg H_1$) прецессионным движением вокруг поля \hat{H}_0 (рис. 2.6).

Подведем итоги проведенного рассмотрения. Магнитный момент ядра, помещенного в постоянное магнитное поле \hat{H}_0 , прецессирует вокруг последнего с частотой $\omega_0 = 2\pi\nu_0 = \gamma_I H_0$. При наложении перпендикулярно \hat{H}_0 переменного (с амплитудой $H_1 \ll H_0$) циркулярно поляризованного поля \hat{H}_1 с частотой ω , равной $\omega_0 = |\gamma_I| H_0$, и направлением вращения \hat{H}_1 , совпадающим с направлением прецессии $\hat{\mu}_I$ вокруг \hat{H}_0 , на магнитный момент ядра в системе координат, вращающейся вместе с \hat{H}_1 , действует пара сил, приводящая к увеличению или уменьшению угла $\left[\hat{\mu}_I, \hat{H}_0 \right]$, т. е. к увеличению или уменьшению энергии ядра в магнитном поле.

Если частота ω поля H_1 отличается от частоты прецессии μ_I вокруг \hat{H}_0 , то изменение угла $\left[\hat{\mu}_I, \hat{H}_0 \right]$, т.е. энергии ядра, происходит в

незначительных пределах, что свидетельствует о неэффективности воздействия поля на движение магнитного момента ядра. Последнее объясняется тем, что при $\omega \neq \omega_0$ фазы прецессионного движения $\vec{\mu}_I$ и вращения переменного поля с течением времени расстраиваются и пределы изменения угла $\left(\vec{\mu}_I, \vec{H}_0\right)$ уменьшаются.

Таким образом, анализ поведения ядра, обладающего магнитным моментом в постоянном и переменном магнитных полях, согласно законам классической механики приводит качественно к тому же результату, что и квантовая механика: ядро эффективно взаимодействует с высокочастотным циркулярно поляризованным магнитным полем, частота которого ω равна резонансному значению $|\gamma_I|H_0$.

Использование вращающейся системы координат дает наглядную интерпретацию процессов переориентации магнитных моментов в методе магнитного резонанса.

Сущность метода магнитного резонанса на молекулярных и атомных пучках

Слегка расходящийся молекулярный атомный пучок, выходящий из источника O , попадает в неоднородное поле магнита A , направленное параллельно оси z , перпендикулярной линии OFD (рис. 2.7). В неоднородном магнитном поле на молекулы пучка действует отклоняющая сила

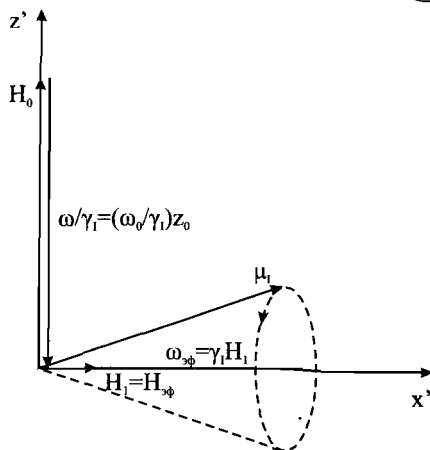


Рис. 2.5. Магнитный момент μ_I и эффективное поле $H_{\text{эф}}$ во вращающейся системе координат при $\omega = \omega_0$

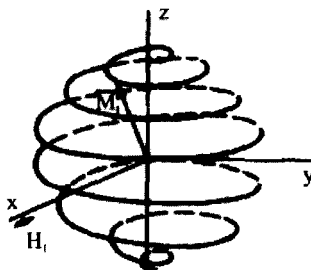


Рис. 2.6. Движение магнитного момента μ_I в неподвижной системе координат

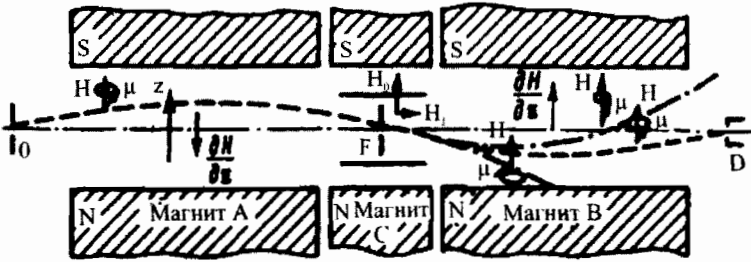


Рис. 2.7. Схема установки по наблюдению магнитного резонанса в молекулярных пучках

$$F_A = \mu_z \frac{\partial H}{\partial z}, \quad (2.26)$$

где μ_z — проекция магнитного момента молекулы (атома) на ось z . Поэтому некоторые из молекул, влетающих в неоднородное поле магнита A под небольшим углом к оси OFD , описывают криволинейную траекторию (на рис. 2.7 обозначена пунктиром) и проходят через коллимирующую щель F . Затем они попадают в поле магнита B , во всех отношениях одинаковое с полем магнита A , но имеющее градиент $\partial H/\partial z$, направленный в противоположную сторону. Поэтому в поле магнита B молекулы будут испытывать силу, направленную противоположно силе F_A . Если в течение времени от момента попадания в поле A до момента выхода из поля B величина μ_z молекулы не изменится, то отклонение, создаваемое магнитом A , компенсируется магнитом B , и все молекулы, прошедшие коллимирующую щель F , достигнут приемника частиц D .

Между магнитами A и B расположен магнит C , создающий однородное поле \vec{H}_0 , направленное также параллельно оси z . Это поле не изменяет траекторию движения молекул

$$\frac{\partial H_0}{\partial z} = 0; \quad F_c = \mu_z \frac{\partial H_0}{\partial z} = 0, \quad (2.27)$$

и фокусировка пучка на щель приемника им не нарушается.

Если теперь перпендикулярно \vec{H}_0 приложить поляризованное по кругу слабое переменное магнитное поле \vec{H}_1 , частота ω которого совпадает с частотой перехода $\gamma_I H_0$ между магнитными уровнями с

энергиями E_1 и E_2 , то будут происходить переходы молекул из состояния с энергией E_1 в состояние E_2 и наоборот, в соответствии с правилами отбора для магнитного квантового числа $\Delta m = \pm 1$. Поскольку такие переходы приводят к изменению μ_z , то сила, действующая на молекулы в поле B , также меняется и фокусировка их нарушается, что уменьшает интенсивность пучка, попадающего в приемник D .

С позиций классической физики постоянное поле \vec{H}_0 магнита C заставляет прецессировать магнитный момент молекул с частотой $|\gamma_I|H_0$. Приложенное перпендикулярно \vec{H}_0 переменное магнитное поле \vec{H}_1 круговой поляризации частотой, равной частоте прецессии магнитного момента, как уже отмечалось, изменяет угол $\left(\vec{\mu}_I, \vec{H}_0\right)$, т. е. проекцию μ_z , что и ведет к расфокусировке молекул в поле магнита B .

На рис. 2.7 штрихпунктиром показаны две траектории молекул, у которых при прохождении поля C изменилась проекция магнитного момента μ_z (у одних она увеличилась, у других — уменьшилась). Заметим в связи с этим, что изменение интенсивности выходного пучка происходит при любых переходах (как с поглощением, так и с излучением).

Работа с установкой, построенной по схеме, изображенной на рис. 2.7, сводится к следующему. Сначала при отсутствии высокочастотного магнитного поля установку юстируют так, чтобы индикатор приемника давал наибольшие показания. Затем включают генератор, создающий высокочастотное поле. Меняя его частоту, регистрируют показания индикатора приемника. Минимум показаний последнего соответствует выполнению условия резонанса: $\omega = |\gamma_I|H_0$. Для снятия резонансной кривой практически удобно менять не частоту, а магнитное поле H_0 , оставляя частоту генератора постоянной. На рис. 2.8 приведена резонансная кривая для ядер Li^7 при измерениях с молекулами LiCl . Резонансные линии переходов согласно резонансному методу молекулярных

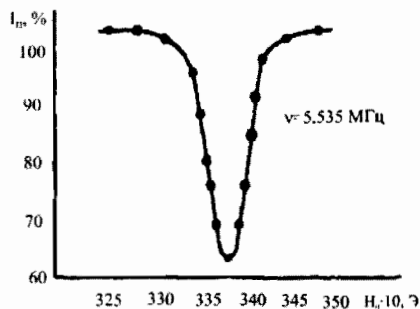


Рис. 2.8. Резонансная кривая для ядер Li^7

пучков, как и любые реальные спектральные линии, имеют конечную ширину. Основным фактором, определяющим ширину линии, здесь является конечное время взаимодействия молекул (атомов) и высокочастотного поля.

Высокочастотное магнитное поле, индуцирующее переходы, представляет собой цуг электромагнитных колебаний (рис. 2.9) с частотой, равной частоте генератора ν_r , возбуждающего поле, и с длительностью τ , равной времени пролета молекулами области, занятой высокочастотным полем. Длительность $\tau = l/v$ (l — длина области, занятой высокочастотным полем; v — скорость молекул). Цуг колебаний, как известно, можно представить в виде набора волн, частота которых лежит в пределах от $\nu_r - \Delta\nu/2$ до $\nu_r + \Delta\nu/2$, где $\Delta\nu = 1/\tau = v/l$. Следовательно, из-за конечности времени пролета молекул через область с высокочастотным полем частотой ν_r переходы молекул индуцируются электромагнитными колебаниями с шириной спектра $\Delta\nu$. Это означает, что если частота перехода равна ν_0 , то индуцированные переходы будут наблюдаться при изменении частоты генератора ν_r в пределах $\nu_0 \pm \Delta\nu/2$, т. е. ширина спектральной линии $\Delta\nu = 1/\tau = v/l$.

Строгий расчет, проведенный по правилам квантовой механики с учетом максвелловского распределения молекул по скоростям, дает величину

$$\Delta\nu = 1,072 \frac{1}{\tau} = 1,072 \frac{\bar{v}}{l} \quad (2.27)$$

(\bar{v} — среднеквадратичная скорость молекул пучка).

Существенное влияние на ширину линии оказывает неоднородность поля в пространстве магнита C , где осуществляется взаимодей-

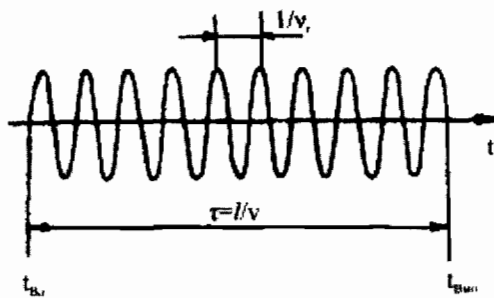


Рис. 2.9. Цуг электромагнитных колебаний

ствие молекул и высокочастотного магнитного поля. Как следует из (2.27), для получения узкой резонансной кривой необходимо иметь большую величину l (обычно $l \sim 50$ см). Однако практически невозможно построить магнит, создающий полностью од-

нородное поле такой протяженности. В неоднородном поле резонансные частоты в разных областях его различны. Поэтому реально ширина линии определяется не конечным временем взаимодействия, а неоднородностью поля магнита C .

Можно исключить влияние неоднородности поля на ширину резонансной линии, если воспользоваться методом Рамзея, называемого также методом раздельных полей. Его суть состоит в следующем: индуцирующие переходы переменное магнитное поле прикладывается не по всей области постоянного поля магнита C , а создается лишь на небольших участках в начале l_1 и в конце l_2 этой области, в середине же ее оно отсутствует (рис. 2.10). Как показывает расчет и подтверждает эксперимент, в рассматриваемом случае при соответствующей длине l_1 и l_2 и правильно подобранных амплитуде и фазе индуцирующего поля резонансные кривые имеют сложный характер с

узким центральным пиком (рис. 2.11). Частота центрального пика равна частоте перехода между магнитными уровнями, определяемыми средним значением магнитного поля в пространстве магнита C . Ширина пика по половинному уровню равна $0,64\bar{v}/l$, где l — расстояние между участками l_1 и l_2 ; \bar{v} — наиболее вероятная скорость молекул пучка.

В соответствии с законами классической физики, суть метода раздельных полей сводится к следующему. Предположим, что молекула, имеющая магнитный момент $\vec{\mu}_I$, входит в область ℓ_0 постоянного магнитного поля \vec{H}_0 , на входной ℓ_1 и выходной ℓ_2 частях которой приложено слабое поле \vec{H}_1 , перпендикулярное H_0 и вращающееся вокруг его направления с круговой частотой $\omega = |\gamma_I|H_0$ (см. рис. 2.10). Под действием поля \vec{H}_0 магнитный момент $\vec{\mu}_I$ прецессирует вокруг направления \vec{H}_0 с частотой $|\gamma_I|H_0$. На участке ℓ_1 под действием поля \vec{H}_1 , частота которого равна частоте прецессии момента $|\gamma_I|H_0$, угол φ между $\vec{\mu}_I$ и \vec{H}_0 будет изменяться с угловой скоростью $\omega_1 = |\gamma_I|H_1$. Если в начале участка ℓ_1 угол $\varphi = 0$, то в конце его

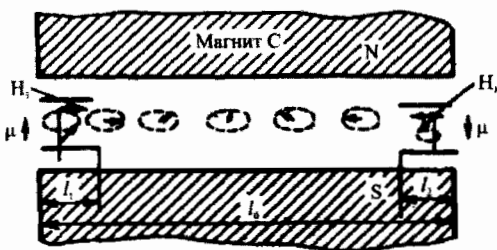


Рис. 2.10. К пояснению метода раздельных полей

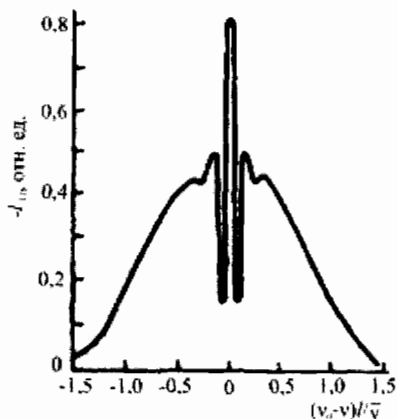


Рис. 2.11. Зависимость интенсивности выходного пучка от частоты

В области между участками ℓ_1 и ℓ_2 на молекулу действует только поле \vec{H}_0 , в котором магнитный момент продолжает прецессировать с частотой $|\gamma_I|H_0$. Когда молекула входит в область ℓ_2 , помимо прецессии $\vec{\mu}_I$ вокруг \vec{H}_0 под действием поля \vec{H}_1 происходит изменение угла φ . При точном равенстве частоты поля \vec{H}_1 средней частоте прецессии $\vec{\mu}_I$ в области между участками ℓ_1 и ℓ_2 не будет наблюдаться относительного фазового сдвига между магнитным моментом и вектором напряженности поля \vec{H}_1 в области ℓ_2 . Если поле \vec{H}_1 на участке ℓ_2 полностью идентично полю \vec{H}_1 на участке ℓ_1 (фазы, частоты и амплитуды их равны) и длины их одинаковы, то второе вращающееся поле приведет к изменению φ , аналогичному полученному в первом участке, т. е. φ увеличится еще на 90° , и полное изменение угла составит 180° , что соответствует полной переориентации магнитного момента.

Если частота ω переменного поля \vec{H}_1 не равна средней частоте прецессии $\vec{\mu}_I$ в поле \vec{H}_0 , то за время прохождения молекулы между участками ℓ_1 и ℓ_2 образуется фазовый угол

$$\varphi = (|\gamma_I|H_0 - \omega)\Delta t_1 = (|\gamma_I|H_0 - \omega)\frac{\ell_0 - 2\ell_1}{v}$$

между векторами вращающегося поля \vec{H}_1 в области ℓ_2 и прецессирующим магнитным моментом $\vec{\mu}_I$, что приведет к неполной переориентации молекул пучка.

$$\varphi = \omega_1 \Delta t = \omega_1 \frac{\ell_1}{v} = |\gamma_I| H_1 \frac{\ell_1}{v}$$

где v — скорость движения молекул; $\Delta t = \frac{\ell_1}{v}$ — время, в течение которого на молекулы одновременно действуют поля \vec{H}_0 и \vec{H}_1 . Подберем амплитуду поля H_1 таким образом, чтобы при пролете молекул через участок ℓ_1 магнитный момент $\vec{\mu}_I$ изменил направление на угол $\varphi = \pi/2$ (из выражения для угла φ следует, что амплитуда поля $H_1 = \frac{\pi}{2} \frac{v}{|\gamma_I| \ell_1}$).

2.2. Ядерный магнитный резонанс в конденсированных средах

Магнитный резонанс, проявляющийся в резонансном взаимодействии переменного магнитного поля и молекул (атомов), помещенных в магнитное поле, может иметь место не только в молекулярных (атомных) пучках, он также обнаруживается и в веществах, находящихся в конденсированном состоянии.

Так, во многих веществах наблюдается магнитный резонанс, связанный с переходами между магнитными уровнями парамагнитного момента электронной оболочки атомов и потому называемый электронным парамагнитным резонансом (ЭПР). Открытие явления ЭПР принадлежит российскому ученому Е.К. Завойскому, который выполнил (1944 г.) первые экспериментальные исследования и обнаружил явление магнитного резонанса в парамагнитных кристаллах.

В средах, электронные оболочки молекул и атомов которых диамагнитны, может проявляться магнитный резонанс, обусловленный переходами между энергетическими уровнями, определяемыми взаимодействием магнитного момента ядер и магнитного поля, — так называемый ядерный резонанс (ЯМР). Первые наблюдения ЯМР в конденсированных средах были проведены в 1946 г. одновременно двумя независимыми группами исследователей, руководимыми Ф. Блохом и Е. Парселом в США. Магнитный резонанс в конденсированных средах находит широкое использование в квантовой электронике, являясь, по существу, одним из наиболее эффективных методов. ЭПР и ЯМР позволяют получать сведения об энергетической структуре веществ, о релаксационных процессах в них, о внутренних полях кристаллов, о строении молекул и т.д. Методы ЭПР и ЯМР служат основой создания квантовых магнитометров, малошумящих усилителей и других приборов.

Макроскопическая теория ядерного магнитного резонанса

Явление ядерного магнитного резонанса для невзаимодействующих ядер (рассмотрено в предыдущем разделе) заключается в том, что ядра эффективно взаимодействуют лишь с переменным полем круговой поляризации, частота которого равна $|\gamma_I|H_0$, т. е. частоте перехода

между соседними уровнями энергии магнитного момента ядра в поле \vec{H}_0 . С позиций классической физики, поле \vec{H}_0 вызывает прецессию магнитного момента ядра $\vec{\mu}_I$ с ларморовой частотой $\omega_0 = \gamma_I H_0$. Переменное магнитное поле с малой амплитудой \vec{H}_1 , направленное перпендикулярно \vec{H}_0 и вращающееся с частотой $\omega = \omega_0$ в направлении прецессии магнитного момента, вызывает увеличение или уменьшение угла между \vec{H}_0 и $\vec{\mu}_I$, что связано с передачей энергии от ядра полю \vec{H}_1 или, наоборот, от поля \vec{H}_1 ядру.

Ядерный магнитный резонанс в конденсированных средах исследуют на микроскопических объемах образца, содержащих большое число ядер. Изучение явления ЯМР в твердых, жидких и газообразных средах основывается на наблюдении за взаимодействием электромагнитного поля и образца исследуемого вещества. Описывают это взаимодействие на основе использования понятия макроскопической намагниченности \vec{M} . Под намагниченностью \vec{M} понимают магнитный момент единицы объема вещества. Она равна сумме векторов магнитных моментов ядер $\vec{\mu}_i$, содержащихся в единице объема:

$$\vec{M} = \sum_i \vec{\mu}_i. \quad (2.28)$$

В отсутствие магнитного поля \vec{H}_0 при тепловом равновесии ядер ориентации моментов $\vec{\mu}_i$ равномерно распределены в пространстве, следовательно, результирующая намагниченность \vec{M} равна нулю.

Если вещество находится в постоянном магнитном поле \vec{H}_0 , то, согласно квантовой механике, магнитные моменты ядер так ориентируются относительно направления этого поля, что их проекции принимают значения $\gamma_I \frac{h}{2\pi} m_I$ ($m_I = I, I-1, \dots, -1$), соответствующие определенным величинам энергии уровней ядра в магнитном поле:

$$E = -\gamma_I \frac{h}{2\pi} m_I H_0.$$

В начальные моменты времени после включения магнитного поля распределение числа магнитных ядер по уровням будет равномерным. Это значит, что число ядер, имеющих проекцию $\mu_z = \gamma_I \frac{h}{2\pi} m_I$, и число ядер, имеющих равную и противоположную ей проекцию

$\mu_z = -\gamma_I \frac{\hbar}{2\pi} m_I$, одинаковы. Следовательно, намагниченность среды в данном случае будет равна нулю.

С течением времени после включения поля \vec{H}_0 распределение ядер по уровням в образце благодаря спин-спиновому и спин-решеточному* взаимодействиям будет стремиться к равновесному состоянию, определяемому температурой образца с равновероятным распределением фаз прецессии их магнитных моментов вокруг поля H_0 . При тепловом равновесии распределение ядер по энергетическим уровням подчиняется закону Больцмана. Из него следует, что на уровнях с меньшей энергией находится большее число ядер. Поэтому количество ядер, проекция магнитных моментов которых имеет положительное значение, будет несколько больше числа ядер с отрицательным значением проекции момента. В результате появляется отличная от нуля, направленная по полю \vec{H}_0 намагниченность \vec{M}_0 . Статическая намагниченность определяется по формуле Кюри

$$\vec{M}_0 = \frac{I+1}{I} \cdot \frac{N\mu_I^2}{3kT} \vec{H}_0 = \chi_0 \vec{H}_0, \quad (2.29)$$

где $\chi_0 = \frac{(I+1)N\mu_I^2}{I3kT}$ – статическая ядерная магнитная восприимчивость; N – число ядер в единице объема; T – температура образца.

Если систему вывести внешним воздействием из теплового равновесия с решеткой, намагниченность будет отличаться от стационарного значения \vec{M}_0 , т. е. $M_z \neq M_0$ и $M_{\perp} \neq 0$ (M_{\perp} – составляющая намагниченности, перпендикулярная оси z – направлению поля \vec{H}_0). При выключении внешнего воздействия намагниченность благодаря релаксационным процессам будет стремиться вернуться к стационарному значению, когда $M_z = M_0$, $M_{\perp} = 0$. Согласно экспериментальным данным, считают, что M_z и M_{\perp} при стремлении к стационарному значению изменяются по экспоненциальному за-

* Спин-спиновое взаимодействие – это взаимодействие между ядерными моментами, а спин-решеточное – между спинами ядер и решеткой. Под решеткой понимают все степени свободы частиц за исключением самих спиновых ориентаций. В этом смысле о решетке говорят как в случае твердых, так и жидких, и газообразных образцов.

кону с характерными временами T_1 и T_2 , что в дифференциальной форме означает следующее:

$$\frac{dM_z}{dt} = -\frac{M_z - M_0}{T_1}, \quad (2.30)$$

$$\frac{dM_x}{dt} = -\frac{M_x}{T_2}; \quad (2.31)$$

$$\frac{dM_y}{dt} = -\frac{M_y}{T_2}. \quad (2.32)$$

Параметр T_1 есть время продольной релаксации, или время спин-решеточной релаксации; T_2 – время поперечной релаксации, или время спин-спиновой релаксации.

Рассмотрим систему, состоящую из большого числа одинаковых слабозаимодействующих между собой и решеткой ядер, находящуюся в поле \vec{H} . Для каждого i -го ядра справедливо уравнение (2.13)

$$\frac{d\vec{\mu}_i}{dt} = \gamma_i [\vec{\mu}_i \times \vec{H}]. \quad (2.33)$$

Суммируя (2.33) по единице объема, находим уравнение намагниченности \vec{M} системы

$$\frac{d}{dt} \sum_i \vec{\mu}_i = \frac{d}{dt} \vec{M} = \gamma_I \left[\sum_i \vec{\mu}_i \times \vec{H} \right] = \gamma_I [\vec{M} \times \vec{H}], \quad (2.34)$$

т. е. для намагниченности получаем такое же уравнение, как и для магнитного момента ядра (2.13). Векторное уравнение (2.34) эквивалентно следующим трем уравнениям для декартовых составляющих намагниченности:

$$\frac{dM_x}{dt} = \gamma_I (M_y H_z - M_z H_y); \quad (2.35)$$

$$\frac{dM_y}{dt} = \gamma_I (M_z H_x - M_x H_z); \quad (2.36)$$

$$\frac{dM_z}{dt} = \gamma_I (M_x H_y - M_y H_x). \quad (2.37)$$

Однако система (2.35)–(2.37) намагнитченности реального образца является не совсем полной, так как правые части уравнений учитывают лишь изменение намагнитченности в результате взаимодействия с полем и не учитывают изменение \vec{M} , происходящее из-за процессов релаксации. Полную систему уравнений для намагнитченности получим из (2.35)–(2.37), дополнив правые части релаксационными членами:

$$\frac{dM_x}{dt} = \gamma_I (M_y H_z - M_z H_y) - \frac{M_x}{T_2}; \quad (2.38)$$

$$\frac{dM_y}{dt} = \gamma_I (M_z H_x - M_x H_z) - \frac{M_y}{T_2}; \quad (2.39)$$

$$\frac{dM_z}{dt} = \gamma_I (M_x H_y - M_y H_x) - \frac{M_z - M_0}{T_1}. \quad (2.40)$$

Дифференциальные уравнения (2.38)–(2.40) называют уравнениями Блоха. Сравнение выводов, полученных на основе решения уравнений Блоха, с экспериментальными результатами показывает, что они достаточно хорошо описывают явления, происходящие в жидких образцах. Решим уравнения Блоха для случая, когда декартовы составляющие поля \vec{H} имеют следующие значения:

$$H_x = H_1 \cos \omega t; \quad H_y = \pm H_1 \sin \omega t; \quad H_z = H_0. \quad (2.41)$$

Такая комбинация полей используется в экспериментах по ядерному магнитному резонансу. Составляющие H_x и H_y представляют собой переменное магнитное поле в плоскости, перпендикулярной полю \vec{H}_0 , вращающееся в направлении, в котором происходит прецессия магнитных моментов ядер (знак «минус» у компоненты H_y соответствует ядрам с $\gamma_I > 0$, а «плюс» — ядрам с $\gamma_I < 0$). Реально используется не вращающееся, а линейно поляризованное поле $H_x = 2H_1 \cos \omega t$, которое представляет собой два поля, враща-

ющихся в разные стороны с частотой ω и амплитудой H_1 . Подставив (2.41) в (2.38)–(2.40), получим

$$\frac{dM_x}{dt} = \gamma_I (M_y H_0 \pm M_z H_1 \sin \omega t) - \frac{M_x}{T_2}; \quad (2.42)$$

$$\frac{dM_y}{dt} = \gamma_I (M_z H_1 \cos \omega t - M_x H_0) - \frac{M_y}{T_2}; \quad (2.43)$$

$$\frac{dM_z}{dt} = \gamma_I (\pm M_x H_1 \sin \omega t - M_y H_1 \cos \omega t) - \frac{M_z - M_0}{T_1}. \quad (2.44)$$

Для решения этой систем уравнений удобно воспользоваться новой системой координат x', y', z' , в которой ось x' совпадает с направлением вращающегося поля \vec{H}_1 , а система, следовательно, вращается с частотой ω вокруг оси z (рис. 2.12). Составляющие $M_{x'}$ и $M_{y'}$ в системе (2.42)–(2.44) связаны с составляющими M_x и M_y в неподвижной системе следующими соотношениями:

$$M_x = M_{x'} \cos \omega t \pm M_{y'} \sin \omega t; \quad (2.45)$$

$$M_y = M_{x'} \sin \omega t \pm M_{y'} \cos \omega t.$$

Обычно вводят обозначения

$$M_{x'} = u; \quad \pm M_{y'} = -v; \quad (2.46)$$

тогда уравнения (2.45) принимают вид

$$M_x = u \cos \omega t - v \sin \omega t;$$

$$M_y = \pm (u \sin \omega t + v \cos \omega t). \quad (2.47)$$

Подставив эти соотношения в (2.41)–(2.44) и приравняв коэффициенты при $\sin \omega t$ и $\cos \omega t$ нулю, получим

$$\frac{dv}{dt} + \frac{u}{T_2} + \Delta \omega v = 0;$$

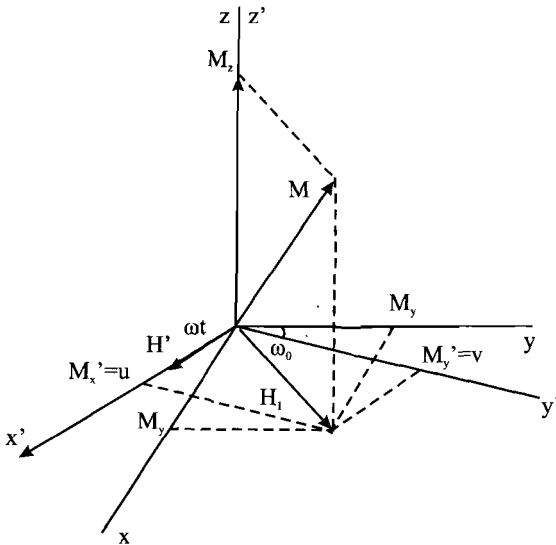


Рис. 2.12. Составляющая намагниченности в неподвижной и вращающейся системах координат

$$\frac{dv}{dt} + \frac{v}{T_2} - \Delta\omega u + |\gamma_I| H_1 M_z = 0; \quad (2.48)$$

$$\frac{dM_z}{dt} + \frac{M_z}{T_1} - |\gamma_I| H_1 v = \frac{M_0}{T_1},$$

где $\Delta\omega = |\gamma_I| H_0 - \omega = \omega_0 - \omega$.

При экспериментальном исследовании ЯМР изменяют либо частоту ω переменного поля H_1 , либо поле H_0 (т. е. изменяют лармовскую частоту $\omega_0 = \gamma_I H_0$ прецессии ядер) и наблюдают за изменением поперечной намагниченности при прохождении через резонанс $\omega = \omega_0$.

Рассмотрим решение системы уравнений (2.48) при медленном прохождении через резонанс. Будем считать, что ω или H_0 меняется настолько медленно, что время прохождения через резонанс оказывается велико по сравнению с временами релаксации. Тогда в (2.48) можно пренебречь членами dM_z/dt , du/dt и dv/dt по сравнению с остальными. В результате получим систему алгебраических уравнений

$$\frac{u}{T_2} + \Delta\omega v = 0;$$

$$\frac{v}{T_2} - \Delta\omega u + |\gamma_I| H_1 M_z = 0;$$
(2.49)

$$\frac{M_z}{T_1} - |\gamma_I| H_1 v = \frac{M_0}{T_1},$$

решив ее, имеем

$$u = \frac{|\gamma_I| H_1 T_2 \Delta\omega M_0}{1 + (T_2 \Delta\omega)^2 + \gamma_I^2 H_1^2 T_1 T_2};$$

$$v = \frac{-|\gamma_I| H_1 T_2 M_0}{1 + (T_2 \Delta\omega)^2 + \gamma_I^2 H_1^2 T_1 T_2};$$
(2.50)

$$M_z = \frac{[1 + (T_2 \Delta\omega)^2] M_0}{1 + (T_2 \Delta\omega)^2 + \gamma_I^2 H_1^2 T_1 T_2}.$$

При экспериментальном исследовании интерес представляют величины v и u , первая из которых определяет поглощение энергии высокочастотного поля веществом, а вторая характеризует его дисперсию. С точностью до постоянной v представляет собой мнимую часть динамической восприимчивости, а u — ее вещественную часть. Убедимся в этом.

Магнитная восприимчивость для переменного поля, или просто динамическая восприимчивость χ , в общем случае является комплексной величиной, определяется посредством соотношения

$$M_x = \dot{\chi} \dot{H}_x = (\chi' - i\chi'') \dot{H}_x,$$
(2.51)

где \dot{H}_x — комплексная амплитуда высокочастотного магнитного поля, под действием которого возникает намагниченность с комплексной амплитудой \dot{M}_x ; χ' и χ'' соответственно вещественная и мнимая части восприимчивости $\dot{\chi}$.

В рассматриваемой задаче полагалось, что на ядра образца действует поле

$$H_x = 2H_1 \cos \omega t, \quad (2.52)$$

или, в комплексной записи*, $\dot{H}_x = 2H_1$. Подставим \dot{H}_x в (2.51) и перейдем согласно общему правилу от комплексных амплитуд к мгновенным значениям:

$$\begin{aligned} M_x &= \text{Re } \dot{M}_x e^{i\omega t} = \text{Re } 2H_1 (\chi' - i\chi'') e^{i\omega t} = \\ &= 2H_1 \chi' \cos \omega t + 2H_1 \chi'' \sin \omega t. \end{aligned} \quad (2.53)$$

Сравнив эту формулу с (2.47), получим

$$-v = 2H_1 \chi''; \quad u = 2H_1 \chi', \quad (2.54)$$

или

$$\chi' = \frac{u}{2H_1}; \quad \chi'' = -\frac{v}{2H_1}, \quad (2.55)$$

что и требовалось доказать.

Из теории магнетизма известно, что при наличии разности фаз между полем и намагниченностью происходит поглощение энергии, и мощность P , выделяемая в единице объема вещества, описывается выражением

$$P = \frac{\omega}{2\pi} \int_0^{2\pi/\omega} H_x \frac{dM_x}{dt} dt. \quad (2.56)$$

Подставляя в это уравнение (2.51) и (2.52) и учитывая (2.55), получаем

$$\begin{aligned} P &= \frac{\omega}{2\pi} \int_0^{2\pi/\omega} 2H_1 \cos \omega t (-2H_1 \chi' \omega \sin \omega t + 2H_1 \chi'' \omega \cos \omega t) dt = \\ &= 2\omega \chi'' H_1^2 = -\omega v H_1. \end{aligned} \quad (2.57)$$

* Напомним, для функции времени $M(t) = A \cos \omega t + B \sin \omega t$ комплексная амплитуда равна $\dot{M} = A - iB$. Действительно, по определению,

$$M(t) = \text{Re } \dot{M} \exp(i\omega t) = \text{Re}(A - iB)(\cos \omega t + i \sin \omega t) = A \cos \omega t + B \sin \omega t.$$

Итак, действительно, ν (или χ'') определяет поглощение энергии высокочастотного поля исследуемым образцом.

Рассмотрим поведение величин ν и u в зависимости от расстройки $\Delta\omega$ (рис. 2.13). Из формулы (2.50) следует, что $|\nu|$ является четной функцией относительно $\Delta\omega$. Она максимальна при $\Delta\omega=0$, т. е. при резонансе $\omega=\gamma_I H_0$:

$$|\nu|_{\max} = \frac{|\gamma_I| H_1 T_2}{1 + \gamma_I^2 H_1^2 T_1 T_2} \cdot M_0.$$

Отсюда видно, что при малых H_1 значение $|\nu|_{\max}$ увеличивается пропорционально H_1 , но затем его возрастание замедляется, достигая при $\gamma_I^2 H_1^2 T_1 T_2 = 1$ наибольшего значения $|\nu|_{\max \max} = \frac{1}{2} \sqrt{T_2/T_1} M_0$.

Дальнейшее увеличение приводит к уменьшению $|\nu|_{\max}$ до нуля. Физически такое поведение ν объясняется тем, что с увеличением H_1 выравниваются населенности энергетических уровней, как говорят, происходит насыщение спиновой системы. Степень выравнивания населенностей зависит от соотношения между временами $T_1 T_2$ и H_1 . Чем интенсивнее релаксационные процессы, т. е. чем меньше $T_1 T_2$, тем большую амплитуду поля H_1 необходимо иметь, чтобы добиться насыщения. Функция u , в отличие от ν , является нечетной относительно $\Delta\omega$ и равна нулю при $\Delta\omega=0$.

При увеличении $\Delta\omega$ от нуля u вначале возрастает, достигая максимума при $\Delta\omega T_2 = \sqrt{1 + \gamma_I^2 H_1^2 T_1 T_2}$, и затем стремится к нулю.

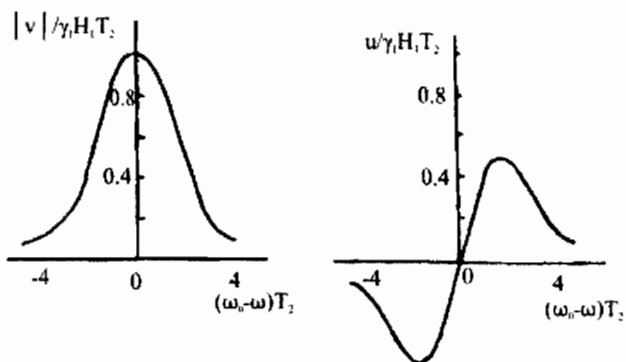


Рис. 2.13. Зависимость величин ν и u от расстройки $\Delta\omega$

Методы наблюдения ЯМР

Экспериментальное исследование ЯМР в конденсированных фазах основывается на наблюдении за сигналами, возникающими благодаря поперечной ядерной намагниченности. Существует несколько методов наблюдения ЯМР. Среди них широкое применение нашли способы, основанные на использовании изменения параметров катушки индуктивности, вызываемые в области резонанса изменением динамической восприимчивости образца, который помещен внутри нее. К ним можно отнести так называемые мостовые и автодинные методы.

Блок-схема спектрометра ЯМР, построенного по мостовой схеме, приведена на рис. 2.14, а. Основной спектрометра является радиочастотный двойной T -образный мост, питаемый высокочастотным генератором 1. Катушка индуктивности L моста с находящимся в ней исследуемым образцом 2 помещена в поле магнита 3, на полюсные наконечники которого намотаны катушки 4 для модуляции поля, осуществляемой посредством генератора низкой частоты 5. Балансировка моста по амплитуде и фазе производится емкостями C_2 и C_2' . Практически точную балансировку моста не осуществляют, поскольку если мост полностью сбалансирован, то при прохождении резонанса напряжение на его выходе пропорционально сигналу ЯМР:

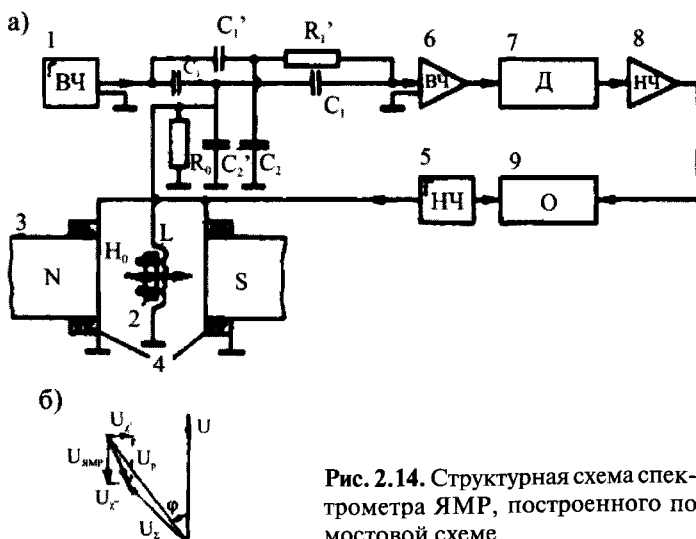


Рис. 2.14. Структурная схема спектрометра ЯМР, построенного по мостовой схеме

$\vec{U}_{\text{явр}} = \vec{U}_{\chi'} + i\vec{U}_{\chi''}$, где $\vec{U}_{\chi'}$ – составляющая напряжения на выходе моста, пропорциональная χ' и совпадающая по фазе с напряженностью магнитного поля H_1 в катушке L ; $\vec{U}_{\chi''}$ – составляющая напряжения, пропорциональная χ'' и опережающая поле H_1 на угол $\pi/2$.

Такой сигнал, пройдя через усилитель высокой частоты 6, детектор 7, усилитель низкой частоты 8, попадает на осциллограф 9, отклонение луча которого пропорционально модулю напряжения:

$|\vec{U}_{\text{явр}}| = \sqrt{\vec{U}_{\chi'}^2 + \vec{U}_{\chi''}^2}$, т. е. будет зарегистрирована смесь сигнала поглощения и дисперсии, что неудобно для аналитической обработки результата эксперимента. Необходимо, чтобы регистрировался либо сигнал поглощения, либо сигнал дисперсии. Для этого к напряжению $\vec{U}_{\text{явр}}$ добавляют дополнительное напряжение \vec{U}_p с выхода генератора высокой частоты (практически просто за счет разбаланса моста). Тогда на вход усилителя высокой частоты поступает суммарное напряжение $\vec{U}_{\Sigma} = \vec{U}_{\text{явр}} + \vec{U}_p$. Векторная диаграмма этих напряжений показана на рис. 2.14,б (\vec{U}_{Σ} – вектор переменного напряжения на катушке). Величину напряжения \vec{U}_p выбирают таким образом, чтобы $|\vec{U}_p| \gg |\vec{U}_{\text{явр}}|$. Тогда, согласно рис. 2.14, можно записать

$$|\vec{U}_{\Sigma}| = |\vec{U}_p| - U_{\chi'} \sin \varphi - U_{\chi''} \cos \varphi, \quad (2.58)$$

где φ – угол сдвига между переменным магнитным полем катушки и напряжением \vec{U}_p .

Для получения однозначного сигнала возможно два случая:

а) $\varphi = 0, \pi$ – амплитудный разбаланс. При этом напряжение, поступающее на выход усилителя высокой частоты, $|\vec{U}_{\Sigma}| = |\vec{U}_p| \pm U_{\chi''}$. Значит, изменение напряжения $|\vec{U}_{\Sigma}|$ пропорционально сигналу поглощения. Луч осциллографа будет вычерчивать кривую поглощения $v(\chi'')$;

б) $\varphi = \pi/2, 3\pi/2$ – фазовый разбаланс. Напряжение на выходе усилителя высокой частоты $|\vec{U}_{\Sigma}| = |\vec{U}_p| \pm U_{\chi'}$. Изменение напряжения U_{Σ} пропорционально сигналу дисперсии. На экране осциллографа будет наблюдаться кривая дисперсии $u(\chi')$.

Согласно автодинному методу, для регистрации ядерного магнитного резонанса используется генератор слабых колебаний. На рис. 2.15 приведена блок-схема спектрометра с автодинным методом наблюдения ЯМР. Катушка L с исследуемым образцом 1 является

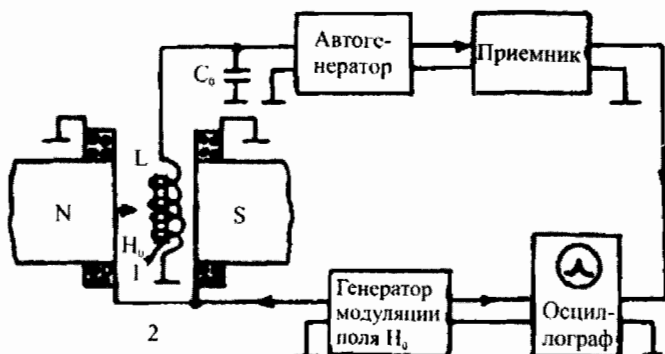


Рис. 2.15. Структурная схема спектрометра с автоиндным методом наблюдения ЯМР

частью колебательного контура радиочастотного автогенератора. Параметры схемы выбирают таким образом, чтобы он работал в режиме малых колебаний (требование отсутствия насыщения в исследуемом образце) и был чувствителен к небольшим изменениям добротности. Генератор низкой частоты с помощью катушек 2 осуществляет модуляцию магнитного поля. При прохождении магнитным полем области резонанса изменяется магнитная восприимчивость образца и, следовательно, активное и реактивное сопротивления контура, что приводит к изменению амплитуды и частоты колебаний радиочастотного генератора. Периодическое прохождение области резонанса вызывает амплитудную и частотную модуляцию генерируемых высокочастотных колебаний. В зависимости от используемого приемника (частотно-модулированные или амплитудно-модулированные колебания) спектрометр регистрирует либо сигнал дисперсии, либо поглощения.

Кроме мостовых и автоиндных методов, для исследования ЯМР применяют метод скрещенных катушек Блоха (рис. 2.16): используют две катушки L_1 и L_2 , оси которых перпендикулярны между собой и магнитному полю \vec{H}_0 . Катушка L_1 , называемая передающей, присоединяется к генератору высокой частоты. Катушка L_2 – приемная, в нее помещают исследуемый образец. Под действием переменного магнитного поля передающей катушки в момент резонанса суммарный вектор ядерной намагниченности образца I прецессирует с частотой поля. Переменный магнитный поток, возникаю-

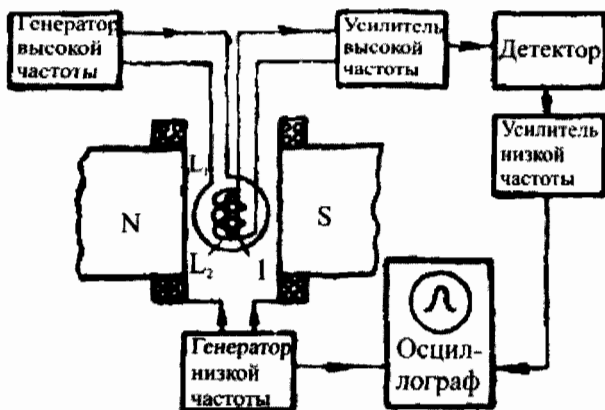


Рис. 2.16. Структурная схема спектрометра ЯМР с использованием скрещенных катушек Блоха

щий в результате прецессии этого вектора, наводит в приемной катушке ЭДС, которая и представляет собой сигнал ЯМР. Если катушки передатчика и приемника строго перпендикулярны, в приемную катушку наводится только сигнал, пропорциональный M_{\perp} , т. е. сигнал, пропорциональный $\sqrt{u^2 + v^2}$. Для получения отдельно сигналов поглощения и дисперсии применяют способ, аналогичный тому, который используется в мостовом методе: вводят на вход приемника дополнительное напряжение в соответствующей фазе путем небольшого разворота катушек от перпендикулярного положения.

Во всех рассмотренных спектрометрах ЯМР применяются стационарные методы наблюдения резонанса, характерной особенностью которых является непрерывность приложенного к образцу высокочастотного магнитного поля.

Ядерный магнитный резонанс изучают также с помощью импульсных методов, в их основе лежит так называемое явление спинового эха. Как уже отмечалось, если ядерный магнитный момент образца вывести из равновесия, он будет прецессировать вокруг направления магнитного поля \vec{H}_0 с частотой $\gamma_1 H_0$. Вследствие релаксационных процессов с течением времени вектор намагниченности будет стремиться к равновесному положению, в котором он имеет направление, совпадающее с полем \vec{H}_0 .

Пусть на образец, помещенный в магнитное поле \vec{H}_0 и находящийся в состоянии термодинамического равновесия, в некоторый

момент с помощью катушки L с током, ось которой перпендикулярна \vec{H}_0 , накладывается переменное поле \vec{H}_1 в виде кратковременного радиоимпульса с частотой заполнения, равной резонансной частоте $\gamma_1 H_0$. В системе координат ось z которой совпадает с направлением поля \vec{H}_0 и вращающейся вокруг него с угловой скоростью $\omega_0 = \gamma_1 H_0$ на вектор намагниченности \vec{M} , как показано выше, действует поле $\vec{H}_{эф} = \vec{H}_1$. Вектор \vec{M} в этой системе координат прецессирует с угловой скоростью $\omega_1 = \gamma_1 H_1$ вокруг поля \vec{H}_1 (рис. 2.17, а). Если длительность импульса t_1 такова, что $\omega_1 t_1 = \pi/2$, то вектор \vec{M} в результате прецессии повернется на 90° и будет перпендикулярен полю \vec{H}_0 . Радиочастотный импульс, поворачивающий вектор \vec{M} на 90° , называют 90-градусным импульсом.

По окончании 90-градусного импульса вектор намагниченности \vec{M} прецессирует (в неподвижной системе координат) вокруг поля \vec{H}_0 в плоскости, перпендикулярной ему. В катушке L индуцируется ЭДС. С течением времени величина ее будет монотонно падать. Ослабление сигнала индукции обусловлено уменьшением величины M_\perp . Последнее связано, во-первых, с естественной поперечной релаксацией, описываемой постоянной времени T_2 , и, во-вторых, с неоднородностью постоянного магнитного поля \vec{H}_0 . Если бы поле \vec{H}_0 было строго однородным, то затухание ЭДС ядерной индукции происходило бы по экспоненциальному закону с постоянной времени T_2 , что и позволило бы определить ее.

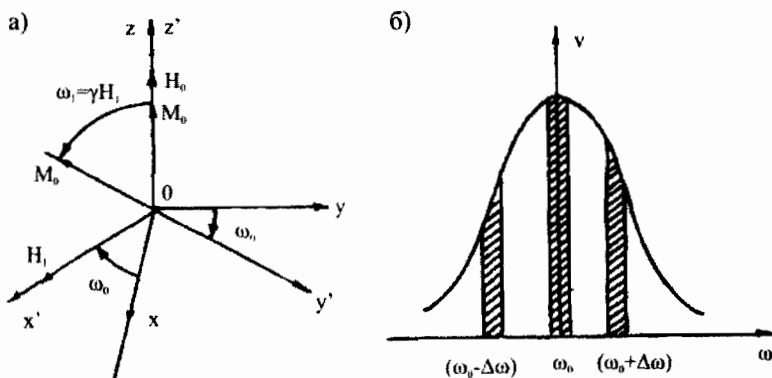


Рис. 2.17. а) Прецессия вектора намагниченности M_0 во вращающейся системе координат вокруг вектора поля H . б) Изохрома в неоднородно уширенной линии магнитного резонанса

Однако реальное поле \vec{H}_0 всегда неоднородно, т. е. в некоторых элементарных объемах образца оно больше, в других несколько меньше среднего значения. Результирующий вектор магнитного момента \vec{M} всего образца определяется геометрической суммой ядерных моментов его элементарных объемов. Непосредственно после окончания 90-градусного импульса магнитные моменты элементарных объемов практически совпадают по направлению с результирующим вектором магнитного момента образца, по величине равным \vec{M} — суммарному магнитному моменту, который имел образец до начала действия этого импульса, находясь в термодинамическом равновесии*.

Из-за неоднородности поля \vec{H}_0 прецессия магнитных моментов \vec{M}_i элементарных объемов V_i образца вокруг направления поля \vec{H}_0 происходит с разными угловыми скоростями ω_i . Для одних объемов ω_i превышает среднюю скорость прецессии ω_{cp} , для других $\omega_i < \omega_{cp}$. Во вращающейся системе координат, движущейся со средней угловой частотой, это соответствует тому, что каждый вектор \vec{M}_i вращается со своей скоростью, равной разности $\omega_i - \omega_{cp}$, либо по часовой, либо против часовой стрелки — в зависимости от знака этой разности.

На рис. 2.18 показано расположение магнитных моментов отдельных элементарных объемов в разные моменты времени: $t = t_1$, $t = \tau > t_1$ и $t = t_2 > \tau$. С течением времени результирующий магнитный момент образца $\vec{M} = \sum_i \vec{M}_i$ (а, следовательно, и ЭДС, наводимая в катушку L) из-за расфазировки магнитных моментов элементарных объемов, а также процесса их естественной релаксации уменьшается. К некоторому моменту времени τ наступает их полная расфазировка и \vec{M} обращается в нуль. Из формы ЭДС, наводимой в катушке L , при этом практически трудно получить какую-либо количественную информацию о времени релаксации T_2 .

Однако если после исчезновения ЭДС, наводимой в катушке, в момент τ подать в нее импульс тока резонансной частоты и длительностью, в два раза большей первоначального 90-градусного импульса, т. е. 180-градусный импульс, а затем многократно воздействовать

* Считается, что длительность 90-градусного импульса $t_1 \ll T_1, T_2$ так что релаксационные процессы за время действия этого импульса не оказывают заметного действия на систему ядерных спинов, и неоднородность поля $|\Delta H| \ll H_1$ (H_1 — амплитуда поля 90-градусного импульса).

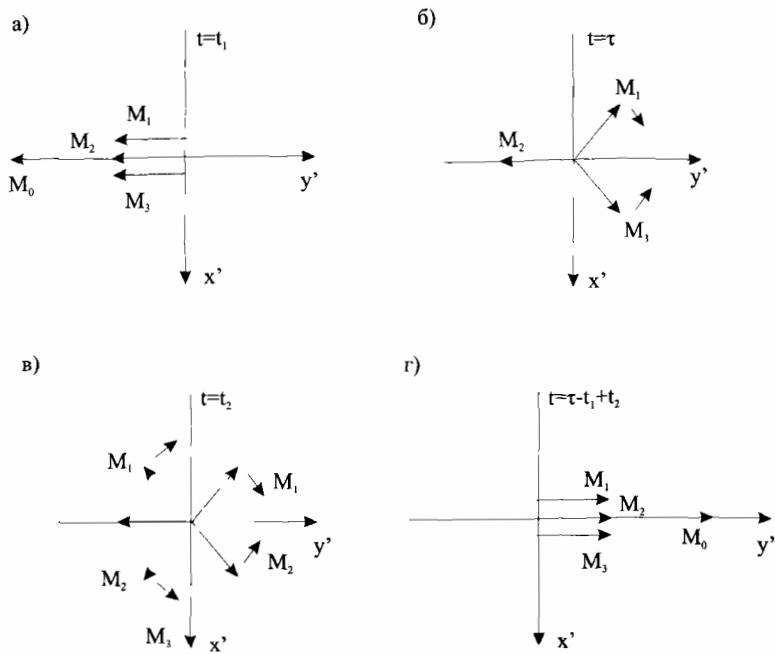


Рис. 2.18. Расположение магнитных моментов отдельных элементарных объемов образца в разные моменты времени

такими импульсами через промежутки времени, равные $2(\tau - t_1)$, то по сигналу, наведенному прецессирующим ядерным моментом в катушке, можно определить время T_2 .

Итак, допустим, что после полной расфазировки отдельных моментов на образец воздействуют 180-градусным импульсом радиочастотного магнитного поля. При этом каждый из векторов \vec{M}_i повернется вокруг поля \vec{H}_1 , на 180° . На рис. 2.18,б показано положение векторов в начале (сплошные линии) и в конце (пунктирные линии) 180-градусного импульса. Видно, что порядок расположения векторов \vec{M}_i сменился на противоположный. Поскольку направление вращения векторов остается неизменным (оно зависит только от постоянного поля), то они будут постепенно фазироваться, и для полной фазировки потребуется такой же промежуток времени t_0 , какой затрачен был для их расфазировки. Следовательно, в момент $t = t_2 + t_0$ векторы \vec{M}_i станут параллельными друг другу и в образце возникнет магнитный момент, равный $\sum_i |\vec{M}_i|$, который наведет в

катушке сигнал, называемый спиновым эхом. После момента $t = t_2 + t_0$ векторы расходятся, сигнал в катушке уменьшается и при полной расфазировке векторов \vec{M}_i он становится равным нулю. Если в момент $t = t_2 + 2t_0$ подать снова 180-градусный импульс, то при $t = t_2 + 2t_1 + 3t_0$ в катушке L будет наблюдаться максимум сигнала спинового эха и т. д.

На рис. 2.19,а показаны схематически сигнал спинового эха и возбуждающие импульсы. Амплитуда сигналов спинового эха из-за релаксации уменьшается с постоянной времени T_2 . Так что наблюдение сигнала спинового эха позволяет достаточно просто определять времена спин-спиновой релаксации.

Приведенное ранее качественное объяснение возникновения сигнала спада свободной индукции и спинового эха подтверждается результатами решения уравнений (2.48) для нестационарного случая при воздействии на образец радиочастотных импульсов с резонансной частотой заполнения. Решение приведем для случая неоднородно уширенной линии магнитного резонанса и ряда упрощающих решение задачи предположений. Неоднородность уширения линии магнитного резонанса может быть обусловлена как неоднородностью внешнего постоянного магнитного поля, в котором находится исследуемое вещество, так и неоднородностью внутренних локальных полей для твердых веществ (в газах это эффект Доплера). Из множества групп ядер, имеющих одинаковое значение резонансной частоты в пределах однородного уширения линии магнитного резонанса, выберем три и назовем их изохроматами. Центральная изохромата ($\Delta\omega = 0$) и две изохроматы с $\pm\Delta\omega$ показаны на рис. 2.17,б. Предположим, что длительности импульсов и паузы между ними много меньше T_2 и T_1 , тогда, считая $T_1 = T_2 \rightarrow \infty$ из (2.48), получим следующую систему уравнений:

$$\begin{aligned} \dot{u} &= -v\Delta\omega; \\ \dot{v} &= u\Delta\omega - \omega_1 M_z; \\ \dot{M}_z &= v\omega_1, \end{aligned} \quad (2.59)$$

где $\omega_1 = \gamma H_1$. Рассмотрим случай, когда спиновая система подвергается воздействию двух радиоимпульсов на частоте ЯМР (см.

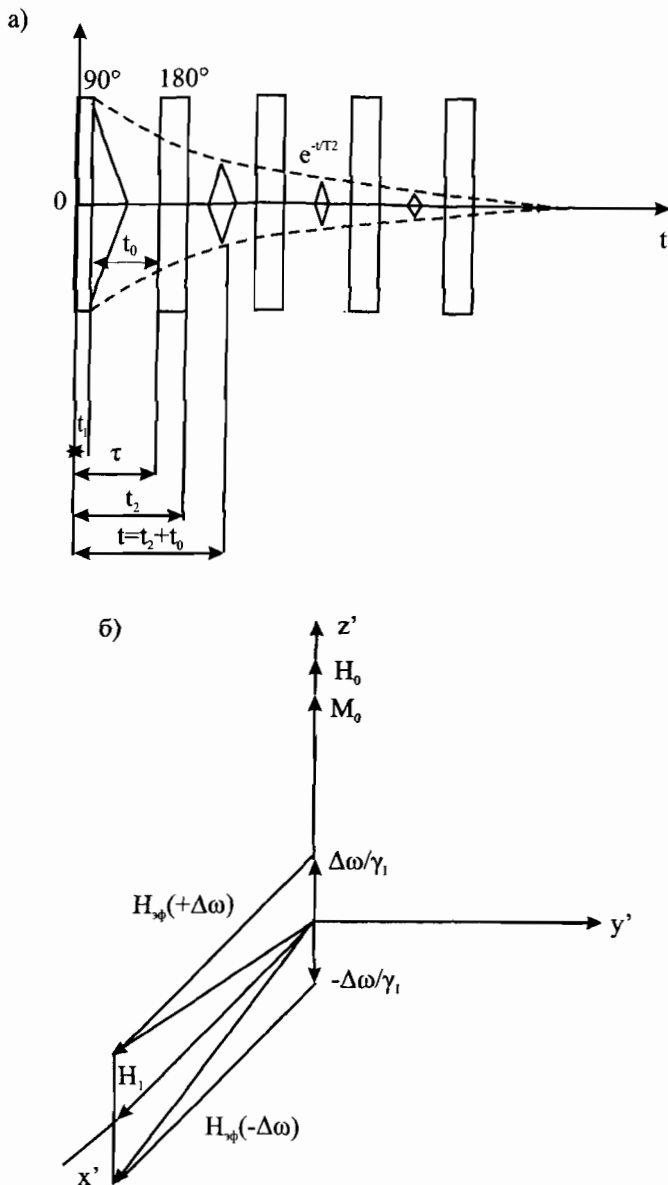


Рис. 2.19. а) Возбуждающие импульсы и сигналы спинового эха. б) Изображено положение векторов эффективного магнитного поля для трех изохромат $\pm\Delta\omega$ и $\Delta\omega = 0$

рис. 2.19,а). Положим, амплитуда импульсов такова, что $\Delta\omega \ll \omega_1$, физически это означает, что $H_{\text{эфф}} \approx H_1$ и в уравнениях (2.59), которые справедливы на отрезках времени, когда действуют радиоимпульсы, можно положить $\Delta\omega \approx 0$. На рис. 2.19,б изображено положение векторов эффективного магнитного поля для трех изохромат ($\pm\Delta\omega$ и $\Delta\omega=0$), длина вектора

$$|H_{\text{эфф}}| = \left[H_1^2 + \left(\frac{\Delta\omega}{\gamma_I} \right)^2 \right]^{1/2} \quad \text{при } \omega_1 = \gamma H_1 \gg \Delta\omega \quad H_{\text{эфф}} \approx H_1;$$

все три изохроматы поворачиваются под действием радиоимпульсов на один и тот же угол. Решение задачи проведем в четыре этапа, соответствующие четырем отрезкам времени (см. рис 2.19,а). На первом и третьем этапах рассматривается случай, когда спиновая система подвергается действию радиоимпульсов и ее поведение описывается системой уравнений (2.59), в которой положено $\Delta\omega=0$, а для второго—четвертого этапов справедлива та же система уравнений, но в которой принято $\omega_1=0$. Итак, для отрезка времени t_1 (рис. 2.19,а) имеем систему уравнений

$$\begin{aligned} \dot{u} &= 0; \\ \dot{v} &= -\omega_1 M_z; \end{aligned} \quad (2.60)$$

$$\dot{M}_z = v\omega_1$$

с начальными условиями $t=0$, $u=v=0$, $M_z=M_0$.

Решение (2.60) имеет простой вид и означает, что магнитные моменты всех трех изохромат совершают вращательное движение вокруг вектора поля \vec{H}_1 с частотой ω_1 в плоскости $z'O'y'$:

$$v = -M_0 \sin \omega_1 t; \quad u = 0; \quad M_z = M_0 \cos \omega_1 t. \quad (2.61)$$

Длительность импульса выберем такой, чтобы векторы магнитных моментов изохромат повернулись на $\pi/2$, т. е. $\omega_1 t_1 = \pi/2$. Тогда в

* Напомним, что, согласно (2.46), u и v представляют составляющие намагниченности вдоль осей x' и y' вращающейся системы координат.

момент времени t_1 : $v = -M_0$, $u = 0$, $M_z = 0$. Это и есть начальные условия для второго этапа решения ($\omega_1 = 0$), т. е.

$$\dot{u} = -v\Delta\omega, \quad \dot{v} = u\Delta\omega, \quad \dot{M}_z = 0. \quad (2.62)$$

Решение системы (2.62) с начальными условиями для $t = t_1$ имеет вид

$$u = M_0 \sin \Delta\omega(t - t_1); \quad v = -M_0 \cos \Delta\omega(t - t_1); \quad M_z = 0. \quad (2.63)$$

Из анализа данного решения следует, что магнитный момент центральной изохроматы $\Delta\omega = 0$ ($u = 0$, $v = -M_0$, $M_z = 0$) неподвижен во вращающейся системе координат. Для других изохромат:

$$\begin{aligned} -\Delta\omega u &= -M_0 \sin \Delta\omega(t - t_1); & v &= -M_0 \cos \Delta\omega(t - t_1); & M_z &= 0, \\ +\Delta\omega u &= M_0 \sin \Delta\omega(t - t_1); & v &= -M_0 \cos \Delta\omega(t - t_1); & M_z &= 0. \end{aligned}$$

Это означает, что магнитный момент изохроматы ($-\Delta\omega$) вращается в плоскости $x'Oy'$ по направлению часовой стрелки, а для изохроматы ($+\Delta\omega$) — против часовой стрелки (см. рис. 2.18).

В момент времени τ система спинов подвергается действию второго радиоимпульса. Начальные условия из (2.63) для $t = \tau$: $u(\tau) = M_0 \sin \Delta\omega(\tau - t_1)$; $v(\tau) = -M_0 \cos \Delta\omega(\tau - t_1)$; $M_z = 0$. Как было отмечено выше, для этого отрезка времени справедлива та же система уравнений, что и в случае $t = t_1$:

$$\dot{u} = 0; \quad \dot{v} = -\omega_1 M_z; \quad \dot{M}_z = v\omega_1. \quad (2.64)$$

Их решение с начальными условиями $t = \tau$ имеет вид

$$\begin{aligned} v(t) &= -M_0 \cos \Delta\omega(\tau - t_1) \cos \omega_1(t - \tau); \\ u(t) &= M_0 \sin \Delta\omega(\tau - t_1); \end{aligned} \quad (2.65)$$

$$M_z(t) = -M_0 \cos \Delta\omega(\tau - t_1) \sin \omega_1(t - \tau).$$

Отсюда следует, что магнитные моменты всех трех изохромат вращаются вокруг направления вектора \vec{H}_1 , т. е. оси x' . Выберем

длительность второго импульса такой, чтобы угол поворота составил π . Тогда к моменту времени окончания второго радиоимпульса определим начальные условия для последнего этапа решения задачи (см. рис. 2.19).

$$\begin{aligned}v(t_2) &= -M_0 \cos \Delta\omega(\tau - t_1); \\u(t_2) &= M_0 \sin \Delta\omega(\tau - t_1); \end{aligned} \quad (2.66)$$

$$M_z(t) = 0.$$

Решив уравнения (2.62) для отрезка времени после окончания второго радиоимпульса с начальными условиями (2.66), получим

$$v(t) = M_0 \cos[\Delta\omega(t - \tau + t_1 - t_2)]; \quad (2.67)$$

$$u(t) = -M_0 \sin[\Delta\omega(t - \tau + t_1 - t_2)]; \quad (2.68)$$

$$M_z(t) = 0. \quad (2.69)$$

Согласно (2.67)–(2.69), вектор магнитного момента центральной изохроматы $\Delta\omega = 0$ направлен по оси y' , а векторы изохромат $\pm\Delta\omega$ изменили направления движения на противоположные по сравнению с движением на интервале времени от t_1 до τ . В некоторый момент времени t' все три вектора изохромат окажутся направленными по оси y' .

Определим момент времени возникновения сигнала эха. Независимо от расстройки $\Delta\omega$ значение $v(t) = v(t)_{\max}$ будет иметь место при $t' - \tau + t_1 - t_2 = 0$, отсюда $t' = \tau - t_1 + t_2$ (см. рис. 2.18). Детектор ЯМР, выполненный в виде усилителя с колебательным контуром на его входе, настроенным на частоту $\omega = \gamma H_0$, зарегистрирует радиоимпульс, который называется откликом спиновой системы или спиновым эхо (СЭ).

Сигнал, регистрируемый детектором ЯМР после окончания первого импульса, называют сигналом спада свободной индукции (ССИ).

Если решать более сложную задачу с учетом действия механизмов релаксации во время пауз между импульсами, то окажется, что амплитуда сигнала СЭ будет зависеть от длительности паузы. Поэтому импульсные методы очень удобны для измерения времен релаксации T_2 и T_1 .

С помощью последовательности импульсов $\pi/2, \pi, \pi, \dots$, можно определить зависимость $v(t) \sim v_0 e^{-t/T_2}$, откуда легко найти значение T_2 (см. рис. 2.19). Если воспользоваться последовательностью импульсов $\pi, \pi/2$, то, изменяя расстояние между импульсами t_0 , можно измерить время релаксации T_1 . По окончании π -импульса магнитные моменты всех изохромат из состояния $M_z = M_0$ переводятся в состояние $M_z = -M_0$. Решение уравнения $M_z + \frac{M_z}{T_1} = \frac{M_0}{T_1}$ с этим начальным условием имеет вид

$$M_z(t) = M_0 (1 - 2e^{-t/T_1}).$$

Поскольку спектрометры ЯМР всегда регистрируют поперечную компоненту магнитного момента, то необходимо воздействием $\pi/2$ -импульса превратить продольные компоненты магнитных моментов в поперечные. Далее, измеряя в различные моменты максимальную амплитуду ССИ, следующего после окончания $\pi/2$ -импульса, которая в нашем случае пропорциональна M_z , и изменяя задержку между импульсами, можно найти такое ее значение $t' = T_1 \ln 2$, когда амплитуда сигнала спада свободной индукции становится равной нулю.

Импульсные методы используются для регистрации спектров ЯМР с помощью так называемых Фурье-спектрометров. Рассмотрим подробнее суть этого метода. При наблюдении сигналов ЯМР непрерывными методами производится развертка (сканирование) магнитного поля с использованием фазового детектирования сигнала. В целях исключения искажений записываемого спектра скорость развертки не должна превышать определенной величины, зависящей от ширины линии ЯМР исследуемого вещества. При этом время записи $t_{\text{зап}}$ должно быть много больше T_2 . Если необходимо исследовать спектр ЯМР в интервале частот от $\nu_{\text{мин}}$ до $\nu_{\text{макс}}$ с шириной линии ожидаемых сигналов $\Delta\nu \sim \frac{1}{T_2}$, то потребуются затраты времени $t_{\text{зап}} = (\nu_{\text{макс}} - \nu_{\text{мин}}) / \Delta\nu^2$. Например, при $\delta\nu = \nu_{\text{макс}} - \nu_{\text{мин}} = 10^3$ Гц и $T_2 = 1$ с для записи всех ожидаемых сигналов ЯМР необходимо вре-

* При написании упомянутого соотношения учтено то, что для неискаженного воспроизведения формы линии с шириной $\Delta\nu$ необходимо минимальное время, равное $\Delta\nu^{-1}$.

мя не менее 10^3 с. Часто приходится производить многократные записи спектра с целью улучшения отношения сигнал-шум. При этом происходит когерентное сложение сигналов ЯМР и некогерентное — шумов, что приводит к росту амплитуды сигнала в N раз, а шума в \sqrt{N} . В результате N -кратной записи отношение сигнал-шум растет как \sqrt{N} . Число циклов записи зависит от условий эксперимента и может достигать 10^3 – 10^6 раз, а время записи — десятков часов.

Очевидно, методика непрерывной развертки магнитного поля в таких ситуациях неприемлема. Выход из этого трудного положения может быть найден при использовании многих одновременно работающих спектрометров, каждый из которых записывает небольшой участок исследуемого спектра. Данный способ, к сожалению, очень непрактичен. Такую группу параллельно работающих спектрометров может заменить один импульсный спектрометр.

В основе работы импульсных спектрометров лежат явления спада свободной индукции (ССИ) и спинового эха. Ранее было показано, что после воздействия на спиновую систему $\pi/2$ -импульса наблюдается сигнал (ССИ). Распределение изохромат по частотам определяется функцией формы линии ЯМР $\varphi(\omega)$. При этом затухание M_{\perp} в лабораторной системе координат можно записать в виде

$$M_{\perp}(t) = M_0 \int_{-\infty}^{\infty} \varphi(\omega) e^{i\omega t} d\omega = M_0 \Phi(t),$$

где $\Phi(t) = \int_{-\infty}^{\infty} \varphi(\omega) e^{i\omega t} d\omega$ — Фурье-образ функции формы линии $\varphi(\omega)$.

Обратное преобразование Фурье позволяет найти функцию формы линии $\varphi(\omega)$, если из эксперимента ССИ известно

$$\varphi(\omega) = \frac{1}{2\pi M_0} \int_{-\infty}^{\infty} M_{\perp}(t) e^{-i\omega t} dt = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \Phi(t) e^{-i\omega t} dt.$$

При необходимости исследования спектра ЯМР в диапазоне от ν_{\min} до ν_{\max} длительность $\pi/2$ -импульса следует выбрать таким образом, чтобы его спектр перекрывал интересующий нас диапазон частот. Записав сигнал ССИ (рис. 2.20, а) и использовав преобразование Фурье, получим нужный спектр ЯМР в привычном виде (рис. 2.20, б). Сэкономленное при записи спектра время мо-

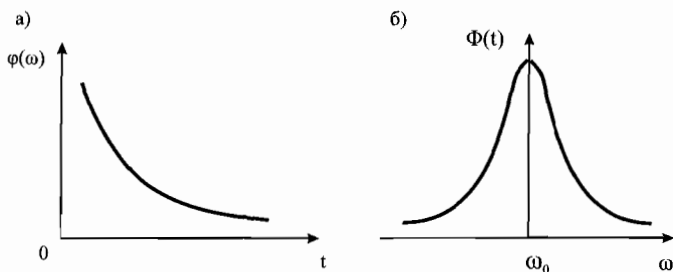


Рис. 2.20. а) Сигнал спада свободной индукции. б) Форма линии магнитного резонанса

жет быть использовано для многократного накопления сигналов ССИ с целью улучшения отношения сигнал-шум, что, в свою очередь, позволяет исследовать спектры ЯМР короткоживущих продуктов химических реакций и облегчает требования к стабильности постоянного магнитного поля и т. д.

Схема импульсного ЯМР-спектрометра приведена на рис. 2.21. Спектрометр содержит датчик ЯМР-колебательный контур L_1C_1 , в катушке которого находится исследуемое вещество. Рядом с ним в зазоре электромагнита размещают датчик L_2C_2 устройства стабилизации магнитного поля по сигналам ЯМР-протонов. Датчик L_1C_1 отрезками коаксиального кабеля, длина которых указана на рис. 2.21, соединен с генератором радиоимпульсов и приемным устройством. Диоды $VD 1,2$ служат для защиты приемника от перегрузок воздействия мощными импульсами генератора, а $VD 3,4$ — отключают генератор от контура L_1C_1 во время приема сигналов ССИ и спинового эха, что позволяет исключить шунтирующее влияние контура L_1C_1 выходным сопротивлением генератора.

Известно, что сопротивление R_d полупроводникового диода зависит от напряжения U_d , приложенного к его электродам, и определяется вольт-амперной характеристикой. При $U_d < 0,5$ В составляет примерно десятки килоом, а при $U_d > 0,5$ В оно уменьшается в тысячу раз. Во время работы генератора импульсов напряжения на его выходе $U_r > 0,5$ В, и все диоды имеют малое сопротивление. Последнее означает, что генератор отрезком кабеля длиной $\lambda/2$ соединен непосредственно с контуром L_1C_1 . С другой стороны, входное сопротивление отрезка линии, соединяющего точку A и приемник, оказывается очень большим, т. к. это короткозамкнутая линия длиной

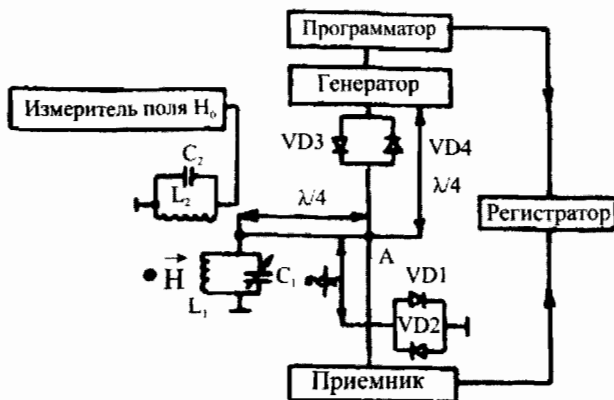


Рис. 2.21. Структурная схема импульсного ЯМР-спектрометра

$\lambda/4$. Следовательно, приемник во время работы генератора отключен от контура L_1C_1 и выхода генератора. В момент приема сигналов ССИ или спинового эха генератор не работает, все диоды имеют большое сопротивление, т. к. амплитуда сигналов не превышает несколько десятков милливольт. При этом контур L_1C_1 отрезком линии $\lambda/2$ соединен с приемником, а генератор отключен от контура L_1C_1 и приемника. Приемник соединен с регистром, роль которого может выполнять как обычный осциллограф, так и ЭВМ.

2.3 Ядерный магнитный резонанс в текущей жидкости

ЯМР-спектрометр с текущей жидкостью* (рис. 2.22) содержит в основном те же элементы, что и обычный ЯМР-спектрометр с неподвижным образцом. Дополнительными элементами здесь являются: центробежный насос 1 с трубопроводом, по которому циркулирует рабочее вещество, вспомогательный магнит-поляризатор 2, сосуд-поляризатор 3 [3].

Кратко рассмотрим механизм действия ЯМР-спектрометра. Рабочее вещество (например, вода) из центробежного насоса поступа-

* Обычно используются протонсодержащие жидкости с большим временем релаксаций T_1 и T_2 : вода ($T_1 = 3,6$ с, $T_2 = 2,1$ с), бензол ($T_1 = T_2 = 19$ с), этиловый спирт ($T_1 = 3,5$ с, $T_2 = 3,1$ с) и др.

На рис. 2.36,а приведены диаграммы магнитных подуровней атомов, находящихся в $S_{1/2}$ -состоянии и имеющих спин ядра $I = 1/2$. Энергия подуровней определяется выражением (2.99).

Распределение числа атомов по энергетическим уровням соответственно для термодинамического равновесия и при насыщении парамагнитного поглощения показано на рис. 2.36 б и в. Здесь стрелкой обозначены переходы парамагнитного резонанса $h\nu_0 = g_J \mu_B H_0$, волнистыми линиями — релаксационные переходы, приводящие к установлению больцмановского распределения частиц по уровням. Интенсивный сигнал электронного парамагнитного поглощения выравнивает населенность уровней $\left(m_J = -\frac{1}{2}, m_I = -\frac{1}{2}\right)$ и $\left(m_J = \frac{1}{2}, m_I = -\frac{1}{2}\right)$, а релаксационные процессы устанавливают больцмановское распределение атомов по уровням $(-1/2, +1/2)$, $(+1/2, -1/2)$, $(+1/2, +1/2)$. Из рис. 2.36 следует, что под действием ЭПР поглощения населенность уровня с $m_J = -\frac{1}{2}, m_I = +\frac{1}{2}$ возрастает, а населенность уровня с $m_J = -\frac{1}{2}, m_I = -\frac{1}{2}$ уменьшается, т. е. разность в заселенностях ядерных уровней увеличивается. Последнее означает увеличение ядерной намагниченности, а при наблюдении ядерного магнитного резонанса на переходе $m_I = \frac{1}{2} \leftrightarrow m_I = -\frac{1}{2}$ должна возрасти интенсивность сигнала. Экспериментальные исследования показывают, что эффект Оверхаузера может приводить к возрастанию ядерной намагниченности и сигнала ЯМР на два-три порядка.

Явление ЭПР, подобно ЯМР, можно применять для измерения и стабилизации магнитных полей. С этой целью используются вещества, имеющие достаточно узкие и интенсивные линии ЭПР, например, ДФПГ. ЭПР широко используется также в радиоэлектронике для создания парамагнитных усилителей СВЧ-диапазона.

14.2. ЯМР-магнитометры. Магнитометры с текущим образцом. ЯМР-расходомеры

Весьма важное практическое применение ЯМР нашел в технике измерения магнитных полей и стабилизации их величины. Для определения магнитного поля в него помещают ампулу с жидкостью, со-

держажей ядра, гиромагнитное отношение которых известно, затем измеряют частоту линии поглощения ЯМР $\nu_0 = \gamma_I H_0 / (2\pi)$ и по ней находят величину поля.

Отечественная промышленность выпускает магнитометры, построенные на основе ЯМР. По сути, такой магнитометр представляет собой портативный спектрометр ядерного магнитного резонанса. Структурная-схема измерителя магнитного поля Ш 1-1 приведена на рис. 14.2. Магнитометр содержит датчик, высокочастотный генератор, детектор, усилитель низкой частоты, синхронный детектор, генератор сигнала модуляции, индикатор резонанса, частотомер и осциллограф. Датчик включает в себя высокочастотную контурную катушку, внутри которой помещена ампула с рабочей жидкостью, и катушку для модуляции магнитного поля. Оси модуляционной и высокочастотной катушек перпендикулярны друг другу. В качестве рабочей жидкости используется вода (резонанс на протонах), тяжелая вода (резонанс на ядрах дейтерия) или раствор хлористого лития (резонанс на ядрах лития).

Ядерный магнитный резонанс регистрируют автодинным методом. Изменяя частоту автогенератора, определяют резонанс. Для повышения чувствительности используют модуляцию измеряемого магнитного поля с низкой частотой. Модуляция поля вблизи резонансного значения приводит к изменению амплитуды колебаний автогенератора с частотой модуляции. Этот сигнал после прохождения детектора и усилителя низкой частоты просматривается на осциллографе и поступает на синхронный детектор, на выходе которого включен прибор, регистрирующий резонанс. Использование синх-



Рис. 14.2. Структурная схема ЯМР-магнитометра с неподвижным образцом

ронного детектора увеличивает отношение сигнал/шум. При достижении условия резонанса частота измеряется частотомером. Напряженность поля по измеряемой частоте ν_r ЯМР определяется согласно формулам: $H = 0,234864 \nu_r$ (для протонов); $H = 0,604354 \nu_r$ (для ядер Li); $H = 1,52956 \nu_r$ (для ядер дейтерия), где H – в килоэрстедах, ν_r – в мегагерцах.

Метод ЯМР позволяет осуществлять стабилизацию поля электромагнитов. Основным звеном такой системы является ядерный магнитометр, в котором генератор, создающий высокочастотное магнитное поле, вызывающее резонансные переходы ядер, имеет высокую стабильность частоты. Очень удобно использовать для этой цели магнитометр с синхронным детектором и дополнительной местной низкочастотной модуляцией поля, подобно тому, как это сделано в рассмотренном типе магнитометре Ш1-1. Амплитуда модуляции $H_{\text{мод}}$ должна быть много меньше ширины линии (рис. 14.3,а). Тогда сигнал ЯМР $U_{\text{явр}}$ получится в виде низкочастотного напряжения, амплитуда которого пропорциональна производной линии поглощения. С выхода синхронного детектора снимается напряжение, пропорциональное этой производной. На рис. 14.3,б показана получаемая зависимость выходного напряжения детектора $U_{\text{сд}}$ от величины поля H . Когда напряженность поля равна стабилизированному значению $H_{\text{ст}} = 2\pi\nu_r/\gamma_I$, сигнал на выходе синхронного детектора магнитометра равен нулю. При смещении поля от значения $H_{\text{ст}}$ на выходе схемы получают сигнал ошибки, знак которого определяется направлением изменения поля. Сигнал ошибки усиливается и используется для регулировки поля магнита. Таким способом удается создавать магнитные поля со стабильностью порядка стабильности частоты применяемого генератора высокой частоты.

Рассмотренные спектрометры ЯМР позволяют измерять магнитные поля $\sim 1\text{кЭ}$ и выше. Дело в том, что сигнал ЯМР,

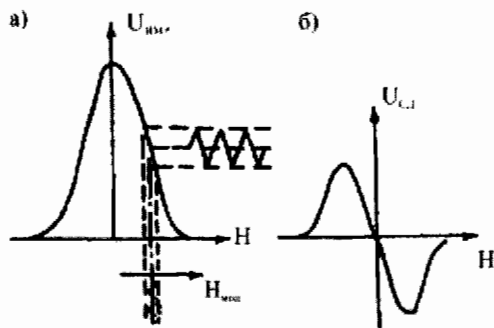


Рис. 14.3. Кривая поглощения ЯМР (а) и ее производная (б), полученная в виде напряжения на выходе синхронного детектора

как следует из проведенного рассмотрения, пропорционален намагниченности $M_0 = \chi_0 H_0$ [см. формулы (2.30), (2.51)], т. е. величине напряженности измеряемого магнитного поля. Если поле составляет сотни эрстед и ниже, трудно получить сигнал ЯМР, превышающий шум. Для увеличения сигнала ЯМР применяют дополнительную поляризацию (намагничивание) образца, что позволяет измерять слабые (порядка земных и меньше) магнитные поля.

Один из методов определения слабых магнитных полей с дополнительным намагничиванием образца предусматривает использование предварительной статической поляризации и текущего образца. Этот метод был описан выше.

Метод ЯМР с успехом применяют для бесконтактного измерения расхода жидкостей. Скорость течения жидкости v , площадь поперечного сечения трубопровода S_1 и расход q связаны следующим соотношением: $q = S_1 v$. Поэтому при известной площади сечения трубки S_1 задача определения расхода сводится к нахождению скорости течения жидкости. Она может быть решена с помощью обычного ЯМР-спектрометра с текущим образцом, дополненного некоторыми элементами: на рис. 2.36 они показаны пунктирными линиями (катушка нутации, расположенная в поле рассеяния магнитополяризатора, электронный секундомер 5 и генератор 6, управляемый сигналами, поступающими с блока детектора ЯМР 8).

Рассмотрим принцип работы расходомера. Жидкость, поляризованная сильным магнитным полем, поступает в датчик ЯМР, где любым из способов регистрируется сигнал резонанса. С помощью катушки нутации, подключенной к генератору, производится магнитная отметка ядер жидкости (поворот вектора намагниченности на угол 90° или 180° относительно направления магнитного поля). При повороте на 90° сигнал в детекторе ЯМР отсутствует, при повороте на 180° — изменяет фазу на π . Устройство, управляющее запуском генератора, может быть настроено на любой из двух режимов работы. Измерив отрезок времени между моментами включения генератора и изменения сигнала ЯМР и зная расстояние между катушками, можно вычислить расход жидкости. Измерение этого отрезка времени производится электронным секундомером, который включается одновременно с запуском генератора и выключается сигналом, поступающим с блока детектора ЯМР. Рассмотренный расходомер называют меточным ЯМР-расходомером [3, 5].

4.1. Особенности лазерного излучения и его характеристики

Лазеры – это источники интенсивного оптического монохроматического излучения. Они по своим характеристикам кардинально отличаются от традиционных оптических источников (ламп накаливания, дуговых и люминесцентных ламп). Прежде чем рассматривать принцип работы, устройство и параметры лазеров, остановимся на основных свойствах оптического излучения – монохроматичности, когерентности и направленности.

Монохроматичность

Одним из основных параметров оптического излучения является ширина его спектра, т.е. диапазон частот или длин волн, который занимает излучение. Для оценки спектральных свойств излучения вводят понятие степени монохроматичности. Степень монохроматичности равна

$$\mu = \frac{\Delta\nu}{\nu_0} = \frac{\Delta\lambda}{\lambda_0},$$

где $\Delta\nu$ ($\Delta\lambda$) – диапазон частот (длин волн), который занимает излучение или, как говорят, ширина линии, ν_0 (λ_0) – центральная частота (длина волны) линии излучения.

Если $\mu = 0$, то излучение идеально монохроматично, если $\mu \ll 1$, то излучение называется квазимонохроматическим. Величина μ определяет отклонение от идеальной монохроматичности: чем она меньше, тем выше монохроматичность излучения. Идеально монохроматичное излучение – это излучение, ширина спектра которого равна нулю. Реально, идеально монохроматичного излучения в природе не может существовать хотя бы потому, что оно всегда ограничено во времени. С точки зрения квантовой механики, идеально монохроматическое излучение соответствует переходам частиц между

бесконечно узкими энергетическими уровнями. Однако энергетические уровни всегда имеют конечную ширину из-за конечного времени жизни частиц в возбужденных состояниях (см. гл. 1).

Обычно монохроматическим считают излучение, имеющее достаточно узкий спектральный состав, которое можно характеризовать одной частотой или длиной волны. Иногда при этом указывают и ширину линии излучения.

Излучение обычных источников (солнца, ламп накаливания, люминесцентных ламп и т.д.) не монохроматично. Оно имеет широкий спектр, перекрывающий весь видимый диапазон и даже простирающийся в инфракрасную и ультрафиолетовую области. Для получения монохроматического излучения от таких источников необходимо использовать спектральные приборы и оптические фильтры. Однако методом фильтрации нельзя получить мощное монохроматическое излучение. Чем монохроматичнее выделяемое фильтром излучение, тем меньше его мощность. Интенсивность излучения даже очень сильно нагретого тела оказывается очень малой. Так, известно, что излучение Солнца аналогично излучению абсолютно черного тела, нагретого до температуры 6000°K . При этом плотность потока излучения с его поверхности составляет примерно 7 кВт/см^2 . Спектральная плотность в максимуме излучения ($\lambda \approx 0,48\text{ мкм}$) равна $\sim 1\text{ Вт/см}^2\text{А}^\circ$.

Современные лазеры позволяют получать плотности мощности в непрерывном режиме более кВт/см^2 , в импульсном режиме – порядка тысяч МВт/см^2 . Излучение лазеров можно считать монохроматическим. Ширина спектра излучения достигает величин сотен герц, что соответствует степени монохроматичности 10^{-12} .

От традиционных источников излучения с помощью фильтров удается получать излучение с монохроматичностью $\approx 10^{-6}$. Таким образом, лазеры являются уникальными источниками мощного монохроматического излучения.

Монохроматичность излучения связана с другим важным свойством излучения – когерентностью.

Когерентность излучения

Когерентность является одной из основных характеристик любых колебательных волновых процессов. Когерентность – согласованное протекание во времени нескольких колебательных и волновых про-

цессов. Если разность фаз двух колебаний остается постоянной во времени или меняется по строго определенному закону, то колебания называют когерентными. Колебания, у которых разность фаз изменяется беспорядочно и быстро по сравнению с их периодом, называются некогерентными.

Для оптического излучения различают временную и пространственную когерентность. При пространственной когерентности рассматривается связь колебаний в различных точках пространства. При временной когерентности рассматривается связь колебаний в одной и той же точке пространства в разные моменты времени.

Когерентность обоих типов – временной и пространственной, – описывается соответствующими корреляционными функциями.

Для того, чтобы определить временную когерентность, рассматривают поле электромагнитной волны в данной точке A в момент времени t и $t + \tau$. Если для данного интервала времени τ разность фаз колебаний поля остается одной и той же в любой момент времени t , то говорят, что существует временная когерентность на интервале времени τ . Если такое условие выполняется для любого значения τ , то волна характеризуется полной временной когерентностью. Если же это имеет место лишь для определенного интервала времени τ такого, что $0 < \tau < \tau_0$, то квазимонохроматическая волна характеризуется частичной временной когерентностью с временем когерентности τ_0 . Полную временную когерентность имеет лишь идеально монохроматическое излучение. Реальное квазимонохроматическое излучение со спектральной шириной $\Delta\nu$ имеет, как показывает теория, частичную когерентность с временем когерентности $\tau_0 = 1/\Delta\nu$.

Когерентность излучения неразрывно связана с понятием интерференции, проявляющейся при сложении монохроматических колебаний. Временная когерентность характеризует способность световых волн, возникающих в разные моменты времени, интерферировать между собой.

Для экспериментального определения временной когерентности излучения источника света используют интерферометр Майкельсона (рис. 4.1).

Интерферометр Майкельсона по существу представляет собой устройство, в котором осуществляется сложение двух световых пучков одинаковой интенсивности, испускаемых источником излучения с интервалом времени $\Delta t = \tau = \Delta L/c$, где $\Delta L = L_1 - L_2$ – разность длин

плеч интерферометра, c – скорость света. Результат этого сложения виден на экране и представляет собой картину чередующихся интерференционных полос. На рис. 4.2 приведена зависимость интенсивности поля I на экране от координаты x , перпендикулярной к интерференционным полосам для различных времен задержки $\tau_1 = \Delta L/c = 0$, $\tau_2 = \Delta L/c \neq 0$, $\tau_3 > \tau_2$ ($\Delta L_3 > \Delta L_2$).

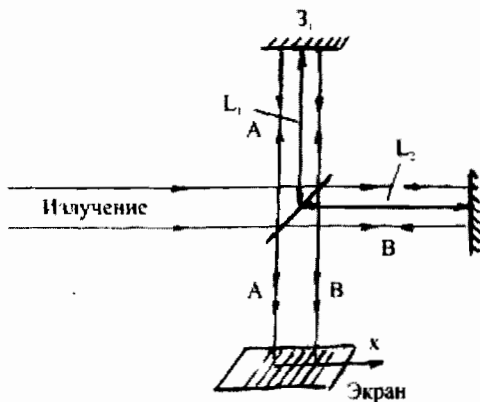


Рис. 4.1. Интерферометр Майкельсона

Для оценки интерференционной картинки вводят понятие контрастности (резкость, видность) полос γ , определяемое соотношением

$$\gamma = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}},$$

где I_{\max} и I_{\min} – максимальная и минимальная интенсивности, соответствующие светлым и темным полосам интерференционной картины.

Контрастность интерференционной картины определяет степень когерентности. Если $\gamma = 1$, то колебания полностью когерентны. Когда $\gamma = 0$, то есть $I_{\max} = I_{\min}$, интерференционные полосы отсутствуют и колебания не когерентны. Таким образом, сняв зависимость γ от ΔL (рис. 4.3), можно определить длину когерентности $L_{\text{кор}}$ (а значит, и время когерентности $\tau_0 = L_{\text{кор}}/c$) исследуемого излучения.

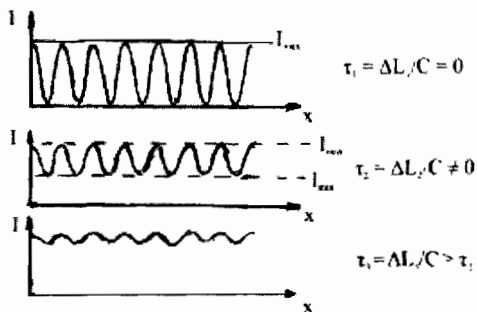


Рис. 4.2. Изменение контраста интерференционной картины при различных временах задержки τ

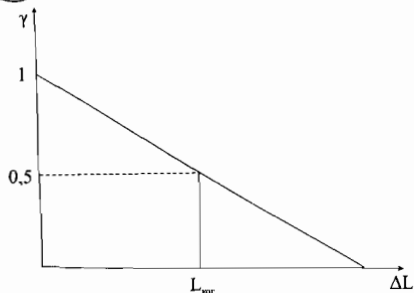


Рис. 4.3. Зависимость коэффициента контрастности от разности хода ΔL

Величину $L_{\text{кор}}$ определяют по значению разности длин плеч интерферометра $\Delta L = L_1 - L_2$, при которой значение контрастности падает до $\gamma = 1/2$. Время когерентности излучения $\tau_0 = L_{\text{кор}}/c$.

Излучение теплового источника имеет крайне малое время когерентности и, соответственно, малую длину когерентности.

Их излучение практически не когерентно. Используя узкополосные фильтры, можно от тепловых источников получить квазимонохроматическое излучение с временной когерентностью, не превышающей величину 10^{-8} сек. Время когерентности лазерного излучения достигает величины 10^{-2} сек. и более.

Для изучения пространственной когерентности используют метод Юнга. В этом методе для определения пространственной когерентности светового пучка его направляют на непрозрачный экран с двумя отверстиями малого диаметра, расположенными на расстоянии d друг от друга (рис. 4.4).

Эти отверстия действуют, как точечные источники, и световые волны от них создают на экране интерференционную картину. Если оставить одно из отверстий в фиксированном положении, а другое отверстие передвигать, то контрастность интерференционной картины будет уменьшаться, что означает снижение корреляции между колебаниями в местах расположения отверстий. Область, в преде-

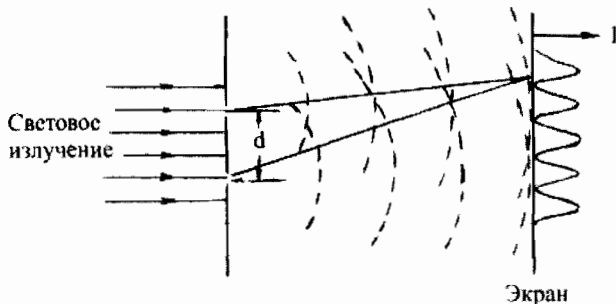


Рис. 4.4. Опыт Юнга

лах которой при перемещении отверстий интерференционные полосы остаются заметными (например, с контрастностью $\gamma \approx 0,1-0,2$), определяет область пространственной когерентности монохроматического излучения. Площадь этой области вблизи излучающей поверхности тепловых источников крайне мала и составляет величину порядка квадрата длины волны, то есть единиц $\text{мкм}^2 = 10^{-8} \text{ см}^2$. Для лазеров площадь области пространственной когерентности на выходе излучающей апертуры составляет несколько квадратных сантиметров. С пространственной когерентностью тесно связана направленность излучения.

Направленность излучения

Направленность характеризуется телесным углом, в котором распространяется большая часть излучения. Чем меньше телесный угол, тем больше направленность излучения. Часто в качестве параметра направленности принимается не телесный угол ω , а плоский угол расходимости θ . Если расходящийся пучок представляет собой конус, между телесным и плоским углами существует простая связь. Телесный угол $\omega = 2\pi(1 - \cos\theta/2)$.

Обычные источники (тепловые, ламповые и др.) не обладают направленностью излучения. Их излучение не когерентно, и создаваемое ими электромагнитное поле есть результат суперпозиции полей от элементарных излучателей (атомов, молекул и т. д.). Такие источники излучают в пределах всего телесного угла 4π ($\theta = 2\pi$).

От обычного источника можно получить направленное излучение, если на большом расстоянии от него поставить диафрагму. Чем больше расстояние и чем меньше диаметр диафрагмы, тем меньше расходимость пучка за диафрагмой. Однако излучение, выделенное диафрагмой, будет иметь малую энергию, так как плотность потока излучения убывает обратно пропорционально квадрату расстояния от источника до диафрагмы. Получить направленное излучение от обычного источника можно так же, если поместить его в фокальную плоскость линзы коллиматора. Если источник имеет поперечный размер « a », то угол расходимости пучка на выходе коллиматора будет равным $\theta = a/F$, где F – фокусное расстояние линзы. Чем меньшую расходимость θ пучка света необходимо получить, тем меньше должен быть источник, тем меньше будет энергия в пучке.

В отличие от обычных источников, лазеры являются источниками высоконаправленного оптического излучения. Они, в силу своего принципа действия, имеют высокую пространственную когерентность и без использования дополнительных фокусирующих систем обеспечивают узконаправленное излучение с угловой расходимостью θ , достигающей единиц угловых секунд. Так, у лазеров с диаметром выходной апертуры D , работающих в режиме основной поперечной TEM_{00} моды (см. стр. 151), угловая расходимость выходного излучения составляет $\theta \approx 0,63\lambda/d$. При $\lambda = 0,5$ мкм, $D = 1$ см имеем $\theta = 5$ угл. секунд.

4.2. Физические основы работы лазеров

Успехи, достигнутые при разработке и исследовании квантовых усилителей и генераторов радиодиапазона, послужили базой для реализации предложения об усилении и генерации света на основе индуцированного излучения и привели к созданию квантовых генераторов оптического диапазона. Оптические квантовые генераторы-лазеры являются единственными источниками мощного монохроматического света. Принцип усиления света с помощью атомных систем был впервые предложен в 1940 г. В.А. Фабрикантом. Однако обоснование возможности создания оптического квантового генератора было дано лишь в 1958 г. Ч. Таунсом и А. Шавловым на основе достижений разработок квантовых приборов радиодиапазона. Первый лазер – лазер на кристалле рубина в качестве рабочего вещества – был реализован в 1960 г. Создание инверсии населенностей в нем осуществлялось методом трехуровневой накачки, применявшимся в парамагнитных квантовых усилителях.

В настоящее время разработано большое число разнообразных лазеров, отличающихся рабочим веществом (кристаллы, стекла, пластмассы, жидкости, газы, полупроводники) и способами создания инверсии населенностей (оптическая накачка, разряд в газах, химические реакции и т.д.).

Излучение существующих лазеров охватывает диапазон длин волн от ультрафиолетовой до дальней инфракрасной области спектра, примыкающей к миллиметровым волнам. Аналогично квантовому генератору радиодиапазона, лазер состоит из двух основных частей: рабочего (активного) вещества, в котором тем или иным спосо-

бом создается инверсия населенностей, и резонансной системы (рис. 4.5). В качестве последней в лазерах используются открытые резонаторы типа интерферометра Фабри–Перо*, образуемые системой из двух удаленных друг от друга зеркал.



Рис. 4.5. Схема устройства лазера

Рабочее вещество усиливает оптическое излучение благодаря индуцированному испусканию активных частиц. Резонансная система, вызывая многократное прохождение возникающего оптического индуцированного излучения через активную среду, обуславливает эффективное взаимодействие поля в ней. Если рассматривать лазер как автоколебательную систему, то можно считать, что резонатор обеспечивает положительную обратную связь в результате возвращения части распространяющегося между зеркалами излучения обратно в активную среду. Чтобы в лазере возникли колебания, мощность, получаемая от активной среды, должна быть равна мощности потерь в резонаторе или превышать ее. Это эквивалентно тому, что интенсивность волны генерации после прохождения через усиливающую среду, отражения от зеркал 1 и 2, возвращения в исходное сечение должна оставаться неизменной или превышать первоначальное значение.

При прохождении через активную среду интенсивность волны изменяется по экспоненциальному закону (в случае пренебрежения насыщением) $I_v = I_v^0 \exp(\alpha_v - \beta_0)x$, а при отражении от зеркала она изменяется в r раз (r – коэффициент отражения зеркала). Поэтому условие возникновения генерации, согласно сказанному, можно записать в виде

$$I_v^0 r_1 r_2 \exp[2(\alpha_v - \beta_0)L] \geq I_v^0, \quad (4.1)$$

где L – длина рабочей активной среды; r_1 и r_2 – коэффициенты отражения зеркал 1 и 2; α_v – коэффициент усиления активной среды; β_0 – постоянная затухания, учитывающая потери энергии в рабочем веществе за счет рассеяния на неоднородностях и дефектах.

* Приоритет применения интерферометров Фабри–Перо в качестве колебательных систем принадлежит академику А.М. Прохорову.

Величина α_v связана с населенностями N_m и N_n верхнего m и нижнего n рабочих уровней среды, коэффициентом Эйнштейна индуцированного перехода $m \rightarrow n$ соотношением (см. 1.46).

$$\alpha_v = \frac{h\nu}{c} B_{mn}^{(v)} \left(N_m - \frac{g_m}{g_n} N_n \right). \quad (4.2)$$

Вместо r_1 r_2 вводят величину γ посредством равенства $r_1 r_2 = e^{-2\gamma} (\gamma \geq 0)$, так как $r_1 r_2 \leq 1$. При этом условие самовозбуждения примет вид

$$\exp[2\alpha_v L - 2\gamma - 2\beta_0 L] \geq 1,$$

отсюда

$$\alpha_v \geq \frac{\gamma}{L} + \beta_0.$$

Используя выражение (4.2), приходим к выводу, что для возникновения генерации в оптическом резонаторе с активным веществом необходимо иметь инверсию населенностей, превышающую некоторую величину, называемую пороговой населенностью:

$$\left(N_m - \frac{g_m}{g_n} N_n \right)_{\text{пор}} = \frac{\gamma + \beta_0 L}{\frac{L h \nu}{c} B_{mn}^{(v)}}.$$

Таким образом, чем меньше потери и больше длина активной среды, тем легче выполнить условие генерации.

Основными задачами при разработке лазеров являются конструирование резонатора генератора и способ создания инверсии населенностей. Рассмотрим предварительно открытые резонаторы, применяемые в лазерах.

ГЛАВА 5

ОТКРЫТЫЕ РЕЗОНАТОРЫ

Резонансные системы лазеров, как известно, представляют собой открытые резонаторы. В настоящее время наиболее широко применяются открытые резонаторы с плоскими и сферическими зеркалами. Характерная особенность таких резонаторов — их геометрические размеры, во много раз превышающие длину волны. Подобно объемным резонаторам резонаторы, применяемые в лазерах, обладают набором собственных типов колебаний, характеризующихся определенным распределением поля в них и собственными частотами. Собственные типы колебаний открытого резонатора представляют собой решения уравнений поля, удовлетворяющие граничным условиям на зеркалах.

Существует несколько методов расчета объемных резонаторов, позволяющих определять собственные типы колебаний. Наиболее полно теория открытых резонаторов сформирована в работах Л.А. Вайнштейна [14]. Наглядный метод отсчета типов колебаний в открытых резонаторах был развит и усовершенствован А. Фоксом и Т. Ли [15], которые использовали численный расчет, моделирующий процесс установления типов колебаний в резонаторе в результате многократного отражения от зеркал. Первоначально задают произвольное распределение поля на поверхности одного из зеркал. Затем, применяя принцип Гюйгенса, вычисляют распределение поля на поверхности другого зеркала. Указанное распределение принимают за исходное, и вычисления повторяют. После многократных отражений распределение амплитуды и фазы поля на поверхности зеркал стремится к стационарному значению, т. е. поле на каждом зеркале самовоспроизводится в неизменном виде. Полученное распределение поля представляет собой нормальный тип колебаний открытого резонатора.

Расчет Фокса и Ли базируется на формуле Кирхгофа, являющейся математическим выражением принципа Гюйгенса, которая позволяет находить поле в точке наблюдения A по заданному полю на некоторой поверхности S_B :

$$U_A = \frac{ik}{4\pi} \int_{S_B} U_B \frac{e^{-ikR}}{R} (1 + \cos\theta) dS, \quad (5.1)$$

где U_B – поле в точке B на поверхности S_B , k – волновое число; R – расстояние между точками A и B ; θ – угол между линией, соединяющей точки A и B , и нормалью к поверхности S_B (рис. 5.1). Пусть на

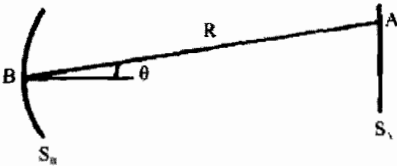


Рис. 5.1. К расчету поля в точке A по формуле Кирхгофа

одном из зеркал создано поле U_B . Оно возбуждает волну в резонаторе, которая будет распространяться между зеркалами, попеременно отражаясь от них. Поле у одного зеркала, связанное с полем другого зеркала, после q проходов можно описать соотношением (5.1),

где вместо U_A следует подставить U_{q+1} – поле у рассматриваемого зеркала, а U_B заменить на U_q , вызывающее появление поля U_{q+1} .

С увеличением числа проходов поле на зеркалах стремится к стационарному распределению, которое можно представить в виде

$$U_q = \left(\frac{1}{\gamma} \right)^q V(x, y),$$

где $V(x, y)$ – функция распределения, зависящая от координат на поверхности зеркал и не меняющаяся от отражения к отражению; γ – комплексная постоянная, не зависящая от пространственных координат.

Подставив (5.2) в (5.1), получим интегральное уравнение

$$V = \gamma \frac{ik}{4\pi} \int_S V (1 + \cos\theta) \frac{e^{-ikR}}{R} dS. \quad (5.3)$$

Оно имеет решение лишь при определенных величинах $\gamma = \gamma_{mn}$, называемых собственными значениями. Функции V_{mn} , удовлетворяющие интегральному уравнению, характеризуют структуру поля на поверхности зеркал различных типов колебаний резонатора, которые называют поперечными типами колебаний и обозначают как колебания типа TEM_{mn} . Символ TEM указывает на то, что волны внут-

ри резонатора близки к поперечным электромагнитным, т. е. не имеющие составляющих поля вдоль направления распространения волн буквами m и n обозначают число изменений направления поля сторон зеркала (прямоугольные) или по углу и вдоль радиуса (круглые зеркала).

Конфигурация электрического поля для простейших поперечных типов колебаний открытых резонаторов с круглыми зеркалами показана на рис. 5.2. Собственные типы колебаний открытых резонаторов характеризуются не только поперечным распределением поля, но и распределением его вдоль оси резонаторов, которое представляет собой стоячую волну и отличается числом полувольт, укладываемых по длине резонатора. Для учета последнего в обозначении типов колебаний вводят третий индекс q , характеризующий число полувольт, укладываемых вдоль оси резонатора.

Собственные значения γ_{mn} являются комплексными величинами. Вещественная часть логарифма собственных значений $\alpha_{mn} = \text{Re} \ln \gamma_{mn}$ определяет затухания волны на один проход между зеркалами, а мнимая часть $\beta_{mn} = \text{Im} \ln \gamma_{mn}$ — фазовый сдвиг за один проход, добавляемый к геометрическому фазовому сдвигу, равному $\frac{2\pi}{\lambda_{mn}} L$ (L — расстояние между зеркалами, λ_{mn} — длина волны, отвечающая данному типу нормального колебания).

Уравнение (5.3) решалось численным методом на ЭВМ. Некоторые результаты расчета представлены на рис. 5.3–5.6. В частности, на рис. 5.3, *a*, *b* показано распределение относительной амплитуды A и фазы φ поля для двух низших типов TEM_{00q} и TEM_{10q} в резонаторе с плоскими зеркалами при различных значениях параметра $N = a^2/\lambda L$ (N приблизительно равно числу зон Френеля, видимых в одном зеркале из центра другого, $2a$ — диаметр зеркал, λ — длина волны). Со-

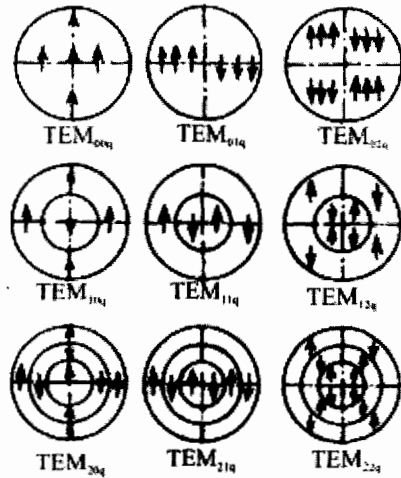


Рис. 5.2. Конфигурация электрического поля для простейших поперечных типов колебаний открытых резонаторов с круглыми зеркалами

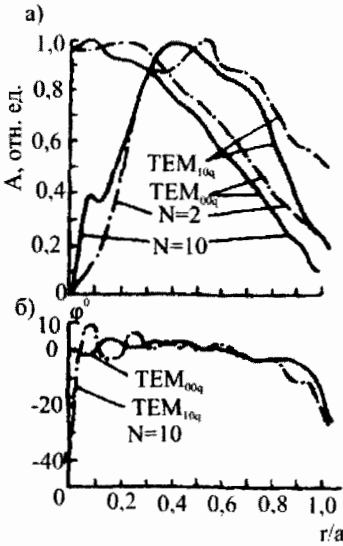


Рис. 5.3. Распределение относительной амплитуды A (а) и фазы φ (б) для двух низших типов колебаний в резонаторе с плоскими зеркалами при различных значениях параметра N

ний типа TEM_{00q} и TEM_{10q} . Величина β_{mn} позволяет определить резонансные частоты и длины волн собственных типов колебаний. Условием резонанса является равенство полного набега фазы при прохождении волны между зеркалами целому числу π , т. е.

$$\frac{2\pi Ln}{\lambda_{mnq}} + \beta_{mn} = \pi q;$$

отсюда получаем выражение для резонансной частоты

$$\nu_{mnq} = \frac{c}{2Ln} q - c \frac{\beta_{mn}}{2\pi Ln}, \tag{5.4}$$

где n – показатель преломления среды, заполняющей резонатор; c – скорость света. Разность частот соседних продольных типов колебаний одного и того же поперечного типа (т. е. TEM_{mnq} и TEM_{mnq+1}) из (5.4) равна:

гласно рис. 5.3,б, изменение фазы поля на зеркале незначительно (не превышает $\pi/4$), и поскольку размеры зеркал много больше длины волны, то фазовый фронт собственных волн в резонаторе близок к плоскому. Характерен значительный спад амплитуды поля к краю зеркала. Чем больше N , тем меньше амплитуда поля на краю зеркала и тем ниже дифракционные потери мощности.

Зависимость потерь мощности за проход от величины N для резонатора, составленного из плоских зеркал, представлена на рис. 5.4. Здесь же пунктиром показана зависимость дополнительного фазового сдвига $\beta_{mn} = I_m \ln \gamma_{mn}$ от N для колеба-

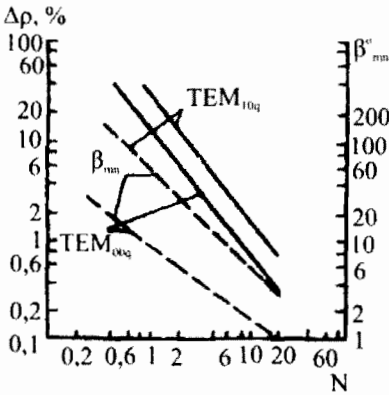


Рис. 5.4. Зависимость потерь мощности за проход и дополнительного фазового набег от величины N для резонатора с плоскими зеркалами

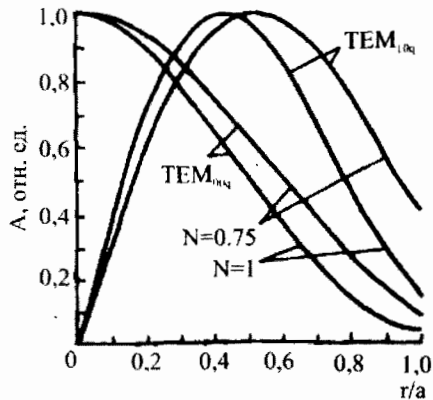


Рис. 5.5. Распределение амплитуды поля для двух типов колебаний в конфокальном резонаторе с круглыми зеркалами

$$\Delta v = v_{mnq+1} - v_{mnq} = \frac{c}{2Ln}.$$

На рис. 5.5 показано распределение амплитуды поля для TEM_{00q} и TEM_{10q} типов в конфокальном резонаторе с круглыми зеркалами. Последний образуется двумя одинаковыми сферическими зеркалами, расположенными друг от друга на расстоянии, равном радиусу кривизны. Так как у сферических зеркал фокусное расстояние составляет половину радиуса кривизны, то фокусы двух зеркал в этом случае совпадают. По сравнению с резонаторами из плоских зеркал, поле в конфокальном резонаторе спадает к краю зеркала при одних и тех же N до гораздо меньшей величины, что приводит к значительному снижению дифракционных потерь. С увеличением числа Френеля N поле сильнее концентрируется около оси резонатора.

Зависимость потерь мощности за один проход от числа N представлена на рис. 5.6. Как видно, при одинаковых размерах резонаторов дифракционные потери мощности для конфокального резонатора с $N > 2$ на несколько порядков ниже, чем у резонатора с плоскими зеркалами (пунктирные кривые).

Величина $\beta_{mn} = Im \ln \gamma_{mn}$ для конфокального резонатора равна $\beta_{mn} = -(m+n+1)\pi/2$ и не зависит от числа Френеля. С учетом этого резонансные длины волн собственных типов колебаний конфокального резонатора согласно (5.4) определяются по формуле

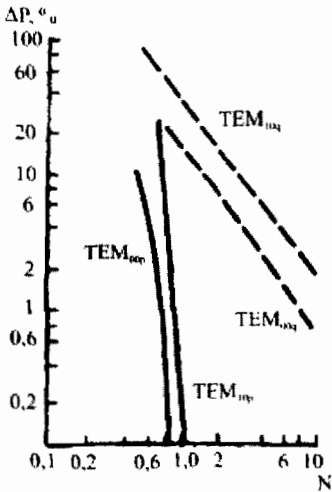


Рис. 5.6. Зависимость потерь мощности за один проход от числа N для двух типов колебаний конфокального резонатора

раза меньше, чем для продольных типов колебаний. Как видно из (5.5), спектр собственных частот конфокального резонатора сильно вырожден (увеличивая $(m + n)$ на две единицы и уменьшая q на единицу, получаем ту же частоту). Аналитическим путем удастся решить интегральное уравнение (5.3) и найти распределение поля внутри конфокального резонатора. Поле концентрируется вблизи оси резонатора. Распределение его симметрично относительно плоскости, перпендикулярной оси резонатора и проходящей через его центр (фокус). Поверхности постоянной фазы – сферические (рис. 5.7). Радиус кривизны синфазной поверхности, проходящей через точку z_0 (z – координата, отсчитываемая вдоль оси от центра резонатора):

$$R = L \frac{1 + (2z_0/L)^2}{2(2z_0/L)}. \tag{5.6}$$

Используя решение (5.6), можно определить собственные частоты и получить сведения о дифракционных потерях резонатора со сферическими зеркалами неконфокального типа, поскольку поле в кон-

$$\frac{4L}{\lambda_{mnq}} = 2q + (m + n + 1);$$

отсюда получаем выражение собственных частот

$$\nu_{mnq} = \frac{c}{4L} (2q + m + n + 1). \tag{5.5}$$

Расстояние по частоте между двумя соседними продольными типами колебаний одного и того же поперечного типа (т.е. TEM_{mnq} и $TEM_{mn, q+1}$), так же как в резонаторе с плоскими зеркалами, составляет $c/2L$. Частотное расстояние между поперечными типами $TEM_{m, n+1, q}$ и TEM_{mnq} (или TEM_{mnq} и $TEM_{m+1, n, q}$) равно $c/4L$, т.е. в два

фокальном резонаторе имеет сферические поверхности постоянной фазы: заменив две любые из них отражателями, получаем новый резонатор, но уже не конфокальный. Поле в резонаторе со сферическими зеркалами можно определить по формулам, выведенным для эквивалентного конфокального резонатора, две эквифазные поверхности которого совпадают с отражающими поверхностями зеркал.

Так, для резонатора с одинаковыми сферическими зеркалами квадратного сечения со стороной a и радиусом кривизны R , расположенными на расстоянии $l < 2R$, длина эквивалентного конфокального резонатора, найденная из (5.6), равна:

$$L = \sqrt{\ell(2R - \ell)}.$$

Собственная длина волны λ_{mq} такого резонатора находится по формуле

$$\frac{2\pi L}{\lambda_{mq}} = q\pi + (1 + m + n) \left(1 - \frac{4}{\pi} \arctg \frac{\ell - L}{\ell + L} \right).$$

Дифракционные потери можно определить по графикам, представленным на рис. 5.6, только под N при этом нужно понимать величину

$$N = \frac{a^2 L}{\lambda(L^2 + \ell^2)} = \frac{a^2}{\ell \lambda} \sqrt{\frac{\ell}{R} \left(2 - \frac{\ell}{R} \right)}.$$

Можно показать, используя (5.6), что резонатор со сферическими зеркалами с радиусами кривизны R_1 и R_2 ($R_1 < R_2$) и расстоянием между ними ℓ имеет эквивалентно конфокальную систему, в которой данные зеркала совпадают с фазовыми поверхностями, если выполняются условия

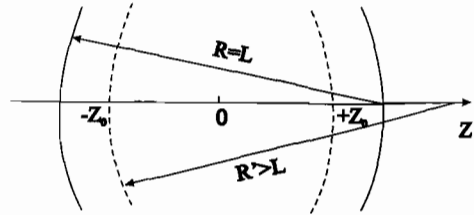


Рис. 5.7. Поверхности постоянной фазы поля конфокального резонатора

$$R_2 < l < R_1 \text{ или } 0 < l < R_1. \tag{5.7}$$

Резонаторы, у которых

$$R_1 < l < R_2 \text{ или } l > R_1 + R_2, \tag{5.8}$$

не имеют эквивалентной конфокальной системы, и их называют неустойчивыми. Такие резонаторы имеют большие радиационные потери.

Согласно теории, поля собственных типов колебаний в открытых резонаторах со сферическими зеркалами, для которых выполняются условия (5.7), ограничиваются замкнутыми каустическими поверхностями (рис. 5.8). Вне каустических поверхностей электромагнитное поле мало (оно экспоненциально убывает при удалении от них), что и обуславливает малые радиальные потери в таких резонаторах.

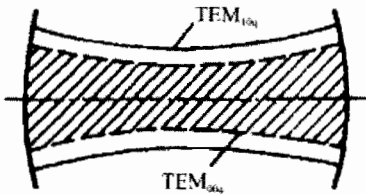


Рис. 5.8. Каустические поверхности в резонаторе со сферическими зеркалами

В резонаторах со сферическими зеркалами, удовлетворяющих (5.8), каустики не образуются. В них невозможны собственные колебания с малыми потерями.

Рис. 5.9 позволяет качественно судить о потерях в резонаторах с произвольными сферическими зеркалами. По координатным осям отложены величины $1 - l/R_1$ и $1 - l/R_2$. Радиусы вогнутых зеркал считаются положительными, а выпуклых — отрицательными. Заштрихованные области соответствуют неустойчивым резонаторам с большими потерями. Области с большими потерями в первом и третьем квадрантах ограничиваются гиперболами, уравнение которых $(1 - l/R_1)(1 - l/R_2) = 1$ является лишь разновидностью записи условия $l = R_1 + R_2$. Резонаторы, для которых $R_1 < l < R_2$ имеют большие потери. Таким резонаторам соответствует вторая и четвертая четверти на диаграмме рис. 5.9. Для наглядности в соответствующих местах диаграммы приведены конфигурации резонаторов. Конфокальный резонатор ($R_1 = R_2 = l$) на диаграмме представлен точкой, лежащей в начале координат, резонатору с плоскими зеркалами ($R_1 = R_2 = \infty$) соответствует точка с координатами (1.1). Полуконфокальному резонатору ($R_1 = \infty, l = R_2/2$) отвечает точка (1, +1/2).

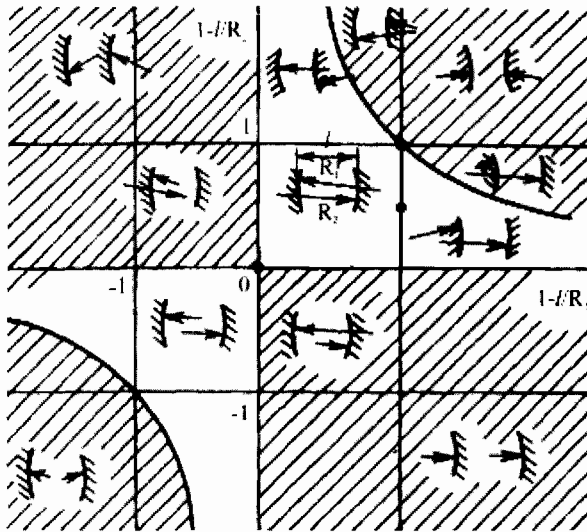


Рис. 5.9. Диаграмма, позволяющая качественно оценить потери в резонаторах с различными сферическими зеркалами

Согласно рис. 5.9, конфокальная конструкция резонатора очень чувствительна к настройке. При незначительной разнице в радиусах кривизны зеркал точка на диаграмме может сместиться во вторую или четвертую четверти, что соответствует резкому возрастанию потерь. При использовании конфокальных резонаторов необходимо учитывать это обстоятельство.

И наоборот, полуфокальный резонатор, изображенный точкой $(1, +1/2)$, которая лежит в области, соответствующей малым потерям, отличается малой критичностью к расстоянию между зеркалами.

Используя рассмотренную диаграмму, можно сделать важные заключения и о других типах резонаторов.

4.1. Особенности лазерного излучения и его характеристики

Лазеры – это источники интенсивного оптического монохроматического излучения. Они по своим характеристикам кардинально отличаются от традиционных оптических источников (ламп накаливания, дуговых и люминесцентных ламп). Прежде чем рассматривать принцип работы, устройство и параметры лазеров, остановимся на основных свойствах оптического излучения – монохроматичности, когерентности и направленности.

Монохроматичность

Одним из основных параметров оптического излучения является ширина его спектра, т.е. диапазон частот или длин волн, который занимает излучение. Для оценки спектральных свойств излучения вводят понятие степени монохроматичности. Степень монохроматичности равна

$$\mu = \frac{\Delta\nu}{\nu_0} = \frac{\Delta\lambda}{\lambda_0},$$

где $\Delta\nu$ ($\Delta\lambda$) – диапазон частот (длин волн), который занимает излучение или, как говорят, ширина линии, ν_0 (λ_0) – центральная частота (длина волны) линии излучения.

Если $\mu = 0$, то излучение идеально монохроматично, если $\mu \ll 1$, то излучение называется квазимонохроматическим. Величина μ определяет отклонение от идеальной монохроматичности: чем она меньше, тем выше монохроматичность излучения. Идеально монохроматичное излучение – это излучение, ширина спектра которого равна нулю. Реально, идеально монохроматичного излучения в природе не может существовать хотя бы потому, что оно всегда ограничено во времени. С точки зрения квантовой механики, идеально монохроматическое излучение соответствует переходам частиц между

бесконечно узкими энергетическими уровнями. Однако энергетические уровни всегда имеют конечную ширину из-за конечного времени жизни частиц в возбужденных состояниях (см. гл. 1).

Обычно монохроматическим считают излучение, имеющее достаточно узкий спектральный состав, которое можно характеризовать одной частотой или длиной волны. Иногда при этом указывают и ширину линии излучения.

Излучение обычных источников (солнца, ламп накаливания, люминесцентных ламп и т.д.) не монохроматично. Оно имеет широкий спектр, перекрывающий весь видимый диапазон и даже простирающийся в инфракрасную и ультрафиолетовую области. Для получения монохроматического излучения от таких источников необходимо использовать спектральные приборы и оптические фильтры. Однако методом фильтрации нельзя получить мощное монохроматическое излучение. Чем монохроматичнее выделяемое фильтром излучение, тем меньше его мощность. Интенсивность излучения даже очень сильно нагретого тела оказывается очень малой. Так, известно, что излучение Солнца аналогично излучению абсолютно черного тела, нагретого до температуры 6000°К . При этом плотность потока излучения с его поверхности составляет примерно 7 кВт/см^2 . Спектральная плотность в максимуме излучения ($\lambda \approx 0,48\text{ мкм}$) равна $\sim 1\text{ Вт/см}^2\text{А}^\circ$.

Современные лазеры позволяют получать плотности мощности в непрерывном режиме более кВт/см^2 , в импульсном режиме – порядка тысяч МВт/см^2 . Излучение лазеров можно считать монохроматическим. Ширина спектра излучения достигает величин сотен герц, что соответствует степени монохроматичности 10^{-12} .

От традиционных источников излучения с помощью фильтров удается получать излучение с монохроматичностью $\approx 10^{-6}$. Таким образом, лазеры являются уникальными источниками мощного монохроматического излучения.

Монохроматичность излучения связана с другим важным свойством излучения – когерентностью.

Когерентность излучения

Когерентность является одной из основных характеристик любых колебательных волновых процессов. Когерентность – согласованное протекание во времени нескольких колебательных и волновых про-

цессов. Если разность фаз двух колебаний остается постоянной во времени или меняется по строго определенному закону, то колебания называют когерентными. Колебания, у которых разность фаз изменяется беспорядочно и быстро по сравнению с их периодом, называются некогерентными.

Для оптического излучения различают временную и пространственную когерентность. При пространственной когерентности рассматривается связь колебаний в различных точках пространства. При временной когерентности рассматривается связь колебаний в одной и той же точке пространства в разные моменты времени.

Когерентность обоих типов – временной и пространственной, – описывается соответствующими корреляционными функциями.

Для того, чтобы определить временную когерентность, рассматривают поле электромагнитной волны в данной точке A в момент времени t и $t + \tau$. Если для данного интервала времени τ разность фаз колебаний поля остается одной и той же в любой момент времени t , то говорят, что существует временная когерентность на интервале времени τ . Если такое условие выполняется для любого значения τ , то волна характеризуется полной временной когерентностью. Если же это имеет место лишь для определенного интервала времени τ такого, что $0 < \tau < \tau_0$, то квазимонохроматическая волна характеризуется частичной временной когерентностью с временем когерентности τ_0 . Полную временную когерентность имеет лишь идеально монохроматическое излучение. Реальное квазимонохроматическое излучение со спектральной шириной $\Delta\nu$ имеет, как показывает теория, частичную когерентность с временем когерентности $\tau_0 = 1/\Delta\nu$.

Когерентность излучения неразрывно связана с понятием интерференции, проявляющейся при сложении монохроматических колебаний. Временная когерентность характеризует способность световых волн, возникающих в разные моменты времени, интерферировать между собой.

Для экспериментального определения временной когерентности излучения источника света используют интерферометр Майкельсона (рис. 4.1).

Интерферометр Майкельсона по существу представляет собой устройство, в котором осуществляется сложение двух световых пучков одинаковой интенсивности, испускаемых источником излучения с интервалом времени $\Delta t = \tau = \Delta L/c$, где $\Delta L = L_1 - L_2$ – разность длин

плеч интерферометра, c – скорость света. Результат этого сложения виден на экране и представляет собой картину чередующихся интерференционных полос. На рис. 4.2 приведена зависимость интенсивности поля I на экране от координаты x , перпендикулярной к интерференционным полосам для различных времен задержки $\tau_1 = \Delta L/c = 0$, $\tau_2 = \Delta L/c \neq 0$, $\tau_3 > \tau_2$ ($\Delta L_3 > \Delta L_2$).

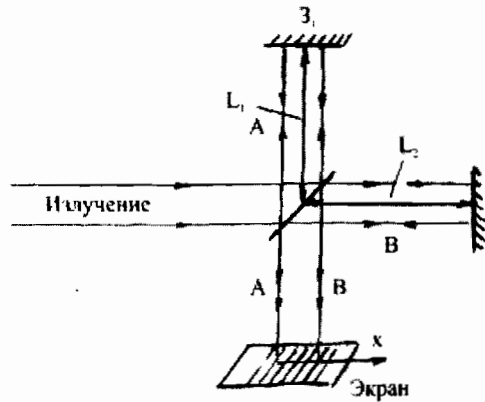


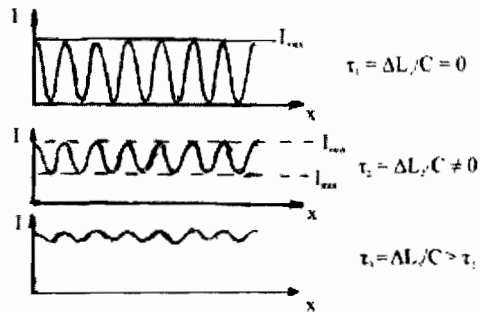
Рис. 4.1. Интерферометр Майкельсона

Для оценки интерференционной картинки вводят понятие контрастности (резкость, видность) полос γ , определяемое соотношением

$$\gamma = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}},$$

где I_{\max} и I_{\min} – максимальная и минимальная интенсивности, соответствующие светлым и темным полосам интерференционной картины.

Контрастность интерференционной картины определяет степень когерентности. Если $\gamma = 1$, то колебания полностью когерентны. Когда $\gamma = 0$, то есть $I_{\max} = I_{\min}$, интерференционные полосы отсутствуют и колебания не когерентны. Таким образом, сняв зависимость γ от ΔL (рис. 4.3), можно определить длину когерентности $L_{\text{кор}}$ (а значит, и время когерентности $\tau_0 = L_{\text{кор}}/c$) исследуемого излучения.

Рис. 4.2. Изменение контраста интерференционной картины при различных временах задержки τ

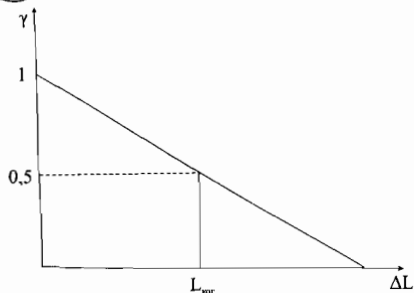


Рис. 4.3. Зависимость коэффициента контрастности от разности хода ΔL

Величину $L_{\text{кор}}$ определяют по значению разности длин плеч интерферометра $\Delta L = L_1 - L_2$, при которой значение контрастности падает до $\gamma = 1/2$. Время когерентности излучения $\tau_0 = L_{\text{кор}}/c$.

Излучение теплового источника имеет крайне малое время когерентности и, соответственно, малую длину когерентности.

Их излучение практически не когерентно. Используя узкополосные фильтры, можно от тепловых источников получить квазимонохроматическое излучение с временной когерентностью, не превышающей величину 10^{-8} сек. Время когерентности лазерного излучения достигает величины 10^{-2} сек. и более.

Для изучения пространственной когерентности используют метод Юнга. В этом методе для определения пространственной когерентности светового пучка его направляют на непрозрачный экран с двумя отверстиями малого диаметра, расположенными на расстоянии d друг от друга (рис. 4.4).

Эти отверстия действуют, как точечные источники, и световые волны от них создают на экране интерференционную картину. Если оставить одно из отверстий в фиксированном положении, а другое отверстие передвигать, то контрастность интерференционной картины будет уменьшаться, что означает снижение корреляции между колебаниями в местах расположения отверстий. Область, в преде-

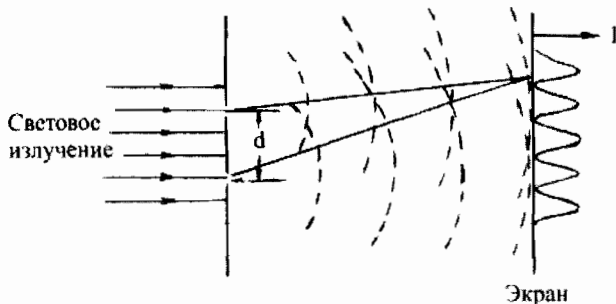


Рис. 4.4. Опыт Юнга

лах которой при перемещении отверстий интерференционные полосы остаются заметными (например, с контрастностью $\gamma \approx 0,1-0,2$), определяет область пространственной когерентности монохроматического излучения. Площадь этой области вблизи излучающей поверхности тепловых источников крайне мала и составляет величину порядка квадрата длины волны, то есть единиц $\text{мкм}^2 = 10^{-8} \text{ см}^2$. Для лазеров площадь области пространственной когерентности на выходе излучающей апертуры составляет несколько квадратных сантиметров. С пространственной когерентностью тесно связана направленность излучения.

Направленность излучения

Направленность характеризуется телесным углом, в котором распространяется большая часть излучения. Чем меньше телесный угол, тем больше направленность излучения. Часто в качестве параметра направленности принимается не телесный угол ω , а плоский угол расходимости θ . Если расходящийся пучок представляет собой конус, между телесным и плоским углами существует простая связь. Телесный угол $\omega = 2\pi(1 - \cos\theta/2)$.

Обычные источники (тепловые, ламповые и др.) не обладают направленностью излучения. Их излучение не когерентно, и создаваемое ими электромагнитное поле есть результат суперпозиции полей от элементарных излучателей (атомов, молекул и т. д.). Такие источники излучают в пределах всего телесного угла 4π ($\theta = 2\pi$).

От обычного источника можно получить направленное излучение, если на большом расстоянии от него поставить диафрагму. Чем больше расстояние и чем меньше диаметр диафрагмы, тем меньше расходимость пучка за диафрагмой. Однако излучение, выделенное диафрагмой, будет иметь малую энергию, так как плотность потока излучения убывает обратно пропорционально квадрату расстояния от источника до диафрагмы. Получить направленное излучение от обычного источника можно так же, если поместить его в фокальную плоскость линзы коллиматора. Если источник имеет поперечный размер « a », то угол расходимости пучка на выходе коллиматора будет равным $\theta = a/F$, где F – фокусное расстояние линзы. Чем меньшую расходимость θ пучка света необходимо получить, тем меньше должен быть источник, тем меньше будет энергия в пучке.

В отличие от обычных источников, лазеры являются источниками высоконаправленного оптического излучения. Они, в силу своего принципа действия, имеют высокую пространственную когерентность и без использования дополнительных фокусирующих систем обеспечивают узконаправленное излучение с угловой расходимостью θ , достигающей единиц угловых секунд. Так, у лазеров с диаметром выходной апертуры D , работающих в режиме основной поперечной TEM_{00} моды (см. стр. 151), угловая расходимость выходного излучения составляет $\theta \approx 0,63\lambda/d$. При $\lambda = 0,5$ мкм, $D = 1$ см имеем $\theta = 5$ угл. секунд.

4.2. Физические основы работы лазеров

Успехи, достигнутые при разработке и исследовании квантовых усилителей и генераторов радиодиапазона, послужили базой для реализации предложения об усилении и генерации света на основе индуцированного излучения и привели к созданию квантовых генераторов оптического диапазона. Оптические квантовые генераторы-лазеры являются единственными источниками мощного монохроматического света. Принцип усиления света с помощью атомных систем был впервые предложен в 1940 г. В.А. Фабрикантом. Однако обоснование возможности создания оптического квантового генератора было дано лишь в 1958 г. Ч. Таунсом и А. Шавловым на основе достижений разработок квантовых приборов радиодиапазона. Первый лазер – лазер на кристалле рубина в качестве рабочего вещества – был реализован в 1960 г. Создание инверсии населенностей в нем осуществлялось методом трехуровневой накачки, применявшимся в парамагнитных квантовых усилителях.

В настоящее время разработано большое число разнообразных лазеров, отличающихся рабочим веществом (кристаллы, стекла, пластмассы, жидкости, газы, полупроводники) и способами создания инверсии населенностей (оптическая накачка, разряд в газах, химические реакции и т.д.).

Излучение существующих лазеров охватывает диапазон длин волн от ультрафиолетовой до дальней инфракрасной области спектра, примыкающей к миллиметровым волнам. Аналогично квантовому генератору радиодиапазона, лазер состоит из двух основных частей: рабочего (активного) вещества, в котором тем или иным спосо-

бом создается инверсия населенностей, и резонансной системы (рис. 4.5). В качестве последней в лазерах используются открытые резонаторы типа интерферометра Фабри–Перо*, образуемые системой из двух удаленных друг от друга зеркал.



Рис. 4.5. Схема устройства лазера

Рабочее вещество усиливает оптическое излучение благодаря индуцированному испусканию активных частиц. Резонансная система, вызывая многократное прохождение возникающего оптического индуцированного излучения через активную среду, обуславливает эффективное взаимодействие поля в ней. Если рассматривать лазер как автоколебательную систему, то можно считать, что резонатор обеспечивает положительную обратную связь в результате возвращения части распространяющегося между зеркалами излучения обратно в активную среду. Чтобы в лазере возникли колебания, мощность, получаемая от активной среды, должна быть равна мощности потерь в резонаторе или превышать ее. Это эквивалентно тому, что интенсивность волны генерации после прохождения через усиливающую среду, отражения от зеркал 1 и 2, возвращения в исходное сечение должна оставаться неизменной или превышать первоначальное значение.

При прохождении через активную среду интенсивность волны изменяется по экспоненциальному закону (в случае пренебрежения насыщением) $I_v = I_v^0 \exp(\alpha_v - \beta_0)x$, а при отражении от зеркала она изменяется в r раз (r – коэффициент отражения зеркала). Поэтому условие возникновения генерации, согласно сказанному, можно записать в виде

$$I_v^0 r_1 r_2 \exp[2(\alpha_v - \beta_0)L] \geq I_v^0, \quad (4.1)$$

где L – длина рабочей активной среды; r_1 и r_2 – коэффициенты отражения зеркал 1 и 2; α_v – коэффициент усиления активной среды; β_0 – постоянная затухания, учитывающая потери энергии в рабочем веществе за счет рассеяния на неоднородностях и дефектах.

* Приоритет применения интерферометров Фабри–Перо в качестве колебательных систем принадлежит академику А.М. Прохорову.

Величина α_v связана с населенностями N_m и N_n верхнего m и нижнего n рабочих уровней среды, коэффициентом Эйнштейна индуцированного перехода $m \rightarrow n$ соотношением (см. 1.46).

$$\alpha_v = \frac{h\nu}{c} B_{mn}^{(v)} \left(N_m - \frac{g_m}{g_n} N_n \right). \quad (4.2)$$

Вместо r_1 r_2 вводят величину γ посредством равенства $r_1 r_2 = e^{-2\gamma} (\gamma \geq 0)$, так как $r_1 r_2 \leq 1$. При этом условие самовозбуждения примет вид

$$\exp[2\alpha_v L - 2\gamma - 2\beta_0 L] \geq 1,$$

отсюда

$$\alpha_v \geq \frac{\gamma}{L} + \beta_0.$$

Используя выражение (4.2), приходим к выводу, что для возникновения генерации в оптическом резонаторе с активным веществом необходимо иметь инверсию населенностей, превышающую некоторую величину, называемую пороговой населенностью:

$$\left(N_m - \frac{g_m}{g_n} N_n \right)_{\text{пор}} = \frac{\gamma + \beta_0 L}{\frac{L h \nu}{c} B_{mn}^{(v)}}.$$

Таким образом, чем меньше потери и больше длина активной среды, тем легче выполнить условие генерации.

Основными задачами при разработке лазеров являются конструирование резонатора генератора и способ создания инверсии населенностей. Рассмотрим предварительно открытые резонаторы, применяемые в лазерах.

ГЛАВА 5

ОТКРЫТЫЕ РЕЗОНАТОРЫ

Резонансные системы лазеров, как известно, представляют собой открытые резонаторы. В настоящее время наиболее широко применяются открытые резонаторы с плоскими и сферическими зеркалами. Характерная особенность таких резонаторов — их геометрические размеры, во много раз превышающие длину волны. Подобно объемным резонаторам резонаторы, применяемые в лазерах, обладают набором собственных типов колебаний, характеризующихся определенным распределением поля в них и собственными частотами. Собственные типы колебаний открытого резонатора представляют собой решения уравнений поля, удовлетворяющие граничным условиям на зеркалах.

Существует несколько методов расчета объемных резонаторов, позволяющих определять собственные типы колебаний. Наиболее полно теория открытых резонаторов сформирована в работах Л.А. Вайнштейна [14]. Наглядный метод отсчета типов колебаний в открытых резонаторах был развит и усовершенствован А. Фоксом и Т. Ли [15], которые использовали численный расчет, моделирующий процесс установления типов колебаний в резонаторе в результате многократного отражения от зеркал. Первоначально задают произвольное распределение поля на поверхности одного из зеркал. Затем, применяя принцип Гюйгенса, вычисляют распределение поля на поверхности другого зеркала. Указанное распределение принимают за исходное, и вычисления повторяют. После многократных отражений распределение амплитуды и фазы поля на поверхности зеркал стремится к стационарному значению, т. е. поле на каждом зеркале самовоспроизводится в неизменном виде. Полученное распределение поля представляет собой нормальный тип колебаний открытого резонатора.

Расчет Фокса и Ли базируется на формуле Кирхгофа, являющейся математическим выражением принципа Гюйгенса, которая позволяет находить поле в точке наблюдения A по заданному полю на некоторой поверхности S_B :

$$U_A = \frac{ik}{4\pi} \int_{S_B} U_B \frac{e^{-ikR}}{R} (1 + \cos\theta) dS, \quad (5.1)$$

где U_B – поле в точке B на поверхности S_B , k – волновое число; R – расстояние между точками A и B ; θ – угол между линией, соединяющей точки A и B , и нормалью к поверхности S_B (рис. 5.1). Пусть на

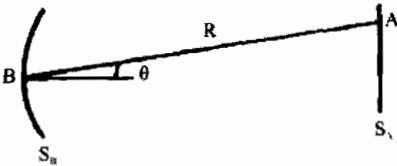


Рис. 5.1. К расчету поля в точке A по формуле Кирхгофа

одном из зеркал создано поле U_B . Оно возбуждает волну в резонаторе, которая будет распространяться между зеркалами, попеременно отражаясь от них. Поле у одного зеркала, связанное с полем другого зеркала, после q проходов можно описать соотношением (5.1),

где вместо U_A следует подставить U_{q+1} – поле у рассматриваемого зеркала, а U_B заменить на U_q , вызывающее появление поля U_{q+1} .

С увеличением числа проходов поле на зеркалах стремится к стационарному распределению, которое можно представить в виде

$$U_q = \left(\frac{1}{\gamma} \right)^q V(x, y),$$

где $V(x, y)$ – функция распределения, зависящая от координат на поверхности зеркал и не меняющаяся от отражения к отражению; γ – комплексная постоянная, не зависящая от пространственных координат.

Подставив (5.2) в (5.1), получим интегральное уравнение

$$V = \gamma \frac{ik}{4\pi} \int_S V (1 + \cos\theta) \frac{e^{-ikR}}{R} dS. \quad (5.3)$$

Оно имеет решение лишь при определенных величинах $\gamma = \gamma_{mn}$, называемых собственными значениями. Функции V_{mn} , удовлетворяющие интегральному уравнению, характеризуют структуру поля на поверхности зеркал различных типов колебаний резонатора, которые называют поперечными типами колебаний и обозначают как колебания типа TEM_{mn} . Символ TEM указывает на то, что волны внут-

ри резонатора близки к поперечным электромагнитным, т. е. не имеющие составляющих поля вдоль направления распространения волн буквами m и n обозначают число изменений направления поля сторон зеркала (прямоугольные) или по углу и вдоль радиуса (круглые зеркала).

Конфигурация электрического поля для простейших поперечных типов колебаний открытых резонаторов с круглыми зеркалами показана на рис. 5.2. Собственные типы колебаний открытых резонаторов характеризуются не только поперечным распределением поля, но и распределением его вдоль оси резонаторов, которое представляет собой стоячую волну и отличается числом полувольт, укладываемых по длине резонатора. Для учета последнего в обозначении типов колебаний вводят третий индекс q , характеризующий число полувольт, укладываемыхся вдоль оси резонатора.

Собственные значения γ_{mn} являются комплексными величинами. Вещественная часть логарифма собственных значений $\alpha_{mn} = \text{Re} \ln \gamma_{mn}$ определяет затухания волны на один проход между зеркалами, а мнимая часть $\beta_{mn} = \text{Im} \ln \gamma_{mn}$ — фазовый сдвиг за один проход, добавляемый к геометрическому фазовому сдвигу, равному $\frac{2\pi}{\lambda_{mn}} L$ (L — расстояние между зеркалами, λ_{mn} — длина волны, отвечающая данному типу нормального колебания).

Уравнение (5.3) решалось численным методом на ЭВМ. Некоторые результаты расчета представлены на рис. 5.3–5.6. В частности, на рис. 5.3, *a*, *b* показано распределение относительной амплитуды A и фазы φ поля для двух низших типов TEM_{00q} и TEM_{10q} в резонаторе с плоскими зеркалами при различных значениях параметра $N = a^2/\lambda L$ (N приблизительно равно числу зон Френеля, видимых в одном зеркале из центра другого, $2a$ — диаметр зеркал, λ — длина волны). Со-

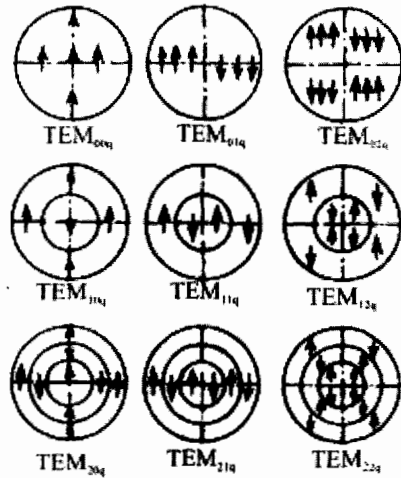


Рис. 5.2. Конфигурация электрического поля для простейших поперечных типов колебаний открытых резонаторов с круглыми зеркалами

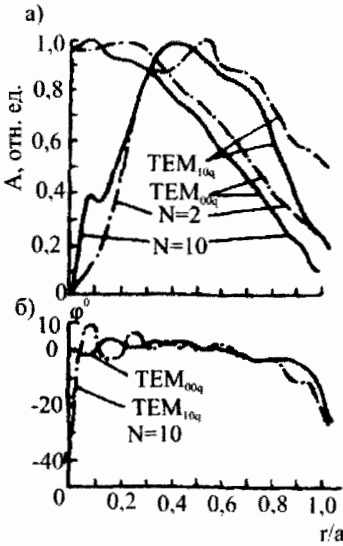


Рис. 5.3. Распределение относительной амплитуды A (а) и фазы φ (б) для двух низших типов колебаний в резонаторе с плоскими зеркалами при различных значениях параметра N

ний типа TEM_{00q} и TEM_{10q} . Величина β_{mn} позволяет определить резонансные частоты и длины волн собственных типов колебаний. Условием резонанса является равенство полного набега фазы при прохождении волны между зеркалами целому числу π , т. е.

$$\frac{2\pi Ln}{\lambda_{mnq}} + \beta_{mn} = \pi q;$$

отсюда получаем выражение для резонансной частоты

$$\nu_{mnq} = \frac{c}{2Ln} q - c \frac{\beta_{mn}}{2\pi Ln}, \tag{5.4}$$

где n – показатель преломления среды, заполняющей резонатор; c – скорость света. Разность частот соседних продольных типов колебаний одного и того же поперечного типа (т. е. TEM_{mnq} и TEM_{mnq+1}) из (5.4) равна:

гласно рис. 5.3,б, изменение фазы поля на зеркале незначительно (не превышает $\pi/4$), и поскольку размеры зеркал много больше длины волны, то фазовый фронт собственных волн в резонаторе близок к плоскому. Характерен значительный спад амплитуды поля к краю зеркала. Чем больше N , тем меньше амплитуда поля на краю зеркала и тем ниже дифракционные потери мощности.

Зависимость потерь мощности за проход от величины N для резонатора, составленного из плоских зеркал, представлена на рис. 5.4. Здесь же пунктиром показана зависимость дополнительного фазового сдвига $\beta_{mn} = I_m \ln \gamma_{mn}$ от N для колебаний

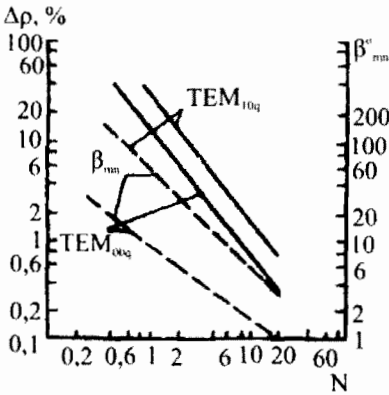


Рис. 5.4. Зависимость потерь мощности за проход и дополнительного фазового набег от величины N для резонатора с плоскими зеркалами

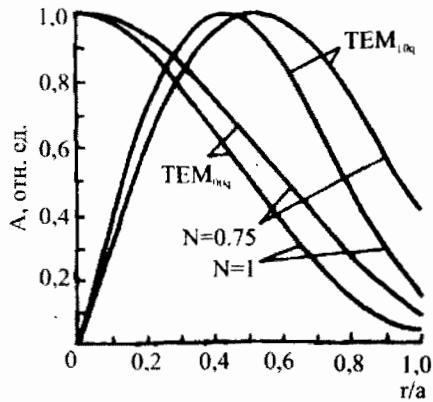


Рис. 5.5. Распределение амплитуды поля для двух типов колебаний в конфокальном резонаторе с круглыми зеркалами

$$\Delta v = v_{mnq+1} - v_{mnq} = \frac{c}{2Ln}.$$

На рис. 5.5 показано распределение амплитуды поля для TEM_{00q} и TEM_{10q} типов в конфокальном резонаторе с круглыми зеркалами. Последний образуется двумя одинаковыми сферическими зеркалами, расположенными друг от друга на расстоянии, равном радиусу кривизны. Так как у сферических зеркал фокусное расстояние составляет половину радиуса кривизны, то фокусы двух зеркал в этом случае совпадают. По сравнению с резонаторами из плоских зеркал, поле в конфокальном резонаторе спадает к краю зеркала при одних и тех же N до гораздо меньшей величины, что приводит к значительному снижению дифракционных потерь. С увеличением числа Френеля N поле сильнее концентрируется около оси резонатора.

Зависимость потерь мощности за один проход от числа N представлена на рис. 5.6. Как видно, при одинаковых размерах резонаторов дифракционные потери мощности для конфокального резонатора с $N > 2$ на несколько порядков ниже, чем у резонатора с плоскими зеркалами (пунктирные кривые).

Величина $\beta_{mn} = Im \ln \gamma_{mn}$ для конфокального резонатора равна $\beta_{mn} = -(m+n+1)\pi/2$ и не зависит от числа Френеля. С учетом этого резонансные длины волн собственных типов колебаний конфокального резонатора согласно (5.4) определяются по формуле

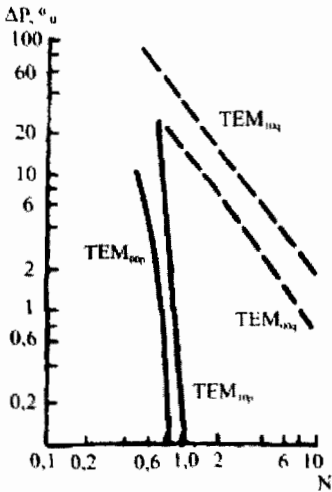


Рис. 5.6. Зависимость потерь мощности за один проход от числа N для двух типов колебаний конфокального резонатора

раза меньше, чем для продольных типов колебаний. Как видно из (5.5), спектр собственных частот конфокального резонатора сильно вырожден (увеличивая $(m + n)$ на две единицы и уменьшая q на единицу, получаем ту же частоту). Аналитическим путем удастся решить интегральное уравнение (5.3) и найти распределение поля внутри конфокального резонатора. Поле концентрируется вблизи оси резонатора. Распределение его симметрично относительно плоскости, перпендикулярной оси резонатора и проходящей через его центр (фокус). Поверхности постоянной фазы – сферические (рис. 5.7). Радиус кривизны синфазной поверхности, проходящей через точку z_0 (z – координата, отсчитываемая вдоль оси от центра резонатора):

$$R = L \frac{1 + (2z_0/L)^2}{2(2z_0/L)}. \tag{5.6}$$

Используя решение (5.6), можно определить собственные частоты и получить сведения о дифракционных потерях резонатора со сферическими зеркалами неконфокального типа, поскольку поле в кон-

$$\frac{4L}{\lambda_{mnq}} = 2q + (m + n + 1);$$

отсюда получаем выражение собственных частот

$$\nu_{mnq} = \frac{c}{4L} (2q + m + n + 1). \tag{5.5}$$

Расстояние по частоте между двумя соседними продольными типами колебаний одного и того же поперечного типа (т.е. TEM_{mnq} и $TEM_{mn, q+1}$), так же как в резонаторе с плоскими зеркалами, составляет $c/2L$. Частотное расстояние между поперечными типами $TEM_{m, n+1, q}$ и TEM_{mnq} (или TEM_{mnq} и $TEM_{m+1, n, q}$) равно $c/4L$, т.е. в два

фокальном резонаторе имеет сферические поверхности постоянной фазы: заменив две любые из них отражателями, получаем новый резонатор, но уже не конфокальный. Поле в резонаторе со сферическими зеркалами можно определить по формулам, выведенным для эквивалентного конфокального резонатора, две эквифазные поверхности которого совпадают с отражающими поверхностями зеркал.

Так, для резонатора с одинаковыми сферическими зеркалами квадратного сечения со стороной a и радиусом кривизны R , расположенными на расстоянии $l < 2R$, длина эквивалентного конфокального резонатора, найденная из (5.6), равна:

$$L = \sqrt{\ell(2R - \ell)}.$$

Собственная длина волны λ_{mq} такого резонатора находится по формуле

$$\frac{2\pi L}{\lambda_{mq}} = q\pi + (1 + m + n) \left(1 - \frac{4}{\pi} \arctg \frac{\ell - L}{\ell + L} \right).$$

Дифракционные потери можно определить по графикам, представленным на рис. 5.6, только под N при этом нужно понимать величину

$$N = \frac{a^2 L}{\lambda(L^2 + \ell^2)} = \frac{a^2}{\ell \lambda} \sqrt{\frac{\ell}{R} \left(2 - \frac{\ell}{R} \right)}.$$

Можно показать, используя (5.6), что резонатор со сферическими зеркалами с радиусами кривизны R_1 и R_2 ($R_1 < R_2$) и расстоянием между ними ℓ имеет эквивалентно конфокальную систему, в которой данные зеркала совпадают с фазовыми поверхностями, если выполняются условия

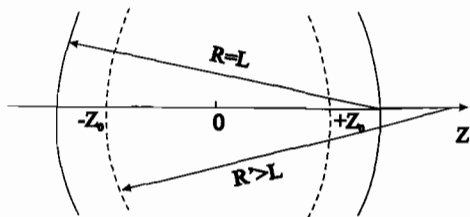


Рис. 5.7. Поверхности постоянной фазы поля конфокального резонатора

$$R_2 < l < R_1 \text{ или } 0 < l < R_1. \quad (5.7)$$

Резонаторы, у которых

$$R_1 < l < R_2 \text{ или } l > R_1 + R_2, \quad (5.8)$$

не имеют эквивалентной конфокальной системы, и их называют неустойчивыми. Такие резонаторы имеют большие радиационные потери.

Согласно теории, поля собственных типов колебаний в открытых резонаторах со сферическими зеркалами, для которых выполняются условия (5.7), ограничиваются замкнутыми каустическими поверхностями (рис. 5.8). Вне каустических поверхностей электромагнитное поле мало (оно экспоненциально убывает при удалении от них), что и обуславливает малые радиальные потери в таких резонаторах.

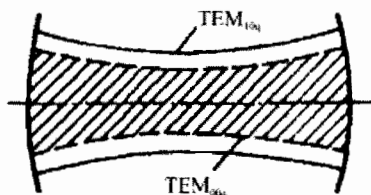


Рис. 5.8. Каустические поверхности в резонаторе со сферическими зеркалами

По координатным осям отложены величины $1 - l/R_1$ и $1 - l/R_2$. Радиусы вогнутых зеркал считаются положительными, а выпуклых — отрицательными. Заштрихованные области соответствуют неустойчивым резонаторам с большими потерями. Области с большими потерями в первом и третьем квадрантах ограничиваются гиперболами, уравнение которых $(1 - l/R_1)(1 - l/R_2) = 1$ является лишь разновидностью записи условия $l = R_1 + R_2$. Резонаторы, для которых $R_1 < l < R_2$ имеют большие потери. Таким резонаторам соответствует вторая и четвертая четверти на диаграмме рис. 5.9. Для наглядности в соответствующих местах диаграммы приведены конфигурации резонаторов. Конфокальный резонатор ($R_1 = R_2 = l$) на диаграмме представлен точкой, лежащей в начале координат, резонатору с плоскими зеркалами ($R_1 = R_2 = \infty$) соответствует точка с координатами (1.1). Полуconfокальному резонатору ($R_1 = \infty, l = R_2/2$) отвечает точка (1, +1/2).

В резонаторах со сферическими зеркалами, удовлетворяющих (5.8), каустики не образуются. В них невозможны собственные колебания с малыми потерями.

Рис. 5.9 позволяет качественно судить о потерях в резонаторах с произвольными сферическими зер-

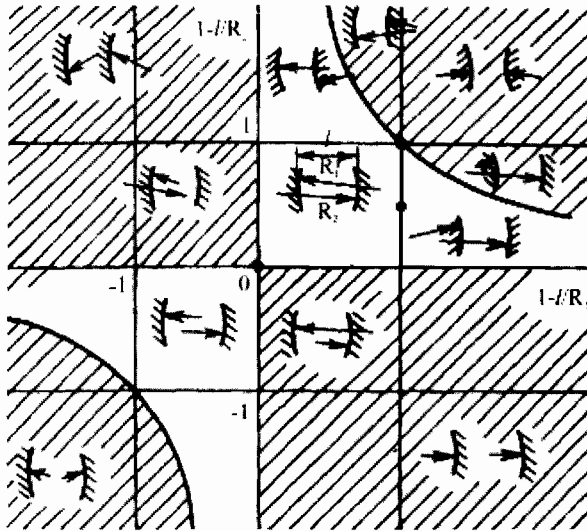


Рис. 5.9. Диаграмма, позволяющая качественно оценить потери в резонаторах с различными сферическими зеркалами

Согласно рис. 5.9, конфокальная конструкция резонатора очень чувствительна к настройке. При незначительной разнице в радиусах кривизны зеркал точка на диаграмме может сместиться во вторую или четвертую четверти, что соответствует резкому возрастанию потерь. При использовании конфокальных резонаторов необходимо учитывать это обстоятельство.

И наоборот, полуфокальный резонатор, изображенный точкой $(1, +1/2)$, которая лежит в области, соответствующей малым потерям, отличается малой критичностью к расстоянию между зеркалами.

Используя рассмотренную диаграмму, можно сделать важные заключения и о других типах резонаторов.

ГЛАВА 6

ЛАЗЕРЫ НА ТВЕРДОМ ТЕЛЕ

Лазеры на твердом теле, или твердотельные лазеры, представляют собой оптические квантовые генераторы, в качестве активной усиливающей среды в которых используются кристаллы либо аморфные диэлектрики. Рабочими частицами, переходы между энергетическими состояниями которых определяют генерацию, как правило, являются ионы атомов переходных групп Периодической системы Д.И. Менделеева. Наиболее часто используются ионы Nd^{3+} , Cr^{3+} , Pr^{3+} , Ho^{3+} . Активные частицы составляют доли или единицы процента от общего числа атомов рабочей среды, так что они как бы образуют «раствор» слабой концентрации и потому мало взаимодействуют друг с другом. Используемые энергетические уровни представляют собой уровни рабочих частиц, расщепленные и уширенные сильными неоднородными внутренними полями твердого вещества. В качестве основы активной усиливающей среды наиболее часто применяются кристаллы корунда (Al_2O_3), иттриево-алюминиевого граната YAG ($\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$), стекло разных марок и др.

Инверсия населенностей в рабочем веществе твердотельных лазеров создается методом, аналогичным используемому в парамагнитных усилителях. Она осуществляется с помощью так называемой оптической накачки, т. е. воздействием на вещество светового излучения высокой интенсивности.

Как показывают исследования, большая часть активных сред твердотельных лазеров удовлетворительно описывается двумя основными идеализированными энергетическими схемами: трехуровневой и четырехуровневой.

Рассмотрим сначала метод создания инверсии населенностей в средах, характеризующихся трехуровневой схемой (рис. 6.1). В нормальном состоянии заселен лишь нижний основной уровень 1 (энергетическое расстояние между уровнями значительно больше kT), так как переходы ($1 \rightarrow 2$) и ($1 \rightarrow 3$) принадлежат оптическому диапазону. Переход между уровнями 2 и 1 является рабочим. Уровень 3, вспомогательный, используется для создания инверсии рабочей пары уровней. Он в действительности занимает широкую полосу допустимых

значений энергии, обусловленную взаимодействием рабочих частиц с внутрикристаллическими полями.

Для создания инверсии рабочее вещество облучают интенсивным светом с частотным спектром, соответствующим переходу между уровнями $1 \rightarrow 3$. С уровня 3 атомы переходят на уровень 2.

Переход ($2 \rightarrow 3$), как правило, является безызлучательным. Энергия при этом идет на нагревание рабочего тела. При достаточной интенсивности накачки на уровне 2 удастся получить больше атомов, чем их остается на основном уровне, т. е. возникает инверсия населенностей для рабочей пары уровней.

Рассмотрим условия образования инверсии населенностей в трехуровневой схеме. Обозначим населенности уровней 1, 2 и 3 соответственно N_1 , N_2 , и N_3 . Используя рис. 6.1, можно записать следующие скоростные уравнения для населенностей уровней:

$$\frac{dN_3}{dt} = W_{13}N_1 - N_3(W_{31} + S_{32} + A_{31}); \quad (6.1)$$

$$\frac{dN_2}{dt} = W_{12}N_1 - N_2(W_{21} + A_{21}) + N_3S_{32};$$

$$N_1 + N_2 + N_3 = N_0, \quad (6.2)$$

где $W_{13} = W_{31}$, $W_{12} = W_{21}$ – вероятности индуцированных переходов, пропорциональные плотности излучения на частоте соответствующего перехода; S_{32} – вероятность безызлучательного перехода с уровня 3 на уровень 2; A_{31} , A_{21} – вероятности спонтанных переходов в единицу времени; N_0 – число активных частиц в единице объема.

Рассмотрим стационарный случай, т. е. $dN_3/dt = dN_2/dt = 0$. Будем считать, что вероятность безызлучательного перехода значи-

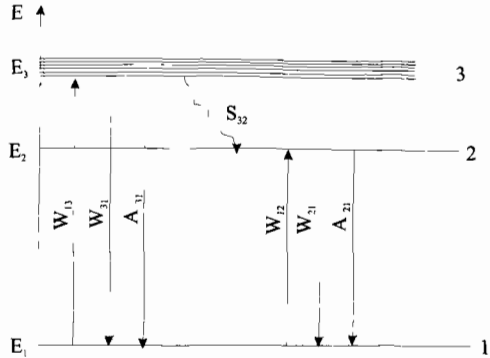


Рис. 6.1. Трехуровневая энергетическая схема

тельно больше всех других вероятностей переходов с уровня 3. Это условие обычно выполняется для используемых рабочих веществ при разумных интенсивностях излучения накачки. С учетом сказанного из (6.1), имеем

$$N_1 W_{13} - N_3 S_{32} = 0 \text{ или } N_1 = \frac{S_{32}}{W_{13}} N_3. \quad (6.3)$$

Поскольку $S_{32} \gg W_{31}$, то $N_1 \gg N_3$. Следовательно, вместо (6.2) можно записать

$$N_1 + N_2 = N_0. \quad (6.4)$$

Для стационарного случая, используя (6.3) и (6.4) из (6.1), получим

$$N_1 = N_0 \frac{W_{13} + A_{21}}{2W_{12} + W_{13} + A_{21}},$$

что с учетом (6.4) даст следующее выражение:

$$N_2 - N_1 = N_0 - 2N_1 = N_0 \frac{W_{13} - A_{21}}{2W_{12} + W_{13} + A_{21}}. \quad (6.5)$$

Согласно (6.5), для создания инверсной населенности должно соблюдаться условие: $W_{13} > A_{21}$. Это условие с учетом предложения $S_{32} \gg W_{31}$ физически означает, что скорость заполнения верхнего рабочего уровня 2 должна превышать скорость опустошения его за счет спонтанных переходов.

Используя выражение для вероятности индуцированного перехода W_{31} , которая зависит от плотности энергии возбуждающего облучения и коэффициента Эйнштейна B_{31} , можно определить минимальную интенсивность возбуждения накачки, необходимую для создания пороговой инверсной населенности. Такой расчет показывает, что пороговая плотность потока мощной накачки для существующих в настоящее время рабочих веществ имеет порядок сотен ватт на квадратный сантиметр.

В активных средах, описываемых четырехуровневой схемой (рис. 6.2), переход $3 \rightarrow 2$ является рабочим, верхний уровень, так же

как в трехуровневой схеме, представляет собой широкую полосу. Второй уровень находится от основного на энергетическом расстоянии, значительно большем kT . Поэтому при термодинамическом равновесии он практически не заселен. Инверсия населенностей создается облучением среды светом накачки с

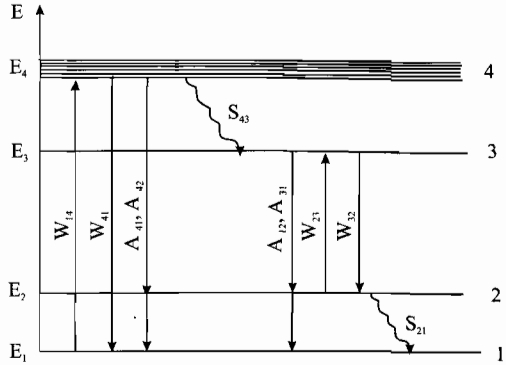


Рис. 6.2. Четырехуровневая энергетическая схема

частотным спектром, соответствующим переходу $1 \rightarrow 4$. Большая часть частиц, попавших на уровень 4, затем переходит безызлучательным путем на уровень 3, что при соответствующих условиях приводит к инверсии населенностей для пары уровней $3 \rightarrow 2$.

Обозначим W_{14} вероятность индуцированных возбуждающим полем (накачкой) переходов частиц с уровня 1 на уровень 4; S_{43} и S_{21} – вероятности безызлучательных переходов ($4 \rightarrow 3$) и ($2 \rightarrow 1$), A_{32} и W_{32} – вероятности спонтанных и индуцированных полем генерации переходов ($3 \rightarrow 2$). Для обеспечения инверсии, очевидно, необходимо, чтобы, во-первых, уровень 3 под действием поля накачки заполнялся быстрее, чем он опустошается в результате переходов $3 \rightarrow 2$ и $3 \rightarrow 1$, и, во-вторых, нижний рабочий уровень должен опустошаться быстрее, чем заполняться, вследствие переходов $3 \rightarrow 2$. Эти условия эквивалентны выполнению неравенств: $S_{43} \gg W_{14} > A_{32}$, $S_{21} > W_{14}$.

В четырехуровневой системе, по сравнению с трехуровневой, легче создать инверсию населенностей, так как нижний рабочий уровень в ней не заселен. Для этого необходимо перевести незначительное количество частиц с основного уровня на верхний рабочий. В трехуровневой системе для получения инверсии требуется перебросить на верхний рабочий уровень с основного, по крайней мере, половину частиц.

Схема лазера на твердом теле (рис. 6.3) включает оптический резонатор, рабочее тело 1, лампу накачки 2 с отражателем 3, систему ее питания и зажигания разряда. Оптический резонатор образован зеркалами r_1 и r_2 . Обычно в них используются многослойные ин-

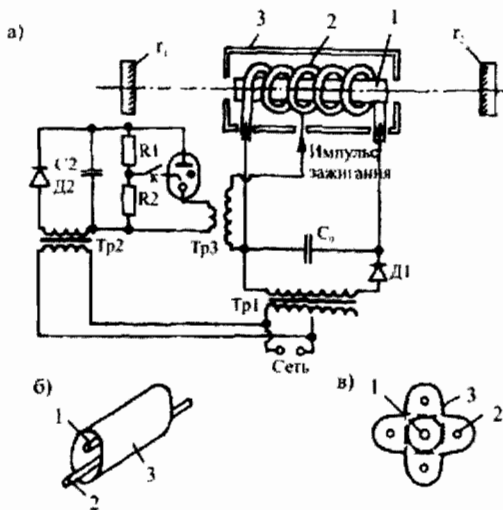


Рис. 6.3. Схема твердотельного лазера (а), эллиптический отражатель (б), полиэллиптический отражатель (в)

терференционные диэлектрические отражающие покрытия, в которых показатель преломления попеременно меняется от слоя к слою. Слои, которые наносят вакуумным напылением или химическим путем, имеют толщину, равную четверти длины волны в диэлектрике на рабочей частоте. С увеличением числа n слоев коэффициент отражения возрастает. При $n = 15$ и более он превышает 99%.

Иногда в качестве отражающих покрытий

применяют серебряные пленки, однако они позволяют получать коэффициент отражения не выше 95–96% и, в отличие от интерференционных диэлектрических покрытий, имеют большое поглощение, а потому часто выгорают в процессе работы. Одно из зеркал резонатора делают полупрозрачным для вывода энергии. Коэффициент пропускания выходного зеркала выбирается таким образом, чтобы вывести из лазера максимальную энергию. При малом коэффициенте пропускания будет выводиться лишь незначительная доля энергии резонатора. В случае большого пропускания ухудшаются условия возбуждения колебаний. При некотором пропускании выходного зеркала генерация срывается, поскольку не выполняются пороговые условия. Оптимальный коэффициент пропускания, при котором выводится максимальная энергия генерации, зависит от качества кристалла, его длины, энергии накачки. Оптимальное пропускание выходного зеркала для твердотельных лазеров, как правило, составляет 20–60%.

Рабочее тело выполняют в форме стержня с хорошо обработанными торцевыми поверхностями, имеющими плоскопараллельную или сферическую форму. Точность отклонения обработки торцевых



поверхностей от заданной формы лежит в пределах десятых долей длины волны. Параллельность плоских торцов выдерживается с точностью нескольких угловых минут.

Вместо внешних зеркал иногда используют отражающие покрытия, нанесенные непосредственно на торцы рабочего тела. Боковая поверхность рабочих стержней частично или полностью матируется, чтобы предотвратить возбуждение типов колебаний, распространяющихся с отражением от боковых поверхностей.

Инверсия населенностей в рабочем теле создается с помощью метода оптической накачки. Как уже отмечалось, пороговая мощность накачки имеет величину порядка сотен ватт на кубический сантиметр рабочего вещества лазера. Столь высокая плотность мощности накачки приводит к сильному нагреву рабочих тел лазера, что вызывает серьезные трудности, зачастую непреодолимые, в реализации непрерывного режима накачки твердотельных лазеров. Поэтому лазеры на твердом теле, как правило, работают в режиме одиночных или периодически повторяющихся импульсов. Источником накачки служат газоразрядные лампы. Наиболее часто используются импульсные ксеноновые лампы, обладающие высокой эффективностью преобразования электрической энергии в световое излучение, спектральный состав которого соответствует линиям поглощения применяемых активных сред.

Лампы конструктивно выполняются в виде прямой или свитой в спираль трубки с введенными на концах электродами. Для инициации разряда в лампах предусматривается специальный внутренний или внешний поджигающий электрод. Лампы и рабочий стержень размещают внутри отражателя, обеспечивающего эффективность передачи световой энергии накачки в активную среду. При использовании спиральных ламп рабочее тело помещают внутри них, а отражатель, изготавливаемый в виде кругового цилиндра, охватывает лампу.

Более эффективны системы с прямыми лампами и отражателями в виде эллиптического цилиндра, обеспечивающего фокусировку излучения ламп на рабочий образец (см. рис. 6.3, б, в). Для этого рабочее тело и лампы размещают вдоль фокусных осей цилиндра. Столь же эффективной оказывается более простая система, в которой лампа и активное тело находятся рядом внутри узкого отражателя с круглым или овальным сечением. Отражатель выполняют из серебряной или алюминиевой фольги.

В конструкциях систем накачки часто предусматривают охлаждение рабочего тела и ламп посредством обдува их воздухом или обтекания хладагентом.

Питание ламп осуществляется от батареи конденсаторов C_0 , заряжаемых обычно от сети переменного напряжения через повышающий трансформатор Tr_1 и выпрямительный элемент D_1 . Нормальное напряжение заряда конденсаторов должно быть меньше напряжения самопробоя импульсной лампы накачки. Зажигание разряда в лампе осуществляется путем подачи на поджигающий электрод высоковольтного иницирующего импульса от управляющей схемы (см. рис. 6.3, а). Последняя состоит из конденсатора C_2 , заряжаемого от сети через диод D_2 , тиратрона с холодным катодом и импульсного трансформатора Tr_3 . При замыкании кнопки K тиратрон зажигается, конденсатор C_2 разряжается через первичную обмотку трансформатора и на вторичной обмотке появляется высоковольтный импульс.

Рассмотрим характеристики и параметры некоторых лазеров на твердом теле.

6.1. Рубиновые лазеры

Рубиновый лазер был первым практически осуществленным оптическим квантовым генератором. В настоящее время лазеры на рубине широко используются в практике, что объясняется следующими их достоинствами: излучение происходит в удобном спектральном диапазоне (в видимой области), обеспечивается большая энергия генерации, легко получить рубиновые кристаллы высокого качества, они имеют высокую прочность и не требуют охлаждения.

Рубин представляет собой кристалл корунда Al_2O_3 , в котором часть ионов Al^{3+} замещена трехвалентными ионами хрома Cr^{3+} . Активными частицами, определяющими генерацию, являются ионы хрома. В лазерах используют кристаллы розового рубина с весовой концентрацией Cr_2O_3 относительно Al_2O_3 , примерно равной 0,05%, что составляет $1,6 \cdot 10^{19}$ ионов хрома в 1 см^3 .

Система нижних энергетических уровней ионов хрома (рис. 6.4) существенно отличается от системы уровней свободных ионов Cr^{3+} , что связано со взаимодействием ионов с сильными полями крис-

таллической решетки. Обозначения уровней, приведенные на этом рисунке, заимствованы из теории групп, которая используется при расчете, и не связаны непосредственно с принятыми обозначениями уровней свободных ионов. Рабочим является переход ${}^2E \rightarrow {}^4A_2$. Состояние 2E метастабильно. При комнатной температуре его

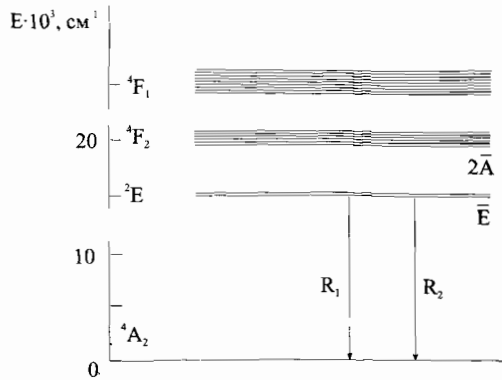


Рис. 6.4. Схема энергетических уровней ионов хрома в кристалле рубина

время жизни составляет около 3 мс. Уровень 2E в действительности состоит из двух подуровней \bar{E} и $2\bar{A}$, разделенных промежутком 29 см^{-1} . Переходы с этих подуровней в основное состояние 4A_2 соответствуют линиям излучения света R_1 и R_2 с длиной волны 694,3 и 692,9 нм при температуре 300 °С.

Уровень 4F_2 состоит из шести подуровней, которые из неоднородности кристаллического поля настолько уширены, что перекрывают друг друга, превращая его в полосу. Уровень 4F_1 также представляет собой полосу (см. рис. 6.4).

Переходы ${}^4A_2 \rightarrow {}^4F_2$ и ${}^4A_2 \rightarrow {}^4F_1$ соответствуют зеленой ($\lambda = 560 \text{ нм}$) и синей ($\lambda = 410 \text{ нм}$) полосам поглощения шириной $\lambda = 100 \text{ нм}$ каждая (рис. 6.5). Состояния 4F_1 и 4F_2 имеют малое время жизни. Ионы из этих состояний за время $T_{32} \approx 10^{-8} \text{ с}$ переходят безызлучательным путем на уровень 2E или в течение $T_{31} \approx 10^{-7}$ спонтанно излучают, возвращаясь в основное состояние 4A_2 . Это означает, что ионы хрома из состояний 4F_2 и 4F_1 главным образом совершают безызлучательные переходы в метастабильное состояние 2E .

В результате поглощения рубином в синей и зеленой полосе спектра лампы накачки ионы хрома переходят в состояние 4F_2 и 4F_1 . Далее за счет быстрого спонтанного безызлучательного распада этих состояний ионы хрома оказываются на метастабильном уровне 2E . При достаточной плотности света накачки населенность состояния 2E превышает населенность нижнего состояния и на переходе ${}^2E \rightarrow {}^4A_2$ возникает генерация.

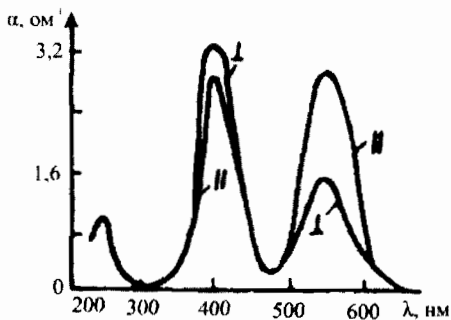


Рис. 6.5. Полосы оптического поглощения кристалла рубина

Устанавливаются в соответствии с законом Больцмана и нижний подуровень \bar{E} имеет большую населенность. Возникновение генерации на частоте линии R_1 предотвращает возбуждение генераций на линии R_2 , так как интенсивные релаксационные процессы вызывают переход ионов с уровня $2\bar{A}$ на \bar{E} , и населенность уровня $2A$ не может достигнуть порогового значения.

Рубиновые лазеры работают, как правило, в режиме разовых и периодических импульсов. Имеются лишь отдельные разработки генераторов непрерывного действия. Характерная длительность импульсов — порядка миллисекунд, частота следования обычно не превышает сотен герц. Она ограничивается нагревом кристалла и ламп накачки.

В импульсных лазерах используют кристаллы длиной от нескольких сантиметров до 20–30 см и диаметром от единиц миллиметров до 2–3 см. Инверсия населенности производится импульсными ксеноновыми лампами.

Важной характеристикой импульсного твердотельного лазера является пороговая энергия накачки, т. е. минимальная величина энергии питания ламп за одну вспышку, при которой возникает генерация. Пороговая энергия накачки зависит от размеров кристалла, его температуры, используемой лампы, конструкции системы накачки, добротности резонатора и т. д. Обычно пороговая энергия рубиновых лазеров составляет десятки и сотни джоулей. С увеличением энергии накачки растет излучаемая лазером энергия. Максимально достижимая энергия лазера ограничивается возможностями системы накачки, размерами кристалла, его качеством, световой прочностью зеркал и другими факторами.

Обычно генерация происходит на линии R_1 , для которой легче реализуются пороговые условия. Это связано с тем, что между ионами, находящимися на подуровнях \bar{E} и $2\bar{A}$, ответственных за линии R_1 и R_2 , существует интенсивный объем (время релаксации между \bar{E} и $2\bar{A}$ меньше 10^{-7} с) в результате населенности подуровней \bar{E} и $2A$ у-

В лазерах с кристаллом диаметром 2 см и длиной 30 см генерируемая за импульс энергия достигает десятков джоулей. При длительности импульса ~ 1 мс пиковая мощность генерации составляет десятки киловатт. В лазерах с модулированной добротностью, которые рассматриваются в разделе II, импульсная мощность достигает десятков и более мегаватт. Коэффициент полезного действия, определяемый как отношение излучаемой энергии лазера к потребляемой им электрической энергии, для рубиновых лазеров составляет единицы процентов. Малый КПД связан во многом с низкой эффективностью систем накачки. Используемые в настоящее время импульсные газоразрядные лампы накачки преобразуют в свет около 50% потребляемой электрической энергии. Примерно 30% световой энергии ламп, т. е. 15% электрической энергии, заключено в полосах поглощения рубина. Оптическая часть системы накачки обеспечивает передачу в рубин приблизительно 50% полезной энергии. Так что реально всего несколько процентов расходуемой электрической энергии идет непосредственно на накачку рубина.

Излучение рубиновых лазеров в зависимости от времени имеет сложный «пиковый» характер. В пределах каждого импульса накачки обычно оно представляет собой набор хаотической последовательности разных по амплитуде пиков, всплесков интенсивности генерации, длительность и интервал между которыми составляют величину порядка микросекунд.

Осциллограммы интенсивностей накачки I_n и выходного излучения $I_{\text{изл}}$ приведены на рис. 6.6. Как видно, начало генерации по отношению к моменту зажигания импульсной лампы сдвинуто на время, необходимое для создания инверсии. Время запаздывания τ_3 достигает нескольких сотен микросекунд.

Природа пикового режима твердотельных лазеров зависит от многих причин. На характер этого режима влия-

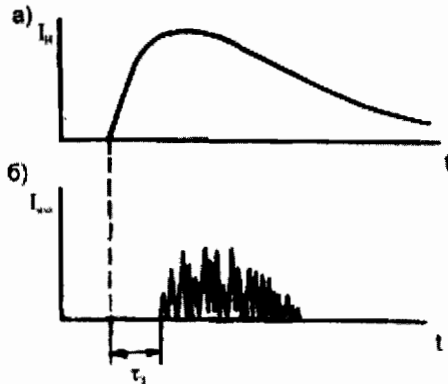


Рис. 6.6. Импульс накачки (а) и импульс излучения лазера в режиме свободной генерации (б)

ют многие факторы: конфигурация резонатора, распределение интенсивности накачки по объему кристалла, его температура, однородность и т. д. Эксперименты показывают, что хаотичность пульсаций излучения значительно уменьшается вплоть до регулярного следования пиков при использовании в лазерах открытых резонаторов, имеющих большое число высокочастотных типов колебаний (например, резонатора с одинаковыми сферическими зеркалами, расположенными на расстоянии, меньшем их удвоенного радиуса кривизны). Получению режима регулярных пульсаций излучения способствует также однородное распределение интенсивности накачки в рабочем кристалле и понижение его температуры.

На спектр излучения рубиновых лазеров влияют свойства резонатора, температура кристалла, его качество, уровень накачки и т. д. Спектр состоит из линий, определяемых собственными типами колебаний резонатора. В процессе генерации он меняется. На рис. 6.7, *a* приведены временная развертка спектра интенсивности выходного излучения рубинового лазера. Каждому пику излучения соответствуют свои линии генерации. Изменение спектрального состава излучения от пика к пику связано с взаимным влиянием различных типов колебаний и изменением условий генерации за счет нагрева кристалла. Интегральная ширина спектра генерации с ростом интенсивности накачки увеличивается, достигая величины $\sim 1 \text{ см}^{-1}$ (т. е. $3 \cdot 10^{10} \text{ Гц}$).

Важной характеристикой работы лазера является картина распределения поля по сечению выходного пучка. Она определяет диаграмму направленности выходного излучения. Минимальная ширина такой диаграммы соответствует основному поперечному TEM_{00q} типу колебаний. В случае плоских круглых зеркал ширина диаграммы направленности по уровню половинной мощности для TEM_{00q} типа равна: $\theta = 0,63 \lambda / d$ рад (d — диаметр пятна на зеркале, λ — длина волны). При $d = 1 \text{ см}$, $\lambda = 0,6943 \text{ мкм}$ $\theta = 4 \cdot 10^{-4} \text{ рад} \approx 1,5'$. Практически ширина диаграммы излучения рубиновых лазеров превышает величину, вычисленную по этой формуле, раз в десять. Столь сравнительно большая ширина диаграммы направленности связана с возбуждением высших типов колебаний, оптическим несовершенством реальных рубиновых кристаллов (наличием в них центров рассеяния и градиентов показателя преломления по сечению образца). Распределение поля по зеркалу часто имеет весьма сложную мозаичную

картину (см. рис. 6.7, б), которая в процессе генерации меняется от пичка к пичку. Излучение рубиновых лазеров обычно частично или полностью поляризовано. Поляризация излучения определяется анизотропией рубиновых кристаллов, и ее характер зависит от угла ориентации оптической оси кристалла относительно геометрической оси стержня, вдоль которой

распространяется свет в резонаторе. Обычно используются рубиновые стержни с ориентацией оси 60 или 90°. Излучение в лазерах с такими стержнями имеет линейную поляризацию с электрическим вектором, перпендикулярным плоскости, в которой лежат оптическая ось и ось стержня. В лазерах с кристаллом нольградусной ориентации излучение неполяризовано.

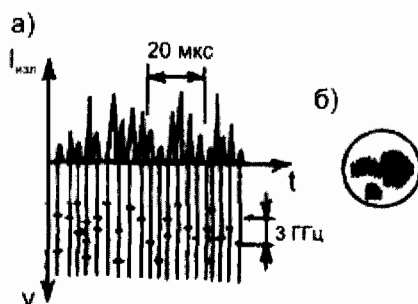


Рис. 6.7. Временная развертка спектра и интенсивности выходного излучения рубинового лазера

6.2. Лазеры на стекле, активированном неодимом

Лазеры на неодимовом стекле находят такое же широкое применение, как и рубиновые, что обусловлено прежде всего достоинствами стекла: простотой изготовления образцов больших размеров (до нескольких сантиметров в диаметре и длиной до метра и более), высокой оптической однородностью, возможностью введения рабочих частиц в необходимых концентрациях с равномерным распределением по объему.

Недостаток стекла — его низкая теплопроводность — затрудняет создание генераторов большой средней мощности, поэтому приходится ограничиваться работой в режиме одиночных импульсов.

Ионы неодима характеризуются конфигурацией внешних электронных оболочек $4f^3 5s^2 5p^6$. Нижние энергетические уровни ионов определяются незаполненной оболочкой $4f^3$, поскольку она хорошо экранируется внешними заполненными $5s^2$ и $5p^6$ оболочками, то внешние воздействия незначительно меняют энергетические уровни.

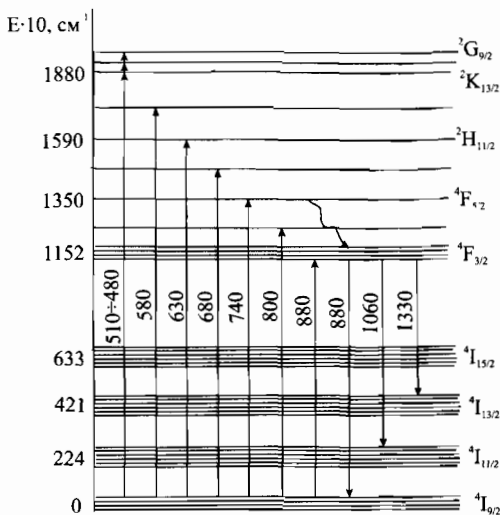


Рис. 6.8. Схема энергетических уровней трехвалентных ионов неодима в стекляннй основе

денного состояния ${}^4I_{11/2}$ примерно равно 2000 см^{-1} ($0,27 \text{ эВ}$) и значительно превышает kT вплоть до температуры 500 К . Поэтому в нормальном состоянии заполнен лишь нижний основной уровень. При освещении неодимового стекла происходит перевод ионов из основного состояния в возбужденное.

На рис. 6.9 показаны спектры поглощения и фотолюминесценции силикатного стекла с примесью 5% (весовых) неодима. Наиболее интенсивные полосы поглощения лежат в области 520 нм (${}^4I_{9/2} \rightarrow {}^2G_{9/2}$, ${}^4G_{7/2}$, ${}^4K_{13/2}$), 588 нм (${}^4I_{9/2} \rightarrow {}^2G_{7/2}$, ${}^4G_{5/2}$), 740 нм (${}^4I_{9/2} \rightarrow {}^4F_{7/2}$, ${}^4S_{3/2}$), 800 нм (${}^4I_{9/2} \rightarrow {}^4F_{5/2}$, ${}^2H_{9/2}$) и 900 нм (${}^4I_{9/2} \rightarrow {}^4F_{3/2}$).

Из возбужденных состояний ионы совершают безызлучательный переход на уровень ${}^4F_{3/2}$, являющийся верхним рабочим уровнем. Переход из метастабильного состояния ${}^4F_{3/2}$ на уровни ${}^4I_{9/2}$, ${}^4I_{11/2}$ и ${}^4I_{13/2}$ определяет полосы люминесценции (на рис. 6.9 заштрихованы), расположенные при длинах волн $0,88$; $1,06$ и $1,3 \text{ мкм}$. Наиболее интенсивная линия люминесценции шириной около 200 см^{-1} соответ-

ни. Поэтому спектры поглощений и фотолюминесценции* ионов неодима в различных стеклах и кристаллах имеют сходный характер.

На рис. 6.8 изображена схема уровней трехвалентных ионов неодима в стекляннй основе. Состояние ${}^4F_{3/2}$ является метастабильным и имеет время жизни в зависимости от концентрации, температуры, состава стекла от 10^{-3} до 10^{-5} с . Энергетическое расстояние от основного уровня ${}^4I_{9/2}$ до первого возбуж-

* Фотолюминесценция – испускание излучения при оптическом возбуждении.

ствует переходу ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$ с длиной волны 1,06 мкм. Конечные состояния ${}^4I_{11/2}$ и ${}^4I_{13/2}$ люминесцентных переходов короткоживущи (время жизни ионов в состоянии ${}^4I_{11/2}$ составляет $\sim 10^{-8}$ с). Дезактивация нижних рабочих уровней ${}^4I_{11/2}$, ${}^4I_{13/2}$ происходит безызлучательным путем.

Как правило, лазеры на неодимовом стекле работают на длине волны $\lambda = 1,06$ мкм, соответствующей переходу ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$, где обеспечивается наиболее интенсивное индуцированное излучение и условия возникновения генерации более благоприятны, чем на переходах ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{9/2}$ и ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$.

Свойства неодимового стекла как рабочего вещества лазеров зависят от концентрации ионов неодима, состава стекла присутствия различных примесей. В настоящее время специально для лазеров разработано много марок неодимовых стекол, имеющих различный состав. В лазерах обычно используют стекла с 2...10%-ной весовой концентрацией Nd_2O_3 . С целью повышения эффективности накачки в стекла вводят сенсibiliзирующие примеси, имеющие широкие линии поглощения. В результате передачи энергии от сенсibiliзатора к иону неодима улучшается использование излучения света накачки ламп. В качестве сенсibiliзатора используют ионы марганца и церия.

Рабочие элементы из неодимового стекла выполняют в виде стержней длиной от нескольких сантиметров до 60–80 см и диаметром до 30–50 мм. Наибольший диаметр ограничивается неравномерностью плотности интенсивности накачки по поперечному сечению и возможностями охлаждения рабочих стержней. Иногда из этих соображений используют стержни прямоугольного и других сечений.

Пороговая плотность энергии накачки лазеров на неодимовом стекле составляет обычно единицы—десятки джоулей на 1 см^3 .

На стекле, активированном неодимом, созданы лазеры с рекордно большой энергией генерации — порядка килоджоулей в импульсе

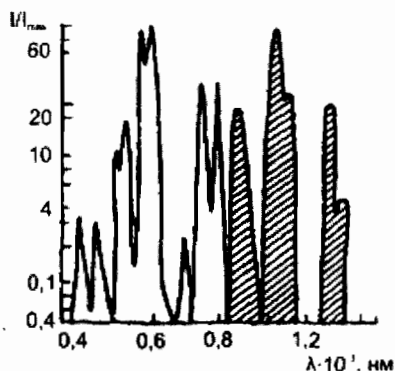


Рис. 6.9. Спектр линий оптического поглощения и люминесценции для трехвалентного иона неодима

(при рабочих стержнях длиной 80 см и диаметром 50 мм). Средняя мощность в импульсе генерации по величине достигает единиц МВт. Коэффициент полезного действия лазера на неодимовом стекле составляет единицы—доли процента. Выходное излучение лазера на неодимовом стекле, как и у рубиновых лазеров, носит пиковый характер. Ширина спектра излучения при больших уровнях накачки достигает ~ 20 нм. Излучение лазера на неодимовом стекле неполяризовано, что связано с хаотической ориентацией ионов неодима и оптической однородностью стекла.

Угловая расходимость выходного луча лазера на неодимовом стекле обычно составляет единицы угловых минут, что значительно меньше величины расходимости излучения рубиновых лазеров. Это главным образом обусловлено более высокой оптической однородностью стекла.

6.3. Лазеры на кристаллах алюмоиттриевого граната с неодимом ($Y_3Al_5O_{12}-Nd^{3+}$)

В литературе кристаллы $Y_3Al_5O_{12}-Nd^{3+}$ упрощенно обозначают YAG-Nd или АИГ-Nd. Лазеры на АИГ-Nd-кристаллах наиболее широко применяются в науке и технике. Благодаря большой теплопроводности и однородности алюмоиттриевых кристаллов, в АИГ-Nd-лазерах легко реализуется непрерывный режим работы. Во многих случаях накачка в таких лазерах осуществляется посредством дуговых ламп непрерывного горения с криптоновым наполнением, спектр излучения которых сравнительно хорошо согласован со спектром поглощения АИГ-Nd-кристаллов. Для обеспечения эффективного использования света лампы накачки рабочий АИГ-Nd-кристалл помещают в отражатель. Конструктивно отражатель выполняют из заготовки кварцевого стекла в форме эллиптического цилиндра. На внешнюю поверхность цилиндра наносят отражающее металлическое покрытие. В отражателе вдоль фокусных осей цилиндра просверливают два канала, внутри которых располагают рабочий активный элемент и лампу накачки. В зазорах между лампой накачки и стенкой канала (а также активного элемента и канала) пропускают поток охлаждающей жидкости (воды).

При размерах активного кристалла диаметром 6 мм и длиной 100 мм, в таких лазерах обеспечивается мощность непрерывной генерации 300 Вт и более.

Для накачки АИГ-Nd-лазеров, помимо дуговых ламп с криптоновым наполнением, разрабатываются специальные дуговые лампы на парах калия и рубидия. Спектр излучения калий-рубидиевых ламп почти идеально совпадает со спектром поглощения АИГ-Nd-кристаллов, что обеспечивает более высокую эффективность оптической накачки. Однако из-за трудности создания таких ламп они не нашли практического применения.

Для накачки АИГ-Nd-лазеров в последнее время широко стали применять инжекционные полупроводниковые лазеры, спектр излучения которых согласуется с полосами поглощения АИГ-Nd-кристаллов. Используя для накачки специально разработанные линейки, состоящие из нескольких десятков инжекционных лазерных диодов, удается реализовывать АИГ-Nd лазеры с выходной мощностью, достигающего киловаттного уровня.

6.4. Волоконные лазеры

Прежде чем рассматривать устройство и характеристики волоконных лазеров, приведем основные сведения об оптических волокнах. Оптические волокна представляют собой, по существу, диэлектрический волновод, обеспечивающий каналирование оптического излучения (света).

Оптическое волокно состоит из сердцевины и оболочки с разными показателями преломления (рис.6.10). Сердцевина (диэлектрическое волокно), по которой происходит распространение светового сигнала, изготавливается из оптически более плотного материала, чем оболочка. Обозначим через n_1 и n_2 показатели преломления сердцевины и оболочки соответственно. Распространение света по волокну можно объяснить на основе геометрической оптики с использованием принципа полного внутреннего отражения, вытекающего из закона преломления света Снеллиуса:

$$n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2, \quad (6.6)$$

где n_1 – показатель преломления среды 1, θ_1 – угол падения, n_2 – показатель преломления среды 2, θ_2 – угол преломления.

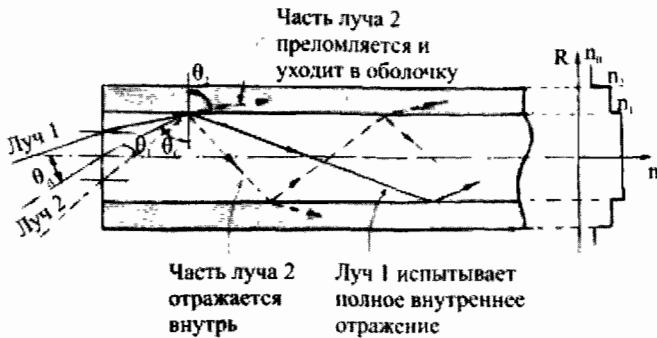


Рис. 6.10. Структура оптического волокна

На рис. 6.10 показан ход лучей в волокне со ступенчатым профилем показателя преломления сердцевины n_1 и оболочки n_2 .

Так как сердцевина является более плотной средой по отношению к оболочке ($n_1 > n_2$), то существует критический угол падения (угол полного внутреннего отражения) θ_c – внутренний угол падения на границу у сердцевины и оболочки, при котором преломленный луч идет вдоль границы сред ($\theta_2 = 90^\circ$). Из закона Снеллиуса следует:

$$n_1 \sin \theta_c = n_2, \text{ т. е. } \theta_c = \arcsin \left(\frac{n_2}{n_1} \right).$$

Если угол падения на границу раздела меньше критического угла падения (луч 2), то при каждом внутреннем отражении часть энергии рассеивается наружу (в оболочку) в виде преломленного луча, что приводит в конечном итоге к затуханию света. Если же угол падения больше критического угла (луч 1), то при каждом отражении от границы вся энергия возвращается в сердцевину благодаря внутреннему отражению.

Лучи, траектория которых полностью лежит в оптически более плотной среде (сердцевине), не претерпевают ослабления при отражении от оболочки, обеспечивают распространение света вдоль волокна на большие расстояния.

Важным параметром, характеризующим волокно, является числовая апертура NA . Она связана с максимальным углом θ_A вводимого в волокно излучения из свободного пространства, при котором свет

испытывает полное внутреннее отражение и распространяется по волокну, формулой

$$NA = \sin \theta_A. \quad (6.7)$$

Угол θ_A определяет максимальный угол конического снопа лучей, которые могут распространяться по световоду. Если конический сноп лучей, падающий на входной торец волокна, имеет при вершине угол $\theta_1 < \theta_A$, то он весь пройдет через него.

Числовая апертура зависит от показателей преломления сердцевины и оболочки. Действительно, исходя из рис.6.10, можно, используя формулу Снеллиуса (6.6) для торцевой границы волокна, считая при этом показатель преломления свободного пространства n_0 равным 1, написать следующую цепь равенств:

$$\begin{aligned} n_0 \sin \theta_A &= n_1 \sin \theta_1 = n_1 \sin \left(\frac{\pi}{2} - \theta_c \right) = n_1 \cos \theta_c = n_1 \sqrt{1 - \sin^2 \theta_c} = \\ &= n_1 \sqrt{1 - \left(\frac{n_2}{n_1} \right)^2} = \sqrt{n_1^2 - n_2^2}. \end{aligned}$$

Таким образом, числовая апертура

$$NA = \sin \theta_A = \sqrt{n_1^2 - n_2^2}. \quad (6.8)$$

Другим важным параметром, характеризующим волокно и распространяющийся по нему свет, является так называемая нормированная частота v , определяемая следующим равенством

$$v = \pi d \frac{NA}{\lambda}, \quad (6.9)$$

где d — диаметр сердцевины волокна, λ — длина волны света.

Выше было дано качественное объяснение распространения света по волокну. Строгое решение задачи о распространении волн вдоль диэлектрического волокна основывается на решении волновых уравнений Максвелла. Решение этих уравнений показывает, что в диэлектрическом волокне могут распространяться различные типы волн (моды), отличающиеся распределением поля в попереч-

ном направлении (в плоскости, перпендикулярной оси Z волокна) и наличием или отсутствием электрической E_z и магнитной H_z составляющих в направлении оси Z волокна. Моды обозначаются буквами E или H с двумя индексами n и m (E_{nm} и H_{nm}). Индекс n характеризует азимутальные свойства волны (число изменений поля по окружности), а m — радиальные (число изменений по диаметру). По диэлектрическому волокну могут распространяться только два типа волн: симметричные поперечно электрические (E_{0m} , у которых $H_z=0$) и поперечно магнитные (H_{0m} , у которых $E_z=0$), и несимметричные (смешанные, гибридные) E_{nm} и H_{nm} , у которых имеются две продольные E_z и H_z составляющие. При этом, если преобладает продольная составляющая — E_z , то волна обозначается EH_{nm} , а если преобладает продольная составляющая магнитного поля — H_z , то волна называется HE_{nm} .

По волокну могут распространяться как только одна мода — одномодовый, так и много мод — многомодовый режим.

Из решения уравнений Максвелла следует, что в волокне может распространяться только одна мода, когда $v < 2,405$. Это гибридная мода HE_{11} . Если v лежит в пределах $2,405 \div 3,832$, в волокне могут распространяться четыре моды (HE_{11} , H_{01} , E_{01} , HE_{21}), при $v = 3,832 \div 5,136$ могут распространяться 7 мод и т. д. С ростом v увеличивается число распространяющихся мод.

В волоконных лазерах в качестве усиливающей среды используются оптические волокна со светонесущей сердцевинной, легированной примесью редкоземельных ионов, являющихся активными частицам, в системе которых создается инверсная населенность, и двойной оболочки.

Конструкция лазерного световода (рис. 6.11, а) включает в себя (как правило) одномодовую с активными примесями сердцевину 1, внутреннюю оболочку 2 с показателем преломления меньшим, чем у сердцевины, и внешнюю оболочку 3, имеющую показатель преломления ниже, чем у оболочки 2. Профиль показателей преломления световода показан на рис. 6.11, б. Внутренняя оболочка (вместе с внешней оболочкой) образует многомодовый световод, по которому распространяется излучение накачки. Излучения накачки, вводимое в волокно с торца, испытывая полное внутреннее отражение на границе с внешней оболочкой, распространяется по внутренней оболочке. Пересекая сердцевину, излучение накачки погло-

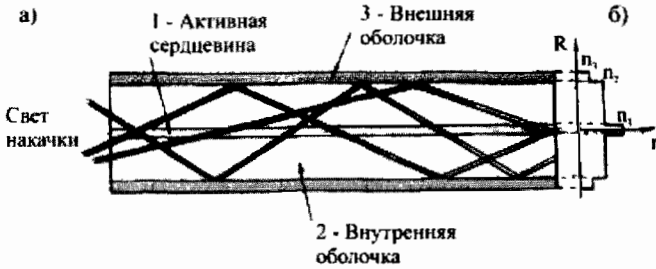


Рис. 6.11. Конструкция лазерного световода (а), профиль показателя преломления (б)

шается ионами редкоземельных элементов и обеспечивает тем самым инверсию населенностей в ней.

Источником накачки служат полупроводниковые лазеры, частота, излучения которых соответствуют линиям поглощения активных ионов.

Активная одномодовая сердцевина и внутренняя оболочка выполняются из кварцевых стекол различного состава, имеющих отличающиеся показатели преломления. Числовая апертура одномодовой активной сердцевины для лазерного излучения обычно составляет величину $0,1 \div 0,15$. В качестве материала внешней оболочки используются полимеры с низким показателем преломления. В частности, это силиконовая резина, обеспечивающая числовую апертуру многомодового световода накачки $NA = 0,38$, и тефлон AF , позволяющий увеличить NA до $0,6$.

Поперечный размер одномодовой активной сердцевины лазерных световодов составляет $(5 \div 12)$ мкм, диаметр внутренней оболочки имеет типичный размер $(100 \div 500)$ мкм. Толщина внешней оболочки около 10 мкм.

Во многих случаях для улучшения эффективности накачки активной сердцевины в лазерных световодах с двойной оболочкой используют волокна с некруглой формой внутренней оболочки (D-образной, прямоугольной, квадратной и др.) (рис. 6.12). Дело в том, что в активных волокнах с двойной обо-

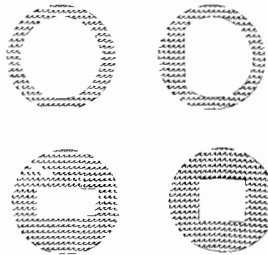


Рис. 6.12. Волокно с различными формами внутренней оболочки

лочкой круглой геометрии внутренней оболочки значительная доля мощности многомодового поля накачки распространяется вне области активной сердцевины и поглощается материалом оболочки. В таблице 6.1 приведены экспериментальные данные о влиянии геометрии внутренней оболочки на эффективность поглощения излучения накачки в лазерном световоде, легированном ионами Yb^{3+} . Световоды имели следующую форму и параметры внутренней оболочки: круглая (диаметр 125 мкм), D-образная с одной сошлифованной гранью (125×100 мкм), прямоугольная (150×75 мкм), квадратная (125×125 мкм).

Таблица 6.1.

Геометрия оболочки	Поглощение накачки на $\lambda = 978$ мкм (ДБ/м)
Круглая	$0,3 \pm 0,05$
D-образная	$2,2 \pm 0,05$
Прямоугольная	$3,5 \pm 0,05$
Квадратная	$3,3 \pm 0,05$

Из таблицы видно, что у лазерных световодов некруглой геометрии внутренней оболочки эффективность накачки значительно больше, чем круглой.

Накачка активных световодов может осуществляться не только с торца, как это рассмотрено выше. На рис. 6.13, *а, б* представлено две альтернативных схемы введения накачки в лазерное волокно: с использованием V-образных канавок (*а*) и дифракционных решеток (*б*), изготовленных на боковой поверхности световода. Достоинством этих схем является возможность добавления источников накачки по длине активного световода по мере истощения мощности от предыдущего источника.

На рис. 6.14 изображена схема, обеспечивающая накачку, распределенную по длине активного волокна. В ней используется два световода. Один из световодов (активный) имеет сердцевину, легированную рабочими ионами, второй (пассивный) с сердцевиной из высококачественного кварцевого стекла. Излучение накачки от полупроводникового излучателя вводится в пассивный световод. В области контакта световодов происходит перекачка излучения накачки из пассивного световода в активный.

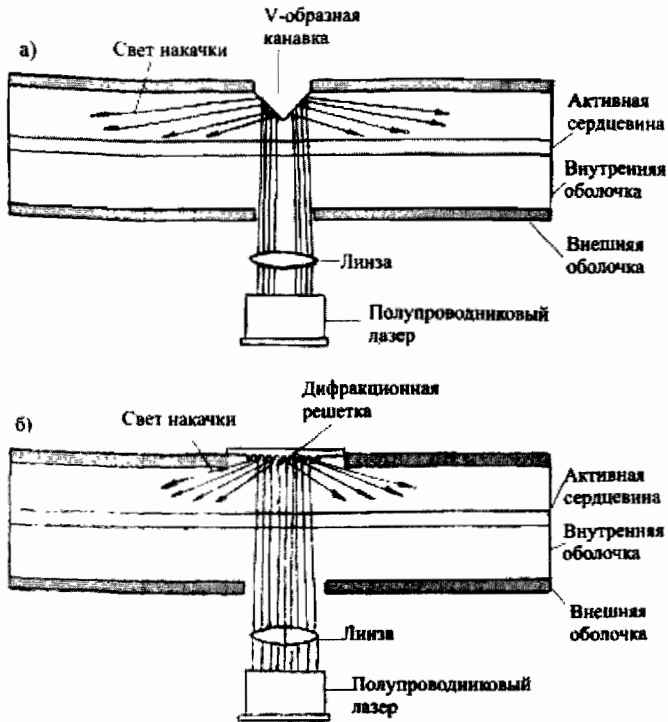


Рис. 6.13. Схемы введения накачки в лазерное волокно: а) с использованием V-образных канавок, б) дифракционных решеток

Перейдем к вопросам практической реализации волоконных лазеров. На рис. 6.15 приведена одна из типовых схем волоконного лазера с накачкой в оболочку световода. Резонатор лазера образован из двух дихроичных плоских зеркал Z_1 и Z_2 . Они вплотную пристыкуются к торцам активного световода. Для этого торцы световода делаются плоскими путем скалывания. Одно из зеркал Z_1 (входное для излучения накачки) имеет малый ($\sim 1\%$) коэффициент отражения R на длине волны накачки λ_n и $R \approx 99\%$ на длине волны генерации λ_r . Второе зеркало Z_2 , входное для лазерного излучения, должно иметь обратные характерис-

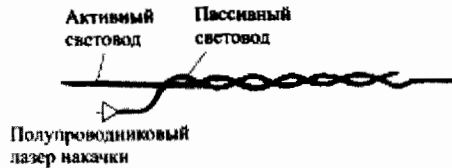


Рис. 6.14. Схема с распределенной по длине волокна накачкой

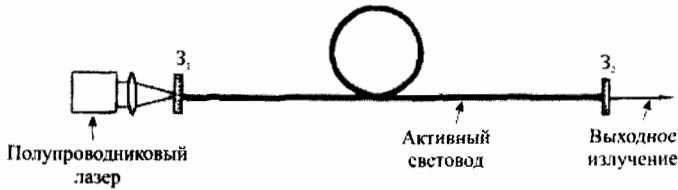


Рис. 6.15. Типовая схема волоконного лазера с накачкой в оболочку световода

тики $R \approx 99\%$ для λ_n и $R \approx (2 \div 10)\%$ для λ_r . Часто выходное зеркало Z_2 не устанавливают, его заменяет выходной торец лазерного световода, обеспечивающий неселективное ($\approx 4\%$) отражение.

Излучение от полупроводникового лазера накачки линзой фокусируется через зеркало Z_1 на торец активного световода с двойной оболочкой, обеспечивая в нем необходимую для генерации инверсную населенность.

Для накачки волоконных лазеров специально разработаны полупроводниковые лазеры и полупроводниковые модули, представляющие собой решетки из многих лазерных диодов, излучающие на длинах волн (см. табл. 6.2), соответствующих линиям поглощения активных ионов используемых в них, с выходной мощностью от единиц до десятков и даже сотен ватт.

Длина лазерных световодов колеблется от единиц до нескольких десятков метров. Концентрация активных ионов редкоземельных элементов в них составляет величину несколько единиц на 10^{19} см^3 . Поглощение излучения накачки, распространяющегося по оболочке активного световода, составляет обычно единицы дБ/м. Избыточные (не резонансные) потери в оболочке в среднем составляют величину $\sim 50 \text{ дБ/км}$.

Приведенная выше схема волоконного лазера имеет существенный недостаток – наличие в нем объемных элементов: зеркал и линз.

Устранить этот недостаток удалось путем формирования так называемых береговых зеркал непосредственно в волоконных световодах. Формирование береговых зеркал в волоконных световодах основано на фоторефрактивном эффекте, состоящем в стабильном изменении показателя преломления материала сердцевины световода под действием ультрафиолетового излучения. Береговое зеркало представляет собой участок волновода длиной в несколько сантимет-

ров, показатель преломления в котором изменяется с периодом порядка длины волны распространяющегося излучения. Такой участок волокна подобен интерференционному зеркалу, в котором, благодаря интерференции волн, возникающих от слоев с разным показателем преломления, обеспечивается селективное отражение. Меняя длину отрезка волокна, на котором записана береговская решетка, и глубину модуляции показателя преломления, можно регулировать коэффициент отражения такого зеркала в широких пределах (от ~ 99% до единиц %).

На рис. 6.16 приведена схема цельноволоконного лазера. Крестиками (х) отмечены места сварки волокон. Резонатор лазера образован двумя береговскими зеркалами. Коэффициент отражения первого зеркала на частоте генерации обычно близок к единице (~99%), второго, выходного, от 10% и меньше. Накачка осуществляется полупроводниковым лазером с волоконным выходом.

Как отмечалось выше, в волоконных лазерах в качестве активных частиц, в системе которых создается инверсия населенностей, являются ионы редкоземельных элементов. На рис. 6.17 представлены схемы энергетических уровней ионов редкоземельных элементов, применяемых в волоконных лазерах, с указанием используемых оптических излучательных (прямые стрелки) и безизлучательных (волнистые стрелки) переходов. В таблице 6.2 даны сведения о спектральных областях люминесценции (генерации) и длинах волн излучения накачки активных сред, легированных различными редкоземельными элементами.

Из таблицы видно, что излучение волоконных лазеров лежит в диапазоне длин волн (0,92÷2,1) мкм.

Таблица 6.2

Активный ион	Длина волны излучения накачки (мкм)	Область люминесценции, генерации (мкм)
Неодима Nd ³⁺	0,8	$\lambda_1 = 0,92 \div 0,94$ $\lambda_2 = 1,06 \div 1,1$ $\lambda_3 = 1,34$
Гольмия Ho ³⁺	1,15	1,9 ÷ 2,1
Эрбия Er ³⁺	1,53	1,53 ÷ 2,6
Тулия Tm ³⁺	0,783	1,7 ÷ 1,9
Эттербия Yb ³⁺	0,976; 0,915	0,98 ÷ 1,16



Рис. 6.16. Схема цельноволоконного лазера

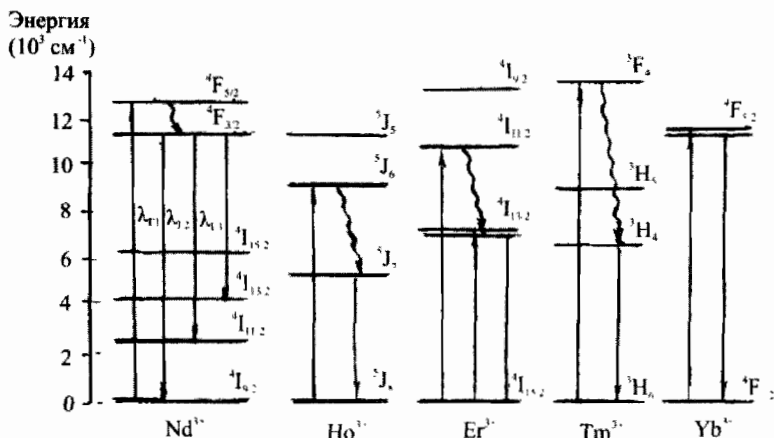


Рис. 6.17. Схемы энергетических уровней ионов редкоземельных элементов, применяемых в волоконных лазерах

Что касается характеристик волоконных лазеров, выполненных на световодах, легированных разными активными ионами, то общим для них является линейная зависимость мощности генерации от мощности накачки (рис. 6.18). Частота генерации и ширина спектра излучения, как и всех других лазеров, естественно индивидуальны и определяются люминесцентными свойствами используемых активных сред, параметрами резонатора и т. д.

В настоящее время разработаны непрерывные волоконные лазеры в чисто волоконном исполнении (с бреговскими зеркалами) с выходной мощностью до десятков Ватт. При использовании объемных зеркал мощность одномодовых волоконных лазеров составляет ≈ 100 Вт. Получение большей мощности с использованием одномодового волокна ограничивается возникновением оптического пробоя волокна. Используя суммирование мощностей набора таких лазеров в единый жгут, создают лазеры с выходной мощностью несколько киловатт.



Коэффициент полезного действия (КПД) волоконных лазеров зависит от КПД используемых лазеров накачки, эффективности ввода излучения накачки в активное волокно, его параметров, квантовой эффективности рабочего перехода активных частиц. Для иттербиевых и эрбиевых волоконных лазеров, имеющих высокую квантовую эффективность рабочего перехода ($\approx 100\%$), КПД достигает величин $\approx 30\%$. КПД других волоконных лазеров меньше.

Основная область применения мощных волоконных лазеров — это обработка материалов и медицина.

Очень важное применение активные световоды, легированные ионами эрбия, нашли в системах оптической волоконной связи в качестве источников и усилителей сигнала.

Это связано с тем, что линия люминесценции таких световодов (занимает область $1,55\text{--}1,56\text{ мкм}$), совпадает со спектральной областью минимальных оптических потерь волоконных световодов, изготовленных на основе кварцевого стекла и используемых в оптических линиях связи.



Рис. 6.18. Зависимость мощности генерации волоконного лазера от мощности накачки

ГЛАВА 6

ЛАЗЕРЫ НА ТВЕРДОМ ТЕЛЕ

Лазеры на твердом теле, или твердотельные лазеры, представляют собой оптические квантовые генераторы, в качестве активной усиливающей среды в которых используются кристаллы либо аморфные диэлектрики. Рабочими частицами, переходы между энергетическими состояниями которых определяют генерацию, как правило, являются ионы атомов переходных групп Периодической системы Д.И. Менделеева. Наиболее часто используются ионы Nd^{3+} , Cr^{3+} , Pr^{3+} , Ho^{3+} . Активные частицы составляют доли или единицы процента от общего числа атомов рабочей среды, так что они как бы образуют «раствор» слабой концентрации и потому мало взаимодействуют друг с другом. Используемые энергетические уровни представляют собой уровни рабочих частиц, расщепленные и уширенные сильными неоднородными внутренними полями твердого вещества. В качестве основы активной усиливающей среды наиболее часто применяются кристаллы корунда (Al_2O_3), иттриево-алюминиевого граната YAG ($\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$), стекло разных марок и др.

Инверсия населенностей в рабочем веществе твердотельных лазеров создается методом, аналогичным используемому в парамагнитных усилителях. Она осуществляется с помощью так называемой оптической накачки, т. е. воздействием на вещество светового излучения высокой интенсивности.

Как показывают исследования, большая часть активных сред твердотельных лазеров удовлетворительно описывается двумя основными идеализированными энергетическими схемами: трехуровневой и четырехуровневой.

Рассмотрим сначала метод создания инверсии населенностей в средах, характеризуемых трехуровневой схемой (рис. 6.1). В нормальном состоянии заселен лишь нижний основной уровень 1 (энергетическое расстояние между уровнями значительно больше kT), так как переходы ($1 \rightarrow 2$) и ($1 \rightarrow 3$) принадлежат оптическому диапазону. Переход между уровнями 2 и 1 является рабочим. Уровень 3, вспомогательный, используется для создания инверсии рабочей пары уровней. Он в действительности занимает широкую полосу допустимых

значений энергии, обусловленную взаимодействием рабочих частиц с внутрикристаллическими полями.

Для создания инверсии рабочее вещество облучают интенсивным светом с частотным спектром, соответствующим переходу между уровнями $1 \rightarrow 3$. С уровня 3 атомы переходят на уровень 2.

Переход ($2 \rightarrow 3$), как правило, является безызлучательным. Энергия при этом идет на нагревание рабочего тела. При достаточной интенсивности накачки на уровне 2 удастся получить больше атомов, чем их остается на основном уровне, т. е. возникает инверсия населенностей для рабочей пары уровней.

Рассмотрим условия образования инверсии населенностей в трехуровневой схеме. Обозначим населенности уровней 1, 2 и 3 соответственно N_1 , N_2 , и N_3 . Используя рис. 6.1, можно записать следующие скоростные уравнения для населенностей уровней:

$$\frac{dN_3}{dt} = W_{13}N_1 - N_3(W_{31} + S_{32} + A_{31}); \quad (6.1)$$

$$\frac{dN_2}{dt} = W_{12}N_1 - N_2(W_{21} + A_{21}) + N_3S_{32};$$

$$N_1 + N_2 + N_3 = N_0, \quad (6.2)$$

где $W_{13} = W_{31}$, $W_{12} = W_{21}$ – вероятности индуцированных переходов, пропорциональные плотности излучения на частоте соответствующего перехода; S_{32} – вероятность безызлучательного перехода с уровня 3 на уровень 2; A_{31} , A_{21} – вероятности спонтанных переходов в единицу времени; N_0 – число активных частиц в единице объема.

Рассмотрим стационарный случай, т. е. $dN_3/dt = dN_2/dt = 0$. Будем считать, что вероятность безызлучательного перехода значи-

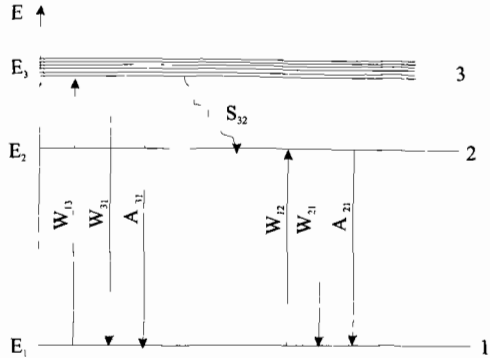


Рис. 6.1. Трехуровневая энергетическая схема

тельно больше всех других вероятностей переходов с уровня 3. Это условие обычно выполняется для используемых рабочих веществ при разумных интенсивностях излучения накачки. С учетом сказанного из (6.1), имеем

$$N_1 W_{13} - N_3 S_{32} = 0 \text{ или } N_1 = \frac{S_{32}}{W_{13}} N_3. \quad (6.3)$$

Поскольку $S_{32} \gg W_{31}$, то $N_1 \gg N_3$. Следовательно, вместо (6.2) можно записать

$$N_1 + N_2 = N_0. \quad (6.4)$$

Для стационарного случая, используя (6.3) и (6.4) из (6.1), получим

$$N_1 = N_0 \frac{W_{13} + A_{21}}{2W_{12} + W_{13} + A_{21}},$$

что с учетом (6.4) даст следующее выражение:

$$N_2 - N_1 = N_0 - 2N_1 = N_0 \frac{W_{13} - A_{21}}{2W_{12} + W_{13} + A_{21}}. \quad (6.5)$$

Согласно (6.5), для создания инверсной населенности должно соблюдаться условие: $W_{13} > A_{21}$. Это условие с учетом предложения $S_{32} \gg W_{31}$ физически означает, что скорость заполнения верхнего рабочего уровня 2 должна превышать скорость опустошения его за счет спонтанных переходов.

Используя выражение для вероятности индуцированного перехода W_{31} , которая зависит от плотности энергии возбуждающего облучения и коэффициента Эйнштейна B_{31} , можно определить минимальную интенсивность возбуждения накачки, необходимую для создания пороговой инверсной населенности. Такой расчет показывает, что пороговая плотность потока мощной накачки для существующих в настоящее время рабочих веществ имеет порядок сотен ватт на квадратный сантиметр.

В активных средах, описываемых четырехуровневой схемой (рис. 6.2), переход $3 \rightarrow 2$ является рабочим, верхний уровень, так же

как в трехуровневой схеме, представляет собой широкую полосу. Второй уровень находится от основного на энергетическом расстоянии, значительно большем kT . Поэтому при термодинамическом равновесии он практически не заселен. Инверсия населенностей создается облучением среды светом накачки с

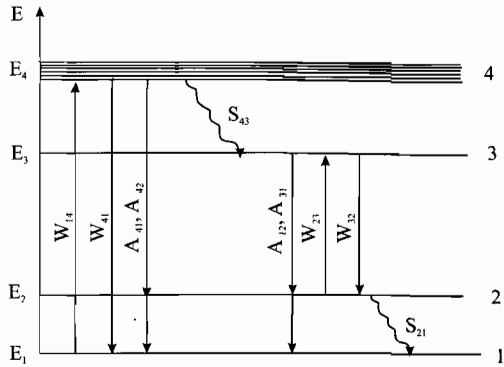


Рис. 6.2. Четырехуровневая энергетическая схема

частотным спектром, соответствующим переходу $1 \rightarrow 4$. Большая часть частиц, попавших на уровень 4, затем переходит безызлучательным путем на уровень 3, что при соответствующих условиях приводит к инверсии населенностей для пары уровней $3 \rightarrow 2$.

Обозначим W_{14} вероятность индуцированных возбуждающим полем (накачкой) переходов частиц с уровня 1 на уровень 4; S_{43} и S_{21} – вероятности безызлучательных переходов ($4 \rightarrow 3$) и ($2 \rightarrow 1$), A_{32} и W_{32} – вероятности спонтанных и индуцированных полем генерации переходов ($3 \rightarrow 2$). Для обеспечения инверсии, очевидно, необходимо, чтобы, во-первых, уровень 3 под действием поля накачки заполнялся быстрее, чем он опустошается в результате переходов $3 \rightarrow 2$ и $3 \rightarrow 1$, и, во-вторых, нижний рабочий уровень должен опустошаться быстрее, чем заполняться, вследствие переходов $3 \rightarrow 2$. Эти условия эквивалентны выполнению неравенств: $S_{43} \gg W_{14} > A_{32}$, $S_{21} > W_{14}$.

В четырехуровневой системе, по сравнению с трехуровневой, легче создать инверсию населенностей, так как нижний рабочий уровень в ней не заселен. Для этого необходимо перевести незначительное количество частиц с основного уровня на верхний рабочий. В трехуровневой системе для получения инверсии требуется перебросить на верхний рабочий уровень с основного, по крайней мере, половину частиц.

Схема лазера на твердом теле (рис. 6.3) включает оптический резонатор, рабочее тело 1, лампу накачки 2 с отражателем 3, систему ее питания и зажигания разряда. Оптический резонатор образован зеркалами r_1 и r_2 . Обычно в них используются многослойные ин-

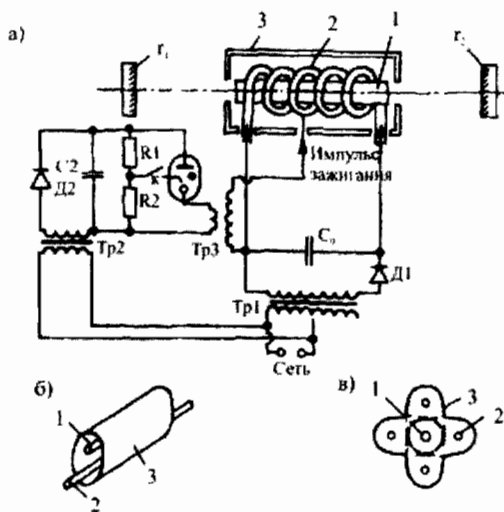


Рис. 6.3. Схема твердотельного лазера (а), эллиптический отражатель (б), пролиллиптический отражатель (в)

применяют серебряные пленки, однако они позволяют получать коэффициент отражения не выше 95–96% и, в отличие от интерференционных диэлектрических покрытий, имеют большое поглощение, а потому часто выгорают в процессе работы. Одно из зеркал резонатора делают полупрозрачным для вывода энергии. Коэффициент пропускания выходного зеркала выбирается таким образом, чтобы вывести из лазера максимальную энергию. При малом коэффициенте пропускания будет выводиться лишь незначительная доля энергии резонатора. В случае большого пропускания ухудшаются условия возбуждения колебаний. При некотором пропускании выходного зеркала генерация срывается, поскольку не выполняются пороговые условия. Оптимальный коэффициент пропускания, при котором выводится максимальная энергия генерации, зависит от качества кристалла, его длины, энергии накачки. Оптимальное пропускание выходного зеркала для твердотельных лазеров, как правило, составляет 20–60%.

Рабочее тело выполняют в форме стержня с хорошо обработанными торцевыми поверхностями, имеющими плоскопараллельную или сферическую форму. Точность отклонения обработки торцевых

терференционные диэлектрические отражающие покрытия, в которых показатель преломления попеременно меняется от слоя к слою. Слои, которые наносят вакуумным напылением или химическим путем, имеют толщину, равную четверти длины волны в диэлектрике на рабочей частоте. С увеличением числа n слоев коэффициент отражения возрастает. При $n = 15$ и более он превышает 99%.

Иногда в качестве отражающих покрытий



поверхностей от заданной формы лежит в пределах десятых долей длины волны. Параллельность плоских торцов выдерживается с точностью нескольких угловых минут.

Вместо внешних зеркал иногда используют отражающие покрытия, нанесенные непосредственно на торцы рабочего тела. Боковая поверхность рабочих стержней частично или полностью матируется, чтобы предотвратить возбуждение типов колебаний, распространяющихся с отражением от боковых поверхностей.

Инверсия населенностей в рабочем теле создается с помощью метода оптической накачки. Как уже отмечалось, пороговая мощность накачки имеет величину порядка сотен ватт на кубический сантиметр рабочего вещества лазера. Столь высокая плотность мощности накачки приводит к сильному нагреву рабочих тел лазера, что вызывает серьезные трудности, зачастую непреодолимые, в реализации непрерывного режима накачки твердотельных лазеров. Поэтому лазеры на твердом теле, как правило, работают в режиме одиночных или периодически повторяющихся импульсов. Источником накачки служат газоразрядные лампы. Наиболее часто используются импульсные ксеноновые лампы, обладающие высокой эффективностью преобразования электрической энергии в световое излучение, спектральный состав которого соответствует линиям поглощения применяемых активных сред.

Лампы конструктивно выполняются в виде прямой или свитой в спираль трубки с введенными на концах электродами. Для инициации разряда в лампах предусматривается специальный внутренний или внешний поджигающий электрод. Лампы и рабочий стержень размещают внутри отражателя, обеспечивающего эффективность передачи световой энергии накачки в активную среду. При использовании спиральных ламп рабочее тело помещают внутри них, а отражатель, изготавливаемый в виде кругового цилиндра, охватывает лампу.

Более эффективны системы с прямыми лампами и отражателями в виде эллиптического цилиндра, обеспечивающего фокусировку излучения ламп на рабочий образец (см. рис. 6.3, б, в). Для этого рабочее тело и лампы размещают вдоль фокусных осей цилиндра. Столь же эффективной оказывается более простая система, в которой лампа и активное тело находятся рядом внутри узкого отражателя с круглым или овальным сечением. Отражатель выполняют из серебряной или алюминиевой фольги.

В конструкциях систем накачки часто предусматривают охлаждение рабочего тела и ламп посредством обдува их воздухом или обтекания хладагентом.

Питание ламп осуществляется от батареи конденсаторов C_0 , заряжаемых обычно от сети переменного напряжения через повышающий трансформатор Tr_1 и выпрямительный элемент D_1 . Нормальное напряжение заряда конденсаторов должно быть меньше напряжения самопробоя импульсной лампы накачки. Зажигание разряда в лампе осуществляется путем подачи на поджигающий электрод высоковольтного иницирующего импульса от управляющей схемы (см. рис. 6.3, а). Последняя состоит из конденсатора C_2 , заряжаемого от сети через диод D_2 , тиратрона с холодным катодом и импульсного трансформатора Tr_3 . При замыкании кнопки K тиратрон зажигается, конденсатор C_2 разряжается через первичную обмотку трансформатора и на вторичной обмотке появляется высоковольтный импульс.

Рассмотрим характеристики и параметры некоторых лазеров на твердом теле.

6.1. Рубиновые лазеры

Рубиновый лазер был первым практически осуществленным оптическим квантовым генератором. В настоящее время лазеры на рубине широко используются в практике, что объясняется следующими их достоинствами: излучение происходит в удобном спектральном диапазоне (в видимой области), обеспечивается большая энергия генерации, легко получить рубиновые кристаллы высокого качества, они имеют высокую прочность и не требуют охлаждения.

Рубин представляет собой кристалл корунда Al_2O_3 , в котором часть ионов Al^{3+} замещена трехвалентными ионами хрома Cr^{3+} . Активными частицами, определяющими генерацию, являются ионы хрома. В лазерах используют кристаллы розового рубина с весовой концентрацией Cr_2O_3 относительно Al_2O_3 , примерно равной 0,05%, что составляет $1,6 \cdot 10^{19}$ ионов хрома в 1 см^3 .

Система нижних энергетических уровней ионов хрома (рис. 6.4) существенно отличается от системы уровней свободных ионов Cr^{3+} , что связано со взаимодействием ионов с сильными полями крис-

таллической решетки. Обозначения уровней, приведенные на этом рисунке, заимствованы из теории групп, которая используется при расчете, и не связаны непосредственно с принятыми обозначениями уровней свободных ионов. Рабочим является переход ${}^2E \rightarrow {}^4A_2$. Состояние 2E метастабильно. При комнатной температуре его

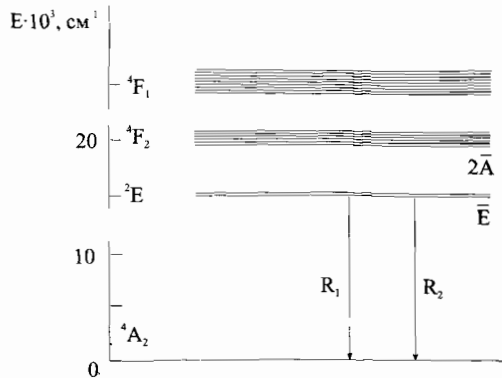


Рис. 6.4. Схема энергетических уровней ионов хрома в кристалле рубина

время жизни составляет около 3 мс. Уровень 2E в действительности состоит из двух подуровней \bar{E} и $2\bar{A}$, разделенных промежутком 29 см^{-1} . Переходы с этих подуровней в основное состояние 4A_2 соответствуют линиям излучения света R_1 и R_2 с длиной волны 694,3 и 692,9 нм при температуре 300 °С.

Уровень 4F_2 состоит из шести подуровней, которые из неоднородности кристаллического поля настолько уширены, что перекрывают друг друга, превращая его в полосу. Уровень 4F_1 также представляет собой полосу (см. рис. 6.4).

Переходы ${}^4A_2 \rightarrow {}^4F_2$ и ${}^4A_2 \rightarrow {}^4F_1$ соответствуют зеленой ($\lambda = 560 \text{ нм}$) и синей ($\lambda = 410 \text{ нм}$) полосам поглощения шириной $\lambda = 100 \text{ нм}$ каждая (рис. 6.5). Состояния 4F_1 и 4F_2 имеют малое время жизни. Ионы из этих состояний за время $T_{32} \approx 10^{-8} \text{ с}$ переходят безызлучательным путем на уровень 2E или в течение $T_{31} \approx 10^{-7}$ спонтанно излучают, возвращаясь в основное состояние 4A_2 . Это означает, что ионы хрома из состояний 4F_2 и 4F_1 главным образом совершают безызлучательные переходы в метастабильное состояние 2E .

В результате поглощения рубином в синей и зеленой полосе спектра лампы накачки ионы хрома переходят в состояние 4F_2 и 4F_1 . Далее за счет быстрого спонтанного безызлучательного распада этих состояний ионы хрома оказываются на метастабильном уровне 2E . При достаточной плотности света накачки населенность состояния 2E превышает населенность нижнего состояния и на переходе ${}^2E \rightarrow {}^4A_2$ возникает генерация.

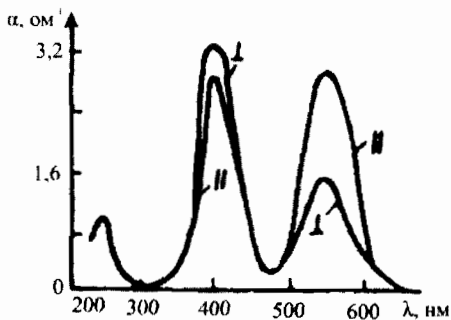


Рис. 6.5. Полосы оптического поглощения кристалла рубина

Устанавливаются в соответствии с законом Больцмана и нижний подуровень \bar{E} имеет большую населенность. Возникновение генерации на частоте линии R_1 предотвращает возбуждение генераций на линии R_2 , так как интенсивные релаксационные процессы вызывают переход ионов с уровня $2\bar{A}$ на \bar{E} , и населенность уровня $2A$ не может достигнуть порогового значения.

Рубиновые лазеры работают, как правило, в режиме разовых и периодических импульсов. Имеются лишь отдельные разработки генераторов непрерывного действия. Характерная длительность импульсов — порядка миллисекунд, частота следования обычно не превышает сотен герц. Она ограничивается нагревом кристалла и ламп накачки.

В импульсных лазерах используют кристаллы длиной от нескольких сантиметров до 20–30 см и диаметром от единиц миллиметров до 2–3 см. Инверсия населенности производится импульсными ксеноновыми лампами.

Важной характеристикой импульсного твердотельного лазера является пороговая энергия накачки, т. е. минимальная величина энергии питания ламп за одну вспышку, при которой возникает генерация. Пороговая энергия накачки зависит от размеров кристалла, его температуры, используемой лампы, конструкции системы накачки, добротности резонатора и т. д. Обычно пороговая энергия рубиновых лазеров составляет десятки и сотни джоулей. С увеличением энергии накачки растет излучаемая лазером энергия. Максимально достижимая энергия лазера ограничивается возможностями системы накачки, размерами кристалла, его качеством, световой прочностью зеркал и другими факторами.

Обычно генерация происходит на линии R_1 , для которой легче реализуются пороговые условия. Это связано с тем, что между ионами, находящимися на подуровнях \bar{E} и $2\bar{A}$, ответственных за линии R_1 и R_2 , существует интенсивный объем (время релаксации между \bar{E} и $2\bar{A}$ меньше 10^{-7} с) в результате населенности подуровней \bar{E} и $2A$ у-

В лазерах с кристаллом диаметром 2 см и длиной 30 см генерируемая за импульс энергия достигает десятков джоулей. При длительности импульса ~ 1 мс пиковая мощность генерации составляет десятки киловатт. В лазерах с модулированной добротностью, которые рассматриваются в разделе II, импульсная мощность достигает десятков и более мегаватт. Коэффициент полезного действия, определяемый как отношение излучаемой энергии лазера к потребляемой им электрической энергии, для рубиновых лазеров составляет единицы процентов. Малый КПД связан во многом с низкой эффективностью систем накачки. Используемые в настоящее время импульсные газоразрядные лампы накачки преобразуют в свет около 50% потребляемой электрической энергии. Примерно 30% световой энергии ламп, т. е. 15% электрической энергии, заключено в полосах поглощения рубина. Оптическая часть системы накачки обеспечивает передачу в рубин приблизительно 50% полезной энергии. Так что реально всего несколько процентов расходуемой электрической энергии идет непосредственно на накачку рубина.

Излучение рубиновых лазеров в зависимости от времени имеет сложный «пиковый» характер. В пределах каждого импульса накачки обычно оно представляет собой набор хаотической последовательности разных по амплитуде пиков, всплесков интенсивности генерации, длительность и интервал между которыми составляют величину порядка микросекунд.

Осциллограммы интенсивностей накачки I_n и выходного излучения $I_{\text{изл}}$ приведены на рис. 6.6. Как видно, начало генерации по отношению к моменту зажигания импульсной лампы сдвинуто на время, необходимое для создания инверсии. Время запаздывания τ_3 достигает нескольких сотен микросекунд.

Природа пикового режима твердотельных лазеров зависит от многих причин. На характер этого режима влия-

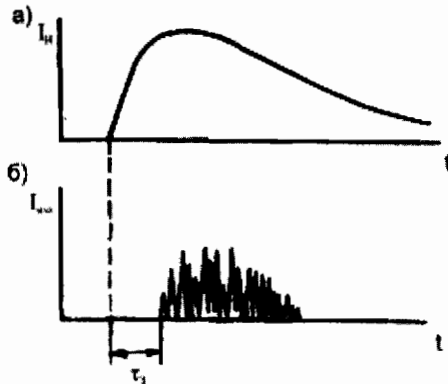


Рис. 6.6. Импульс накачки (а) и импульс излучения лазера в режиме свободной генерации (б)

ют многие факторы: конфигурация резонатора, распределение интенсивности накачки по объему кристалла, его температура, однородность и т. д. Эксперименты показывают, что хаотичность пульсаций излучения значительно уменьшается вплоть до регулярного следования пиков при использовании в лазерах открытых резонаторов, имеющих большое число высокочастотных типов колебаний (например, резонатора с одинаковыми сферическими зеркалами, расположенными на расстоянии, меньшем их удвоенного радиуса кривизны). Получению режима регулярных пульсаций излучения способствует также однородное распределение интенсивности накачки в рабочем кристалле и понижение его температуры.

На спектр излучения рубиновых лазеров влияют свойства резонатора, температура кристалла, его качество, уровень накачки и т. д. Спектр состоит из линий, определяемых собственными типами колебаний резонатора. В процессе генерации он меняется. На рис. 6.7, *a* приведены временная развертка спектра интенсивности выходного излучения рубинового лазера. Каждому пику излучения соответствуют свои линии генерации. Изменение спектрального состава излучения от пика к пику связано с взаимным влиянием различных типов колебаний и изменением условий генерации за счет нагрева кристалла. Интегральная ширина спектра генерации с ростом интенсивности накачки увеличивается, достигая величины $\sim 1 \text{ см}^{-1}$ (т. е. $3 \cdot 10^{10} \text{ Гц}$).

Важной характеристикой работы лазера является картина распределения поля по сечению выходного пучка. Она определяет диаграмму направленности выходного излучения. Минимальная ширина такой диаграммы соответствует основному поперечному TEM_{00q} типу колебаний. В случае плоских круглых зеркал ширина диаграммы направленности по уровню половинной мощности для TEM_{00q} типа равна: $\theta = 0,63 \lambda / d$ рад (d — диаметр пятна на зеркале, λ — длина волны). При $d = 1 \text{ см}$, $\lambda = 0,6943 \text{ мкм}$ $\theta = 4 \cdot 10^{-4} \text{ рад} \approx 1,5'$. Практически ширина диаграммы излучения рубиновых лазеров превышает величину, вычисленную по этой формуле, раз в десять. Столь сравнительно большая ширина диаграммы направленности связана с возбуждением высших типов колебаний, оптическим несовершенством реальных рубиновых кристаллов (наличием в них центров рассеяния и градиентов показателя преломления по сечению образца). Распределение поля по зеркалу часто имеет весьма сложную мозаичную

картину (см. рис. 6.7, б), которая в процессе генерации меняется от пичка к пичку. Излучение рубиновых лазеров обычно частично или полностью поляризовано. Поляризация излучения определяется анизотропией рубиновых кристаллов, и ее характер зависит от угла ориентации оптической оси кристалла относительно геометрической оси стержня, вдоль которой

распространяется свет в резонаторе. Обычно используются рубиновые стержни с ориентацией оси 60 или 90°. Излучение в лазерах с такими стержнями имеет линейную поляризацию с электрическим вектором, перпендикулярным плоскости, в которой лежат оптическая ось и ось стержня. В лазерах с кристаллом нольградусной ориентации излучение неполяризовано.

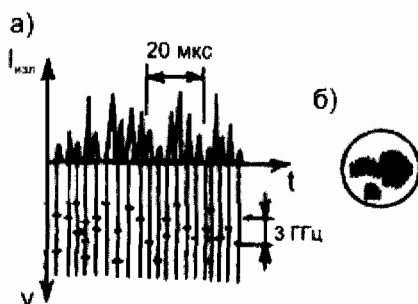


Рис. 6.7. Временная развертка спектра и интенсивности выходного излучения рубинового лазера

6.2. Лазеры на стекле, активированном неодимом

Лазеры на неодимовом стекле находят такое же широкое применение, как и рубиновые, что обусловлено прежде всего достоинствами стекла: простотой изготовления образцов больших размеров (до нескольких сантиметров в диаметре и длиной до метра и более), высокой оптической однородностью, возможностью введения рабочих частиц в необходимых концентрациях с равномерным распределением по объему.

Недостаток стекла — его низкая теплопроводность — затрудняет создание генераторов большой средней мощности, поэтому приходится ограничиваться работой в режиме одиночных импульсов.

Ионы неодима характеризуются конфигурацией внешних электронных оболочек $4f^3 5s^2 5p^6$. Нижние энергетические уровни ионов определяются незаполненной оболочкой $4f^3$, поскольку она хорошо экранируется внешними заполненными $5s^2$ и $5p^6$ оболочками, то внешние воздействия незначительно меняют энергетические уровни.

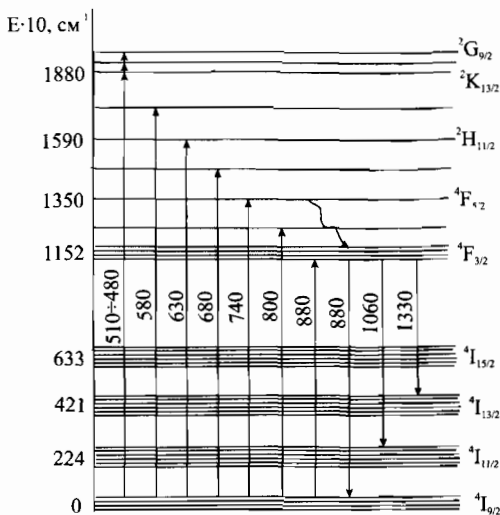


Рис. 6.8. Схема энергетических уровней трехвалентных ионов неодима в стекляннй основе

денного состояния ${}^4I_{11/2}$ примерно равно 2000 см^{-1} ($0,27 \text{ эВ}$) и значительно превышает kT вплоть до температуры 500 К . Поэтому в нормальном состоянии заполнен лишь нижний основной уровень. При освещении неодимового стекла происходит перевод ионов из основного состояния в возбужденное.

На рис. 6.9 показаны спектры поглощения и фотолюминесценции силикатного стекла с примесью 5% (весовых) неодима. Наиболее интенсивные полосы поглощения лежат в области 520 нм (${}^4I_{9/2} \rightarrow {}^2G_{9/2}$, ${}^4G_{7/2}$, ${}^4K_{13/2}$), 588 нм (${}^4I_{9/2} \rightarrow {}^2G_{7/2}$, ${}^4G_{5/2}$), 740 нм (${}^4I_{9/2} \rightarrow {}^4F_{7/2}$, ${}^4S_{3/2}$), 800 нм (${}^4I_{9/2} \rightarrow {}^4F_{5/2}$, ${}^2H_{9/2}$) и 900 нм (${}^4I_{9/2} \rightarrow {}^4F_{3/2}$).

Из возбужденных состояний ионы совершают безызлучательный переход на уровень ${}^4F_{3/2}$, являющийся верхним рабочим уровнем. Переход из метастабильного состояния ${}^4F_{3/2}$ на уровни ${}^4I_{9/2}$, ${}^4I_{11/2}$ и ${}^4I_{13/2}$ определяет полосы люминесценции (на рис. 6.9 заштрихованы), расположенные при длинах волн $0,88$; $1,06$ и $1,3 \text{ мкм}$. Наиболее интенсивная линия люминесценции шириной около 200 см^{-1} соответ-

ни. Поэтому спектры поглощений и фотолюминесценции* ионов неодима в различных стеклах и кристаллах имеют сходный характер.

На рис. 6.8 изображена схема уровней трехвалентных ионов неодима в стекляннй основе. Состояние ${}^4F_{3/2}$ является метастабильным и имеет время жизни в зависимости от концентрации, температуры, состава стекла от 10^{-3} до 10^{-5} с . Энергетическое расстояние от основного уровня ${}^4I_{9/2}$ до первого возбуж-

* Фотолюминесценция – испускание излучения при оптическом возбуждении.

ствует переходу ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$ с длиной волны 1,06 мкм. Конечные состояния ${}^4I_{11/2}$ и ${}^4I_{13/2}$ люминесцентных переходов короткоживущи (время жизни ионов в состоянии ${}^4I_{11/2}$ составляет $\sim 10^{-8}$ с). Дезактивация нижних рабочих уровней ${}^4I_{11/2}$, ${}^4I_{13/2}$ происходит безызлучательным путем.

Как правило, лазеры на неодимовом стекле работают на длине волны $\lambda = 1,06$ мкм, соответствующей переходу ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$, где обеспечивается наиболее интенсивное индуцированное излучение и условия возникновения генерации более благоприятны, чем на переходах ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{9/2}$ и ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$.

Свойства неодимового стекла как рабочего вещества лазеров зависят от концентрации ионов неодима, состава стекла присутствия различных примесей. В настоящее время специально для лазеров разработано много марок неодимовых стекол, имеющих различный состав. В лазерах обычно используют стекла с 2...10%-ной весовой концентрацией Nd_2O_3 . С целью повышения эффективности накачки в стекла вводят сенсibiliзирующие примеси, имеющие широкие линии поглощения. В результате передачи энергии от сенсibiliзатора к иону неодима улучшается использование излучения света накачки ламп. В качестве сенсibiliзатора используют ионы марганца и церия.

Рабочие элементы из неодимового стекла выполняют в виде стержней длиной от нескольких сантиметров до 60–80 см и диаметром до 30–50 мм. Наибольший диаметр ограничивается неравномерностью плотности интенсивности накачки по поперечному сечению и возможностями охлаждения рабочих стержней. Иногда из этих соображений используют стержни прямоугольного и других сечений.

Пороговая плотность энергии накачки лазеров на неодимовом стекле составляет обычно единицы–десятки джоулей на 1 см^3 .

На стекле, активированном неодимом, созданы лазеры с рекордно большой энергией генерации — порядка килоджоулей в импульсе

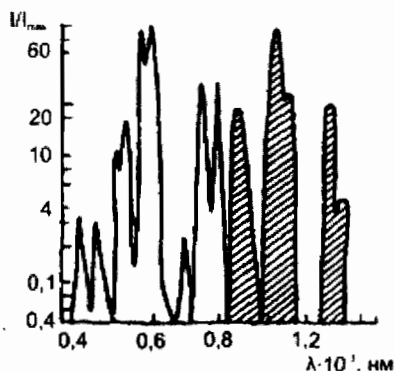


Рис. 6.9. Спектр линий оптического поглощения и люминесценции для трехвалентного иона неодима

(при рабочих стержнях длиной 80 см и диаметром 50 мм). Средняя мощность в импульсе генерации по величине достигает единиц МВт. Коэффициент полезного действия лазера на неодимовом стекле составляет единицы—доли процента. Выходное излучение лазера на неодимовом стекле, как и у рубиновых лазеров, носит пиковый характер. Ширина спектра излучения при больших уровнях накачки достигает ~ 20 нм. Излучение лазера на неодимовом стекле неполяризовано, что связано с хаотической ориентацией ионов неодима и оптической однородностью стекла.

Угловая расходимость выходного луча лазера на неодимовом стекле обычно составляет единицы угловых минут, что значительно меньше величины расходимости излучения рубиновых лазеров. Это главным образом обусловлено более высокой оптической однородностью стекла.

6.3. Лазеры на кристаллах алюмоиттриевого граната с неодимом ($Y_3Al_5O_{12}-Nd^{3+}$)

В литературе кристаллы $Y_3Al_5O_{12}-Nd^{3+}$ упрощенно обозначают YAG-Nd или АИГ-Nd. Лазеры на АИГ-Nd-кристаллах наиболее широко применяются в науке и технике. Благодаря большой теплопроводности и однородности алюмоиттриевых кристаллов, в АИГ-Nd-лазерах легко реализуется непрерывный режим работы. Во многих случаях накачка в таких лазерах осуществляется посредством дуговых ламп непрерывного горения с криптоновым наполнением, спектр излучения которых сравнительно хорошо согласован со спектром поглощения АИГ-Nd-кристаллов. Для обеспечения эффективного использования света лампы накачки рабочий АИГ-Nd-кристалл помещают в отражатель. Конструктивно отражатель выполняют из заготовки кварцевого стекла в форме эллиптического цилиндра. На внешнюю поверхность цилиндра наносят отражающее металлическое покрытие. В отражателе вдоль фокусных осей цилиндра просверливают два канала, внутри которых располагают рабочий активный элемент и лампу накачки. В зазорах между лампой накачки и стенкой канала (а также активного элемента и канала) пропускают поток охлаждающей жидкости (воды).

При размерах активного кристалла диаметром 6 мм и длиной 100 мм, в таких лазерах обеспечивается мощность непрерывной генерации 300 Вт и более.

Для накачки АИГ-Nd-лазеров, помимо дуговых ламп с криптоновым наполнением, разрабатываются специальные дуговые лампы на парах калия и рубидия. Спектр излучения калий-рубидиевых ламп почти идеально совпадает со спектром поглощения АИГ-Nd-кристаллов, что обеспечивает более высокую эффективность оптической накачки. Однако из-за трудности создания таких ламп они не нашли практического применения.

Для накачки АИГ-Nd-лазеров в последнее время широко стали применять инжекционные полупроводниковые лазеры, спектр излучения которых согласуется с полосами поглощения АИГ-Nd-кристаллов. Используя для накачки специально разработанные линейки, состоящие из нескольких десятков инжекционных лазерных диодов, удается реализовывать АИГ-Nd лазеры с выходной мощностью, достигающего киловаттного уровня.

6.4. Волоконные лазеры

Прежде чем рассматривать устройство и характеристики волоконных лазеров, приведем основные сведения об оптических волокнах. Оптические волокна представляют собой, по существу, диэлектрический волновод, обеспечивающий каналирование оптического излучения (света).

Оптическое волокно состоит из сердцевины и оболочки с разными показателями преломления (рис.6.10). Сердцевина (диэлектрическое волокно), по которой происходит распространение светового сигнала, изготавливается из оптически более плотного материала, чем оболочка. Обозначим через n_1 и n_2 показатели преломления сердцевины и оболочки соответственно. Распространение света по волокну можно объяснить на основе геометрической оптики с использованием принципа полного внутреннего отражения, вытекающего из закона преломления света Снеллиуса:

$$n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2, \quad (6.6)$$

где n_1 — показатель преломления среды 1, θ_1 — угол падения, n_2 — показатель преломления среды 2, θ_2 — угол преломления.



Рис. 6.10. Структура оптического волокна

На рис. 6.10 показан ход лучей в волокне со ступенчатым профилем показателя преломления сердцевины n_1 и оболочки n_2 .

Так как сердцевина является более плотной средой по отношению к оболочке ($n_1 > n_2$), то существует критический угол падения (угол полного внутреннего отражения) θ_c – внутренний угол падения на границу у сердцевины и оболочки, при котором преломленный луч идет вдоль границы сред ($\theta_2 = 90^\circ$). Из закона Снеллиуса следует:

$$n_1 \sin \theta_c = n_2, \text{ т. е. } \theta_c = \arcsin \left(\frac{n_2}{n_1} \right).$$

Если угол падения на границу раздела меньше критического угла падения (луч 2), то при каждом внутреннем отражении часть энергии рассеивается наружу (в оболочку) в виде преломленного луча, что приводит в конечном итоге к затуханию света. Если же угол падения больше критического угла (луч 1), то при каждом отражении от границы вся энергия возвращается в сердцевину благодаря внутреннему отражению.

Лучи, траектория которых полностью лежит в оптически более плотной среде (сердцевине), не претерпевают ослабления при отражении от оболочки, обеспечивают распространение света вдоль волокна на большие расстояния.

Важным параметром, характеризующим волокно, является числовая апертура NA . Она связана с максимальным углом θ_A вводимого в волокно излучения из свободного пространства, при котором свет

испытывает полное внутреннее отражение и распространяется по волокну, формулой

$$NA = \sin \theta_A. \quad (6.7)$$

Угол θ_A определяет максимальный угол конического снопа лучей, которые могут распространяться по световоду. Если конический сноп лучей, падающий на входной торец волокна, имеет при вершине угол $\theta_1 < \theta_A$, то он весь пройдет через него.

Числовая апертура зависит от показателей преломления сердцевин и оболочки. Действительно, исходя из рис.6.10, можно, используя формулу Снеллиуса (6.6) для торцевой границы волокна, считая при этом показатель преломления свободного пространства n_0 равным 1, написать следующую цепь равенств:

$$\begin{aligned} n_0 \sin \theta_A &= n_1 \sin \theta_1 = n_1 \sin \left(\frac{\pi}{2} - \theta_c \right) = n_1 \cos \theta_c = n_1 \sqrt{1 - \sin^2 \theta_c} = \\ &= n_1 \sqrt{1 - \left(\frac{n_2}{n_1} \right)^2} = \sqrt{n_1^2 - n_2^2}. \end{aligned}$$

Таким образом, числовая апертура

$$NA = \sin \theta_A = \sqrt{n_1^2 - n_2^2}. \quad (6.8)$$

Другим важным параметром, характеризующим волокно и распространяющийся по нему свет, является так называемая нормированная частота v , определяемая следующим равенством

$$v = \pi d \frac{NA}{\lambda}, \quad (6.9)$$

где d — диаметр сердцевинки волокна, λ — длина волны света.

Выше было дано качественное объяснение распространения света по волокну. Строгое решение задачи о распространении волн вдоль диэлектрического волокна основывается на решении волновых уравнений Максвелла. Решение этих уравнений показывает, что в диэлектрическом волокне могут распространяться различные типы волн (моды), отличающиеся распределением поля в попереч-

ном направлении (в плоскости, перпендикулярной оси Z волокна) и наличием или отсутствием электрической E_z и магнитной H_z составляющих в направлении оси Z волокна. Моды обозначаются буквами E или H с двумя индексами n и m (E_{nm} и H_{nm}). Индекс n характеризует азимутальные свойства волны (число изменений поля по окружности), а m — радиальные (число изменений по диаметру). По диэлектрическому волокну могут распространяться только два типа волн: симметричные поперечно электрические (E_{0m} , у которых $H_z=0$) и поперечно магнитные (H_{0m} , у которых $E_z=0$), и несимметричные (смешанные, гибридные) E_{nm} и H_{nm} , у которых имеются две продольные E_z и H_z составляющие. При этом, если преобладает продольная составляющая — E_z , то волна обозначается EH_{nm} , а если преобладает продольная составляющая магнитного поля — H_z , то волна называется HE_{nm} .

По волокну могут распространяться как только одна мода — одномодовый, так и много мод — многомодовый режим.

Из решения уравнений Максвелла следует, что в волокне может распространяться только одна мода, когда $v < 2,405$. Это гибридная мода HE_{11} . Если v лежит в пределах $2,405 \div 3,832$, в волокне могут распространяться четыре моды (HE_{11} , H_{01} , E_{01} , HE_{21}), при $v = 3,832 \div 5,136$ могут распространяться 7 мод и т. д. С ростом v увеличивается число распространяющихся мод.

В волоконных лазерах в качестве усиливающей среды используются оптические волокна со светонесущей сердцевинкой, легированной примесью редкоземельных ионов, являющихся активными частицам, в системе которых создается инверсная населенность, и двойной оболочки.

Конструкция лазерного световода (рис. 6.11, а) включает в себя (как правило) одномодовую с активными примесями сердцевину 1, внутреннюю оболочку 2 с показателем преломления меньшим, чем у сердцевины, и внешнюю оболочку 3, имеющую показатель преломления ниже, чем у оболочки 2. Профиль показателей преломления световода показан на рис. 6.11, б. Внутренняя оболочка (вместе с внешней оболочкой) образует многомодовый световод, по которому распространяется излучение накачки. Излучения накачки, вводимое в волокно с торца, испытывая полное внутреннее отражение на границе с внешней оболочкой, распространяется по внутренней оболочке. Пересекая сердцевину, излучение накачки погло-

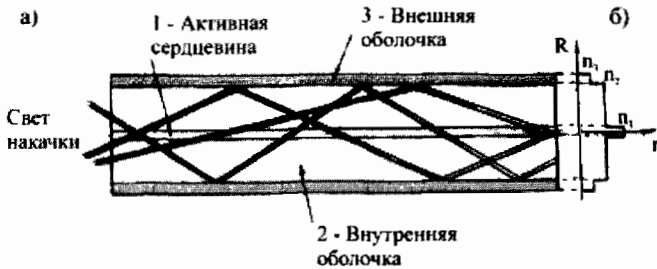


Рис. 6.11. Конструкция лазерного световода (а), профиль показателя преломления (б)

шается ионами редкоземельных элементов и обеспечивает тем самым инверсию населенностей в ней.

Источником накачки служат полупроводниковые лазеры, частота, излучения которых соответствуют линиям поглощения активных ионов.

Активная одномодовая сердцевина и внутренняя оболочка выполняются из кварцевых стекол различного состава, имеющих отличающиеся показатели преломления. Числовая апертура одномодовой активной сердцевины для лазерного излучения обычно составляет величину $0,1 \div 0,15$. В качестве материала внешней оболочки используются полимеры с низким показателем преломления. В частности, это силиконовая резина, обеспечивающая числовую апертуру многомодового световода накачки $NA = 0,38$, и тефлон AF , позволяющий увеличить NA до $0,6$.

Поперечный размер одномодовой активной сердцевины лазерных световодов составляет $(5 \div 12)$ мкм, диаметр внутренней оболочки имеет типичный размер $(100 \div 500)$ мкм. Толщина внешней оболочки около 10 мкм.

Во многих случаях для улучшения эффективности накачки активной сердцевины в лазерных световодах с двойной оболочкой используют волокна с некруглой формой внутренней оболочки (D-образной, прямоугольной, квадратной и др.) (рис. 6.12). Дело в том, что в активных волокнах с двойной обо-

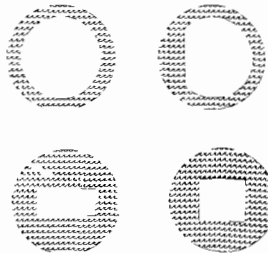


Рис. 6.12. Волокно с различными формами внутренней оболочки

лочкой круглой геометрии внутренней оболочки значительная доля мощности многомодового поля накачки распространяется вне области активной сердцевины и поглощается материалом оболочки. В таблице 6.1 приведены экспериментальные данные о влиянии геометрии внутренней оболочки на эффективность поглощения излучения накачки в лазерном световоде, легированном ионами Yb^{3+} . Световоды имели следующую форму и параметры внутренней оболочки: круглая (диаметр 125 мкм), D-образная с одной сошлифованной гранью (125×100 мкм), прямоугольная (150×75 мкм), квадратная (125×125 мкм).

Таблица 6.1.

Геометрия оболочки	Поглощение накачки на $\lambda = 978$ мкм (ДБ/м)
Круглая	$0,3 \pm 0,05$
D-образная	$2,2 \pm 0,05$
Прямоугольная	$3,5 \pm 0,05$
Квадратная	$3,3 \pm 0,05$

Из таблицы видно, что у лазерных световодов некруглой геометрии внутренней оболочки эффективность накачки значительно больше, чем круглой.

Накачка активных световодов может осуществляться не только с торца, как это рассмотрено выше. На рис. 6.13, *а, б* представлено две альтернативных схемы введения накачки в лазерное волокно: с использованием V-образных канавок (*а*) и дифракционных решеток (*б*), изготовленных на боковой поверхности световода. Достоинством этих схем является возможность добавления источников накачки по длине активного световода по мере истощения мощности от предыдущего источника.

На рис. 6.14 изображена схема, обеспечивающая накачку, распределенную по длине активного волокна. В ней используется два световода. Один из световодов (активный) имеет сердцевину, легированную рабочими ионами, второй (пассивный) с сердцевиной из высококчистого кварцевого стекла. Излучение накачки от полупроводникового излучателя вводится в пассивный световод. В области контакта световодов происходит перекачка излучения накачки из пассивного световода в активный.

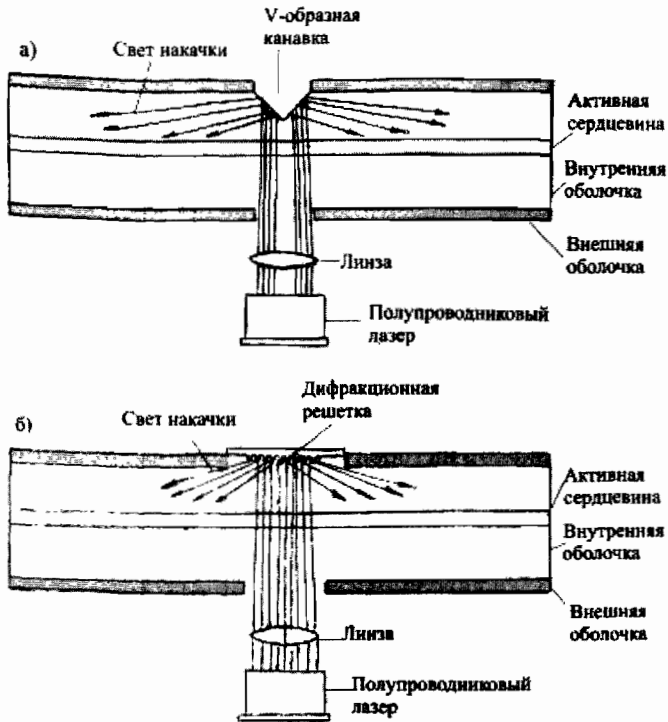


Рис. 6.13. Схемы введения накачки в лазерное волокно: а) с использованием V-образных канавок, б) дифракционных решеток

Перейдем к вопросам практической реализации волоконных лазеров. На рис. 6.15 приведена одна из типовых схем волоконного лазера с накачкой в оболочку световода. Резонатор лазера образован из двух дихроичных плоских зеркал Z_1 и Z_2 . Они вплотную пристыкуются к торцам активного световода. Для этого торцы световода делаются плоскими путем скалывания. Одно из зеркал Z_1 (входное для излучения накачки) имеет малый ($\sim 1\%$) коэффициент отражения R на длине волны накачки λ_n и $R \approx 99\%$ на длине волны генерации λ_r . Второе зеркало Z_2 , входное для лазерного излучения, должно иметь обратные характерис-

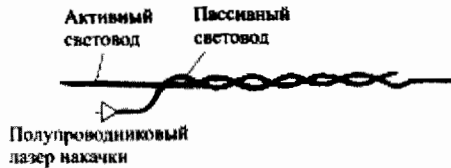


Рис. 6.14. Схема с распределенной по длине волокна накачкой

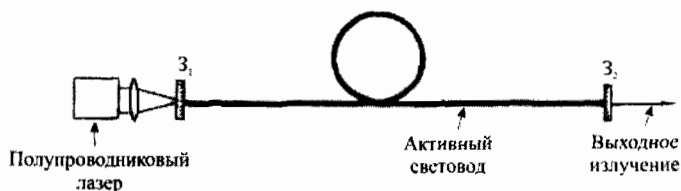


Рис. 6.15. Типовая схема волоконного лазера с накачкой в оболочку световода

тики $R \approx 99\%$ для λ_n и $R \approx (2 \div 10)\%$ для λ_r . Часто выходное зеркало Z_2 не устанавливают, его заменяет выходной торец лазерного световода, обеспечивающий неселективное ($\approx 4\%$) отражение.

Излучение от полупроводникового лазера накачки линзой фокусируется через зеркало Z_1 на торец активного световода с двойной оболочкой, обеспечивая в нем необходимую для генерации инверсную населенность.

Для накачки волоконных лазеров специально разработаны полупроводниковые лазеры и полупроводниковые модули, представляющие собой решетки из многих лазерных диодов, излучающие на длинах волн (см. табл. 6.2), соответствующих линиям поглощения активных ионов используемых в них, с выходной мощностью от единиц до десятков и даже сотен ватт.

Длина лазерных световодов колеблется от единиц до нескольких десятков метров. Концентрация активных ионов редкоземельных элементов в них составляет величину несколько единиц на 10^{19} см^3 . Поглощение излучения накачки, распространяющегося по оболочке активного световода, составляет обычно единицы дБ/м. Избыточные (не резонансные) потери в оболочке в среднем составляют величину ~ 50 дБ/км.

Приведенная выше схема волоконного лазера имеет существенный недостаток — наличие в нем объемных элементов: зеркал и линз.

Устранить этот недостаток удалось путем формирования так называемых береговых зеркал непосредственно в волоконных световодах. Формирование береговых зеркал в волоконных световодах основано на фоторефрактивном эффекте, состоящем в стабильном изменении показателя преломления материала сердцевины световода под действием ультрафиолетового излучения. Береговое зеркало представляет собой участок волновода длиной в несколько сантимет-

ров, показатель преломления в котором изменяется с периодом порядка длины волны распространяющегося излучения. Такой участок волокна подобен интерференционному зеркалу, в котором, благодаря интерференции волн, возникающих от слоев с разным показателем преломления, обеспечивается селективное отражение. Меняя длину отрезка волокна, на котором записана береговская решетка, и глубину модуляции показателя преломления, можно регулировать коэффициент отражения такого зеркала в широких пределах (от ~ 99% до единиц %).

На рис. 6.16 приведена схема цельноволоконного лазера. Крестиками (х) отмечены места сварки волокон. Резонатор лазера образован двумя береговскими зеркалами. Коэффициент отражения первого зеркала на частоте генерации обычно близок к единице (~99%), второго, выходного, от 10% и меньше. Накачка осуществляется полупроводниковым лазером с волоконным выходом.

Как отмечалось выше, в волоконных лазерах в качестве активных частиц, в системе которых создается инверсия населенностей, являются ионы редкоземельных элементов. На рис. 6.17 представлены схемы энергетических уровней ионов редкоземельных элементов, применяемых в волоконных лазерах, с указанием используемых оптических излучательных (прямые стрелки) и безизлучательных (волнистые стрелки) переходов. В таблице 6.2 даны сведения о спектральных областях люминесценции (генерации) и длинах волн излучения накачки активных сред, легированных различными редкоземельными элементами.

Из таблицы видно, что излучение волоконных лазеров лежит в диапазоне длин волн (0,92÷2,1) мкм.

Таблица 6.2

Активный ион	Длина волны излучения накачки (мкм)	Область люминесценции, генерации (мкм)
Неодима Nd ³⁺	0,8	$\lambda_1 = 0,92 \div 0,94$ $\lambda_2 = 1,06 \div 1,1$ $\lambda_3 = 1,34$
Гольмия Ho ³⁺	1,15	1,9÷2,1
Эрбия Er ³⁺	1,53	1,53 ÷ 2,6
Тулия Tm ³⁺	0,783	1,7÷1,9
Эттербия Yb ³⁺	0,976; 0,915	0,98÷1,16

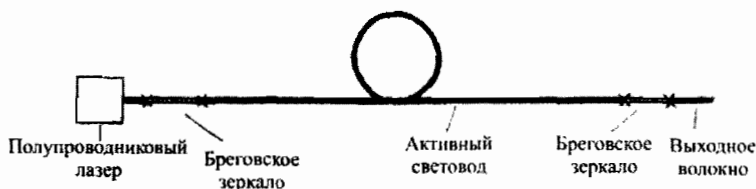


Рис. 6.16. Схема цельноволоконного лазера

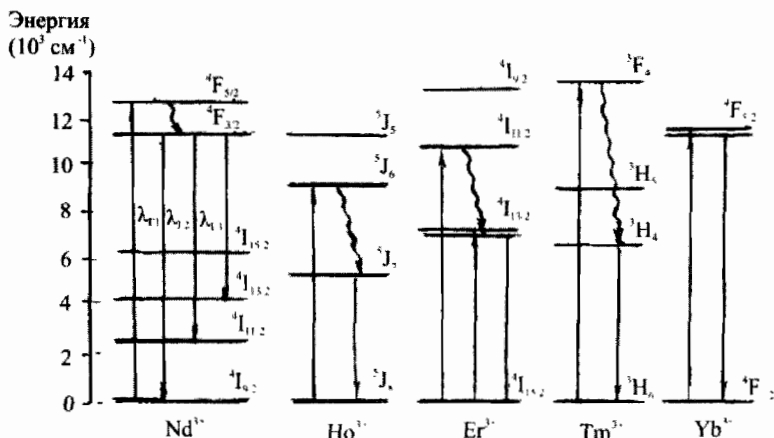


Рис. 6.17. Схемы энергетических уровней ионов редкоземельных элементов, применяемых в волоконных лазерах

Что касается характеристик волоконных лазеров, выполненных на световодах, легированных разными активными ионами, то общим для них является линейная зависимость мощности генерации от мощности накачки (рис. 6.18). Частота генерации и ширина спектра излучения, как и всех других лазеров, естественно индивидуальны и определяются люминесцентными свойствами используемых активных сред, параметрами резонатора и т. д.

В настоящее время разработаны непрерывные волоконные лазеры в чисто волоконном исполнении (с бреговскими зеркалами) с выходной мощностью до десятков Ватт. При использовании объемных зеркал мощность одномодовых волоконных лазеров составляет ≈ 100 Вт. Получение большей мощности с использованием одномодового волокна ограничивается возникновением оптического пробоя волокна. Используя суммирование мощностей набора таких лазеров в единый жгут, создают лазеры с выходной мощностью несколько киловатт.



Коэффициент полезного действия (КПД) волоконных лазеров зависит от КПД используемых лазеров накачки, эффективности ввода излучения накачки в активное волокно, его параметров, квантовой эффективности рабочего перехода активных частиц. Для иттербиевых и эрбиевых волоконных лазеров, имеющих высокую квантовую эффективность рабочего перехода ($\approx 100\%$), КПД достигает величин $\approx 30\%$. КПД других волоконных лазеров меньше.

Основная область применения мощных волоконных лазеров — это обработка материалов и медицина.

Очень важное применение активные световоды, легированные ионами эрбия, нашли в системах оптической волоконной связи в качестве источников и усилителей сигнала.

Это связано с тем, что линия люминесценции таких световодов (занимает область $1,55\text{--}1,56\text{ мкм}$), совпадает со спектральной областью минимальных оптических потерь волоконных световодов, изготовленных на основе кварцевого стекла и используемых в оптических линиях связи.



Рис. 6.18. Зависимость мощности генерации волоконного лазера от мощности накачки

ГЛАВА 7

ГАЗОВЫЕ ЛАЗЕРЫ

В газовых лазерах, как следует из названия, активной усиливающей средой является газ. Рабочими частицами, переходы между энергетическими состояниями которых определяют генерацию, служат атомы, ионы или молекулы, поэтому, соответственно, различают атомные, молекулярные и ионные лазеры.

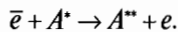
В настоящее время известно большое число методов получения инверсии населенностей в газовых средах, использующих электрический разряд, энергию химических реакций, оптическую накачку и т.д.

Наиболее часто инверсия в газовых лазерах осуществляется с помощью электрического разряда, создаваемого непосредственно в самой рабочей среде. К избыточной населенности верхних энергетических уровней в газовых газоразрядных лазерах приводят следующие процессы:

1. Неупругие столкновения электронов с частицами газа (соударения первого рода), сопровождаемые передачей кинетической энергии движения электронов частицам, которые переходят в возбужденное состояние. Символически такой процесс обозначают следующим образом:



Соударения первого рода приводят не только к прямому возбуждению, но и определяют ступенчатое возбуждение частиц. При неупругих столкновениях электрона \bar{e} с возбужденной частицей A^* последняя переводится в более высокое энергетическое состояние A^{**} .



Процессы возбуждения частиц путем электронных неупругих ударений первого рода играют основную роль во всех разрядных лазерах.

2. Соударения второго рода между разнородными атомами смеси двух газов. При соударении атомов, один из которых (A^*) находится в возбужденном состоянии, а другой (B) – в основном, происходит пе-

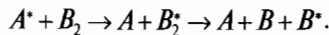


редача возбуждения от первого атома ко второму. При этом первоначально возбужденный атом переходит в основное состояние, а партнер по соударению — в возбужденное:



Этот процесс протекает эффективно лишь в случае, если энергии возбужденных состояний взаимодействующих атомов совпадают с точностью до величин порядка kT (T — температура газовой смеси). Примером газового оптического квантового генератора, в котором используется механизм (7.2), является широко применяемый гелий-неоновый лазер.

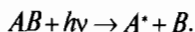
3. Неупругие атомно-молекулярные соударения, приводящие к диссоциации молекул с переходом одного из атомов в возбужденное состояние:



В процессе неупругого столкновения атома с молекулой последняя переходит из основного состояния B_2 в одно из высоколежащих возбужденных неустойчивых состояний B_2^* с силами отталкивания, из которого она диссоциирует на атом в основном и атом в возбужденном состояниях. Обычно существует несколько неустойчивых, отличающихся по энергии в пределах единиц электронвольт молекулярных состояний, из которых молекула диссоциирует с образованием одного и того же возбужденного состояния атома. Поэтому, в отличие от механизма, описываемого равенством (7.2) и требующего точного совпадения энергии возбужденных состояний взаимодействующих частиц, метод диссоциации такого совпадения не требует. В связи с этим существует большой класс систем, в которых используется передача энергии благодаря диссоциации.

Примером газовых лазеров, механизм инверсии в которых связан с диссоциацией молекул, могут служить лазеры на смеси неона с кислородом, аргона с кислородом и других газов.

Неупругие соударения возбужденных атомов с молекулами — не единственный способ диссоциации молекул. Весьма эффективным является метод фотодиссоциации. Молекулярная фотодиссоциация с образованием возбужденных атомов может быть описана выражением



Спектральная характеристика фотодиссоциации молекул обычно имеет широкую полосу (несколько сотен ангстрем), что весьма выгодно с точки зрения эффективности использования источников излучения накачки. В качестве примера лазера, в котором для создания инверсии населенностей используется метод фотодиссоциации, может служить лазер на молекулах CF_3J , где возбуждение атомов йода в состояние $^2P_{1/2}$ осуществляется посредством реакции $CF_3J + h\nu \rightarrow CF_3 + J(^2P_{1/2})$. Молекулы CF_3J имеют полосу поглощения в ультрафиолетовой области с центром вблизи 265 нм и полушириной 33 нм.

Явление фотодиссоциации частиц сопровождается химическими реакциями, в результате чего образование возбужденных состояний происходит за счет энергии химических связей. Лазеры, в которых для возбуждения используется энергия химических реакций, называют химическими.

7.1. Гелий-неоновый лазер

Гелий-неоновый лазер — первый практически осуществленный газовый оптический квантовый генератор. Благодаря своей простоте, надежности и удобству работы в видимой части спектрального диапазона, он получил широкое распространение. Гелий-неоновые лазеры серийно выпускает наша промышленность.

Механизм создания инверсии населенностей. Рабочими частицами гелий-неонового лазера, индуцированные переходы между состояниями которых определяют генерацию колебаний, являются атомы неона. Атомы возбуждаются посредством газового разряда. В основе механизма создания инверсии населенностей лежит явление резонансной передачи энергии при неупругих соударениях атома гелия неону.

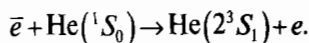
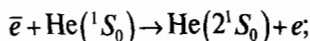
На рис. 7.1 приведены энергетические уровни атомов гелия неона, имеющие отношение к работе лазера. Основное состояние атомов гелия и неона — 1S_0 . Нижние возбужденные состояния гелия 2^3S_1 и 2^1S_0 являются метастабильными, так как оптические переходы $2^1S_0 \rightarrow ^1S_0$ и $2^3S_1 \rightarrow ^1S_0$ запрещены (первый переход запрещен, поскольку в начальном и конечном состояниях квантовое число

$J = 0$, а второй – как интеркомбинационный*. Времена жизни состояний 2^1S_0 и 2^3S_1 – порядка 10^{-3} с.

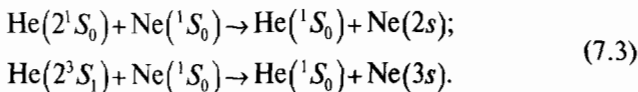
В основном состоянии $1S_0$ неона десять электронов образуют устойчивую электронную конфигурацию $1s^2 2s^2 2p^6$. Нижние возбужденные состояния неона определяются переводом одного из электронов внешней $2p^6$ -оболочки на более высокие s - и p -оболочки. Так, при переводе одного электрона на оболочку $3s$ электронная конфигурация атома приобретает вид $1s^2 2s^2 2p^5 3s$, которой соответствуют четыре энергетических близко расположенных возбужденных уровня. Следующим возбужденным состоянием в порядке возрастания энергии соответствуют электронные конфигурации $1s^2 2s^2 2p^5 3p$ (10 близко расположенных уровней), $1s^2 2s^2 2p^5 4s$ (4 уровня) и т. д. На рис. 7.1 для уровней неона использованы обозначения Пашена.

Важная особенность системы уровней Ne–Ne состоит в практическом совпадении метастабильных уровней гелия 2^3S_1 и 2^1S_0 с уровнями состояний $3s_2$ и $2s_2$ неона. Это обеспечивает большую вероятность передачи энергии при столкновениях возбужденных атомов гелия с невозбужденными атомами неона.

Инверсия населенностей в гелий-неоновом лазере создается в два этапа. Сначала в результате газового разряда происходит заселение состояний 2^1S_0 и 2^3S_1 гелия посредством неупругих ударов электронов:



Затем, вследствие неупругих соударений второго рода между возбужденными атомами гелия и атомами неона, находящимися в основном состоянии, осуществляется возбуждение атомов неона в состояния $3s$ и $2s$



* Дипольное излучение удовлетворяет следующим правилам отбора для квантовых чисел J и S : а) $\Delta J = 0, \pm 1$, причем переход $\Delta J = 0$ запрещен, если $J = 0$; б) $\Delta S = 0$. Правило “б” запрещает переходы между уровнями различной мультиплетности, т. е. интеркомбинационные переходы.

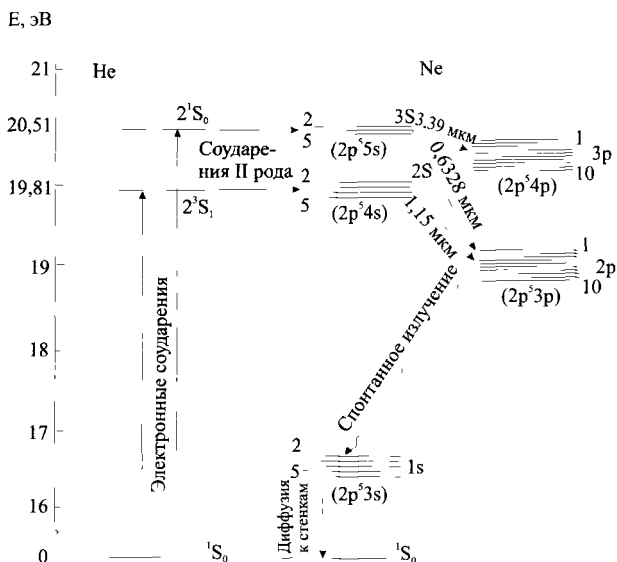
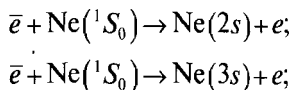


Рис. 7.1. Схема энергетических уровней атомов гелия и неона

Так как уровни 2^3S_1 и 2^1S_0 являются метастабильными и концентрация гелия выбирается в несколько раз выше концентрации неона, то в разряде в результате неупругих электронных ударов создается относительно большее число возбужденных атомов $He(2^3S_1)$ и $He(2^3S_0)$. Это способствует, благодаря процессу (7.3), направленному избирательному заселению уровней $3s$ и $2s$ неона.

Существенную роль в увеличении населенностей уровней $3s$ и $2s$ неона играют неупругие соударения электронов и невозбужденных атомов неона:

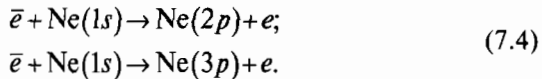


В результате указанных процессов создается инверсия населенностей уровней $3s$ по отношению к уровням $2p$ и $3p$, также уровней $2s$ к уровням $2p$. Из всех возможных переходов этой системы уровней наиболее благоприятными для генерации оказываются переходы $2s_2 \rightarrow 2p_4$ ($\lambda = 1152,3$ нм), $3s_2 \rightarrow 3p_4$ ($\lambda = 3394,2$ нм), и $3s_2 \rightarrow 2p_4$ ($\lambda = 632,8$ нм).

Нижние рабочие состояния $2p$ и $3p$ имеют время жизни, примерно на порядок меньше, чем $2s$ и $3s$ состояния, что обеспечивает возможность непрерывного режима генерации.

Нижние рабочие уровни $2p$ и $3p$ очищаются за счет спонтанных переходов атомов в метастабильное состояние $1s$, откуда атомы переходят в основное состояние главным образом благодаря соударениям со стенками газоразрядной трубки.

Большое влияние на работу лазера оказывает процесс ступенчатого возбуждения, при котором атомы неона из состояния $1s$ под действием неупругих электронных столкновений переходят в состояния $2p$ и $3p$:



В результате процессов (7.4) увеличивается населенность нижних рабочих уровней, уменьшается величина инверсии населенностей и, следовательно, генерируемая мощность. Они, естественно, играют существенную роль в режиме только тогда, когда плотность атомов, находящихся в $1s$ состоянии, достаточно велика (например, при больших плотностях тока разряда).

Устройство гелий-неонового лазера. Газовый лазер (рис. 7.2) состоит из двух основных частей: открытого резонатора, образованного зеркалами 31 и 32, и газоразрядной камеры, заполненной рабочей смесью газов.

Газоразрядная камера представляет собой кварцевую или стеклянную трубку (обычно длиной от единиц дециметров до 1,5–2 м и диаметром до 5–8 мм), с торцов закрытую плоско-параллельными оптическими окнами, наклоненными под углом Брюстера к оси трубки. Такие окна имеют пренебрежимо малые потери энергии на отра-

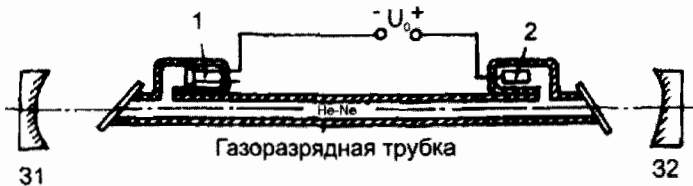


Рис. 7.2. Устройство He-Ne-лазера

жение для волны, поляризованной в плоскости падения, и делают практически невозможной генерацию излучения, поляризованного в перпендикулярной плоскости.

Иногда зеркала укрепляют на концах газоразрядной трубки, что, однако, значительно усложняет конструкцию вакуумной части лазера (необходимо использовать сильфоны для юстировки зеркал) и создает технические трудности для смены зеркал, изменения расстояния между ними, введения в резонатор дополнительных элементов (диафрагм, линз и т. п.). Поэтому конструкции лазера с внутренними зеркалами применяют редко, главным образом тогда, когда необходимо получить генерацию с произвольной поляризацией излучения.

Газоразрядная трубка заполняется рабочей смесью гелия и неона с общим давлением 1 мм рт. ст. Перед напуском рабочей смеси производят тщательную откачку с интенсивным нагревом трубки. Для устранения оставшихся после откачки и выделяющихся в процессе работы газов перед отпайкой в трубку вводят геттер (обычно барий), активно поглощающий кислород, водород, азот и другие газы, но не вступающий в соединение с гелием и неоном.

Исследования показывают, что усиление активной среды в гелий-неоновом лазере невелико и составляет несколько процентов на 1 метр (например, для перехода $3s_2 - 2p_4$ ($\lambda = 0,6328$ мкм) оно не превышает 4% на метр, для перехода $2s_2 - 2p_4$ ($\lambda = 1,152$ мкм) – 12%). Поэтому в резонаторах гелий-неонового лазера используют зеркала с коэффициентом отражения, близким к единице и отличающимся от нее на доли и единицы процентов, т. е., главным образом, зеркала с интерференционными покрытиями. Малый коэффициент усиления активной среды налагает жесткие требования на точность юстировки зеркал резонатора. Так, непараллельность плоских зеркал всего в несколько угловых секунд существенно сказывается на выходной мощности лазера. Гораздо менее критичны к юстировке резонаторы со сферическими зеркалами. Обычно поворот сферических зеркал от оптимального положения в пределах нескольких угловых минут мало влияет на величину выходной мощности лазера. Поэтому чаще всего в газовых лазерах используют резонаторы со сферическими зеркалами.

Для возбуждения газовой смеси применяют либо разряд на постоянном токе, либо высокочастотный разряд. В первом случае в газоразрядную трубку (см. рис. 7.2) вводят электроды – анод 2 и катод 1.

Напряжение питания, в зависимости от длины разрядного промежутка, составляет от нескольких сотен вольт до двух-трех киловольт, ток разряда — несколько десятков миллиампер. Высокочастотный разряд возбуждается радиочастотным генератором с мощностью от десятков до сотен ватт, напряжение от которого подводится к внешним кольцевым электродам, накладываемым на трубку.

Основные характеристики. Мощность генерации лазера зависит от парциальных давлений гелия и неона, размеров газоразрядной трубки, от тока (мощности) разряда. На рис. 7.3 представлена зависимость мощности генерации $P_{\text{вых}}$ от давления неона при различных давлениях гелия. Она растет с увеличением парциального давления гелия и неона, достигая максимума при общем давлении, близком к 1 мм рт. ст., затем уменьшается.

Рост мощности с повышением давления гелия объясняется увеличением концентрации атомов He, находящихся в метастабильном состоянии, что благодаря процессу (7.3) резонансной передачи энергии атомам неона ведет к росту инверсии населенностей рабочей пары уровней и, следовательно, мощности генерации. При больших давлениях газовой смеси время свободного пробега электронов снижается настолько, что они не успевают достаточно ускориться в электрическом поле и приобрести необходимую энергию. Поэтому эффективность возбуждения атомов уменьшается. Мощность генерации существенно зависит от соотношения парциальных давлений гелия и неона в газовой смеси. Как показывают исследования, для генерации на переходе $3s_2 \rightarrow 2p_4$ ($\lambda = 0,6328$ мкм) оптимальное соотношение для неона и гелия равно 1:5, а для перехода $2s_2 \rightarrow 2p_4$ ($\lambda = 1,15$ мкм) оно составляет 1:10 при общем давлении смеси ~ 1 мм рт. ст.

Важным условием получения максимальной выходной мощности лазера является выбор оптимального диаметра газоразрядной трубки. С одной стороны, увеличение диаметра трубки, а значит, и объема активной среды должно приводить к росту мощности генерации.

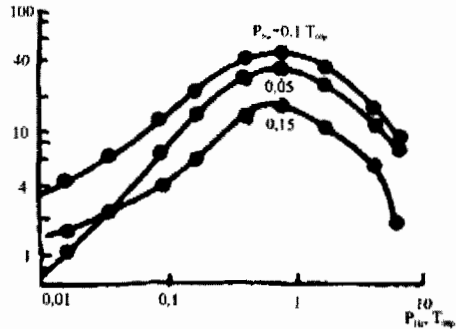


Рис. 7.3. Зависимость выходной мощности лазера от давления гелия в газоразрядной трубке

С другой, чрезмерное увеличение диаметра трубки обуславливает уменьшение инверсии населенностей рабочей пары уровней. Это связано с тем, что в процессе генерации опустошение нижнего рабочего уровня $2p_4$ происходит посредством каскадных переходов на метастабильный уровень $1s$, с которого атомы возвращаются в основное состояние главным образом под влиянием соударений со стенками трубки. Чем больше радиус трубки, тем больше время диффузии атомов неона к стенкам, а значит, и время их жизни в состоянии $1s$. В результате на уровне $1s$ скапливаются атомы, откуда они вследствие электронного возбуждения переходят в состояния $2p$ и $3p$, тем самым снижая инверсию населенностей. Экспериментально установлено, что оптимальный диаметр трубок длиной 1 м составляет 7–8 мм. Для трубок меньшей длины он оказывается соответственно меньше.

Типичная для гелий-неонового лазера зависимость выходной мощности $P_{\text{вых}}$ от тока разряда I (мощности разряда) приведена на рис. 7.4. Характер этой зависимости полностью определяется механизмом возбуждения гелий-неоновой смеси. С повышением разрядного тока возрастает концентрация электронов в плазме и увеличиваются населенности всех возбужденных состояний атомов гелия и неона, особенно благодаря процессу (7.3) $2s$ и $3s$ состояний. Поэтому мощность генерации с усилением тока растет. По мере дальнейшего увеличения тока рост инверсии из-за интенсивного заселения нижних рабочих уровней $2p$ и $3p$ в результате процесса (7.4) ступенчатого возбуждения через метастабильный уровень начинает замедляться. При больших разрядных токах (> 100 мА) концентрация атомов неона в долгоживущем метастабильном состоянии $1s$ становится настолько высокой, что ступенчатое заселение уровней $2p$ и $3p$ приводит к уменьшению инверсной заселенности рабочей пары уровней и, как следствие, падению мощности генерации.

Оптимальный ток разряда для разных лазеров лежит в пределах 20–80 мА. Исследования показывают, что в оптимальном режиме удельная мощность (мощность с единицы длины разрядной трубки) генерации составляет 30 мВт/м для перехода $3s_2 - 2p_4$ ($\lambda = 0,6328$ мкм), 50 мВт/м — для $2s_2 - 2p_4$ ($\lambda = 1,152$ мкм) и 100 мВт/м — для $3s_2 - 3p_4$ ($\lambda = 3,394$ мкм).

Коэффициент полезного действия гелий-неонового лазера составляет доли процента. Столь низкий КПД объясняется малой квантовой эффективностью рабочих переходов атомов неона и несовер-

шенством процесса их возбуждения. Квантовая эффективность рабочего перехода — это отношение энергии излучаемого фотона к энергии, которая сообщается частице для возбуждения ее до верхнего рабочего уровня. Иными словами, квантовая эффективность показывает, какая доля энергии, затраченная на возбуждение частиц, переходит в энергию генерации. Очевидно, что квантовая эффективность рабочего

перехода определяет теоретическое предельное значение КПД лазера. Для атомов неона энергия верхнего рабочего уровня составляет 20 эВ, а энергия фотона генерации при $\lambda = 0,6328$ мкм равна 2 эВ. Следовательно, квантовая эффективность $\eta = 10\%$. Таким образом, в когерентное излучение может быть преобразовано лишь 10% общей энергии, сообщенной атому.

С другой стороны, в процессе возбуждения атома Ne до верхнего рабочего уровня эффективно могут участвовать только те электроны, энергия которых превышает 20 эВ. Поскольку в гелий-неоновой плазме наиболее вероятная энергия электронов составляет 6–8 эВ, то для возбуждения верхнего рабочего уровня используется лишь небольшая часть энергии, затрачиваемой на поддержание газового разряда. Поэтому КПД гелий-неонового лазера значительно ниже квантовой эффективности и составляет доли процента.

Спектр излучения гелий-неонового лазера состоит из отдельных линий, соответствующих продольным и поперечным типам колебаний используемого открытого резонатора. Общая ширина спектра генерации определяется шириной линии усиления активной среды лазера. Линия усиления активной среды гелий-неонового лазера обусловлена эффектом Доплера, а ее ширина $\Delta\nu_y$ растет с увеличением интенсивности накачки. Для перехода с длиной волны $\lambda = 0,6328$ мкм она достигает 2000 МГц, для $\lambda = 1,15$ мкм $\Delta\nu_y = 1000$ МГц, для $\lambda = 3,394$ мкм $\Delta\nu_y = 400$ МГц. При длине резонатора 1 м в лазере может генерироваться на длине волны $\lambda = 0,6328$ мкм до 10–12, на $\lambda = 1,15$ мкм — до 5–6 продольных типов колебаний.

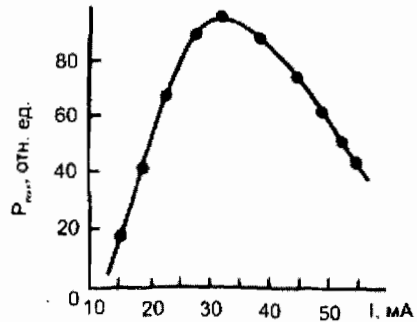


Рис. 7.4. Зависимость выходной мощности лазера от разрядного тока трубки

Применяя специальные методы селекции типов колебаний (см. раздел 11.3), можно получить генерацию в гелий-неоновом лазере на одной частоте.

7.2. Аргоновый лазер

В отличие от атомных лазеров, где используются переходы между возбужденными состояниями атомов, к которым относится рассмотренный гелий-неоновый лазер, в ионных лазерах рабочий переход соответствует возбужденным уровням ионов. В настоящее время ионный лазер — один из наиболее мощных газовых лазеров, излучение которых лежит в видимой области спектра. Это связано с особенностями структуры энергетических уровней ионов и механизмом создания инверсии населенностей, которая осуществляется газовым разрядом. Так как рабочими частицами в ионных лазерах являются ионы, то газовая плазма разряда должна быть высокоионизированной. Поэтому в таких лазерах используется дуговой разряд, отличающийся повышенной степенью ионизации.

Характерным представителем ионных лазеров является аргонный ионный лазер, наиболее изученный и разработанный. В настоящее время налажен их промышленный выпуск.

Механизм возбуждения. На рис. 7.5 приведена упрощенная диаграмма нижних состояний ионов аргона. В основном состоянии атом аргона имеет электронную конфигурацию $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6$. Первое

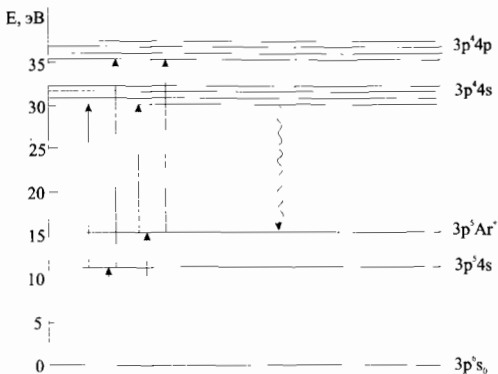
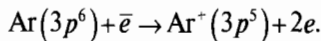
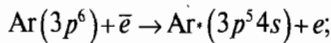


Рис. 7.5. Энергетическая диаграмма нижних состояний ионов аргона

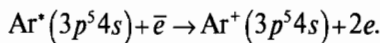
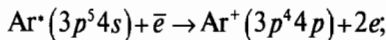
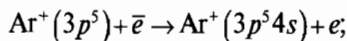
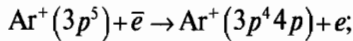
возбужденное состояние атома Ar соответствует переводу одного из внешних электронов на $4s$ -оболочку. При однократной ионизации аргона получается конфигурация $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^5$, которой соответствуют два уровня. Перевод одного из электронов с $3p^5$ -оболочки иона аргона на оболочку $4s$ дает пять энерге-

тических уровней, а возбуждение электрона с $3p^5$ -оболочки на $4s$ -оболочку ведет к образованию 13 уровней.

Генерация в аргоновых лазерах осуществляется на переходах между состояниями иона Ar^+ с электронной конфигурацией $3p^4 4p$ и $3p^4 4s$. Инверсия населенностей обеспечивается процессами ступенчатого электронного возбуждения и разным временем жизни верхних и нижних рабочих уровней. В аргоновой плазме с большой эффективностью идет процесс образования возбужденных атомов и ионов посредством электронных соударений:



Далее повторные соударения с электронами приводят к образованию возбужденных ионов с электронными конфигурациями $3p^4 4p$ и $3p^4 4s$.



Кроме того, рабочие уровни заселяются за счет ступенчатых переходов через уровни состояний ионов с электронной конфигурацией $3p^4 4d$ и $3p^4 3s$ (эта система уровней на диаграмме рис. 7.5 не изображена).

Согласно исследованиям, скорость заселения верхних и нижних уровней благодаря указанным процессам оказывается примерно одинаковой. Инверсия населенностей образуется лишь вследствие того, что время жизни уровней с электронной конфигурацией $3p^4 4s$ меньше времени жизни уровней $3p^4 4p$ примерно в 25 раз. Нижние рабочие уровни $3p^4 4s$ опустошаются за счет спонтанных переходов в основное состояние ионов с излучением в области вакуумного ультрафиолета. Наибольшую инверсию населенностей получают для переходов $4p^2 D_{5/2}^0 \rightarrow 4s^2 P_{3/2}$.

Устройство аргоновых лазеров. Аргоновый лазер (рис. 7.6,а) отличается от гелий-неонового лишь конструкцией газоразрядной трубки. Как уже отмечалось, в ионных лазерах используется сильноточный дуговой разряд, обеспечивающий высокую степень ионизации газа. Для генерации необходимы плотности тока разряда порядка нескольких сотен ампер на 1 см^2 . Разряд происходит в узкой капиллярной трубке 3, охлаждаемой водой 1. В разрядном капилляре устанавливается рабочее давление аргона в несколько десятых долей миллиметра ртутного столба. Электроды трубки должны быть рассчитаны на разрядные токи до сотен ампер и иметь высокую стойкость к электронной и ионной бомбардировке. Анод 2 обычно охлаждают водой. Применяют часто оксидные катоды 5. Хорошо зарекомендовали себя импрегнированные катоды, представляющие пористую вольфрамовую губку, пропитанную алюминатом бария или кальция. Такие катоды обладают большой удельной эмиссией, превышающей во много раз оксидные катоды. Они не теряют своей эмиссионной способности при многократных нарушениях вакуума в трубке.

При мощном дуговом разряде происходит процесс перекачки газа от анодного конца трубки к катодному, в результате чего образуется перепад давления и разряд гаснет. Для выравнивания давления по длине капилляра катодную и анодную колбы соединяют обводным каналом 6, обеспечивающим свободную циркуляцию газа.

Разрядный капилляр должен выдерживать высокие тепловые нагрузки (сотни $\text{Вт}/\text{см}^2$) и ионную бомбардировку. Капилляр часто вы-

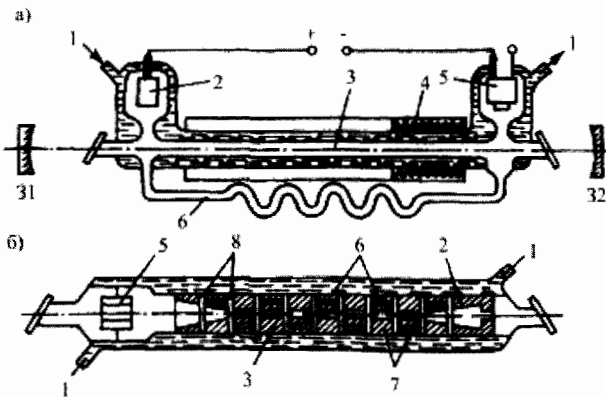


Рис. 7.6. Устройство аргонового лазера с кварцевым капилляром (а) и капилляром из керамики (б)

полняют из кварца. Он термостоек, имеет хорошие электроизоляционные свойства и устойчив к эрозии. Изготовление разрядных трубок из кварца не представляет технологических трудностей. Обычно используют разрядные трубки диаметром от 1 до 15–20 мм и длиной от 10 см до нескольких метров. Существенный недостаток кварца – малая теплопроводность, которая ограничивает плотность разрядного тока (примерно сотни ампер на 1 см^2) в лазерах непрерывного действия. Кварцевые капилляры не обеспечивают длительную работу лазера при больших мощностях. Срок службы кварцевых капилляров достигает нескольких сотен часов. При плотностях тока $\sim 500 \text{ А/см}^2$ и более они практически непригодны для работы. В этом случае в качестве материала для разрядных капилляров используют различную тугоплавкую керамику и анодированный алюминий. Разрядные капилляры из керамики значительно долговечнее, обладают более высокой теплопроводностью, чем плавный кварц.

Проблема создания стойких разрядных трубок для аргонных лазеров во многом решается путем использования секционированных разрядных трубок, состоящих из металлических шайб 7 тугоплавкого материала (молибден, тантал, графит, ВеО-керамика), разделенных диэлектрическими изоляционными кольцами 8 (из кварца, резины) (см. рис. 7.6,б). В ряде стран выпускаются лазеры с капиллярами из тугоплавких керамик и секционированными разрядными трубками на мощность 3–10 Вт и выше. Срок службы таких трубок составляет тысячи часов.

Разработки ионных аргонных лазеров привели к оригинальному решению проблемы создания дугового разряда высокочастотными полями. На рис. 7.7 приведена схема аргонного лазера с высокочастотным питанием 1. Замкнутая кольцевая трубка 2 лазера служит как бы одновитковой вторичной обмоткой высокочастотного трансформатора 3. Для питания используется генератор с частотой в несколько мегагерц. Высокочастотное возбуждение снижает эрозию кварцевого капилляра, прекращает жестчение газа, существенно уменьшает шумы излучения (в случае дуги постоянного тока излучение лазера часто носит отпечаток разрядных явлений, происходящих в плазме). Снижение эрозии, по-видимому, связано с тем, что ионы не успевают приобрести значительную скорость при движении в высокочастотном поле. Отсутствие металлических электродов в лазерах с высокочастотным возбуждением позволяет применять химически активные

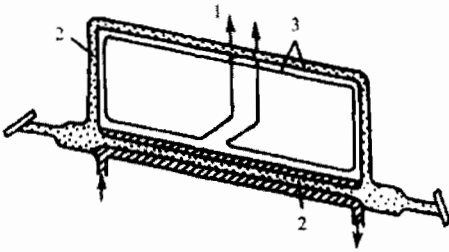


Рис. 7.7. Устройство аргонового лазера с высокочастотным возбуждением разряда

газы (в таком разряде получена генерация на ионах мышьяка, брома, селена).
Практически в большинстве ионных аргоновых лазеров используется наложение внешнего продольного магнитного поля на разряд, приводящее к существенному увеличению мощности генерации. Магнитное поле создается соленоидами (см. 4 на рис. 7.6,а) или постоянными магнитами. Оно сжимает разряд к оси трубки, повышает концентрацию электронов в центре капилляра, уменьшает поток заряженных частиц на его стенки. Последнее снижает тепловые нагрузки на капилляр и тем самым увеличивает срок его службы. Магнитное поле соленоида составляет ~ 1 кЭ.

Экспериментальные характеристики и параметры. Важное значение при эксплуатации и разработке аргоновых лазеров имеет определение их оптимального режима работы, соответствующего наибольшей выходной мощности. Мощность генерации зависит от тока разряда, давления газа, размеров разрядного капилляра, величины магнитного поля и т. д.

Зависимость выходной мощности лазера с разрядной трубкой диаметром 10 мм от давления аргона при равных величинах разрядного

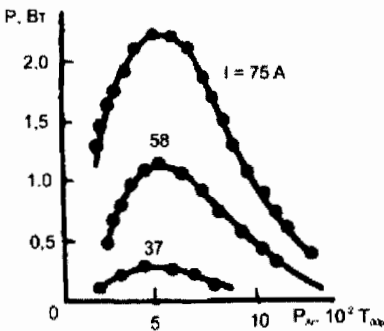


Рис. 7.8. Зависимость выходной мощности аргонового лазера от давления аргона в газоразрядной трубке

тока (рис. 7.8) показывает, что существует оптимальное давление, соответствующее максимальной мощности. При малых давлениях концентрация ионов незначительна и мощность излучения оказывается небольшой. При высоких давлениях концентрация ионов велика, но мала длина свободного пробега электронов и, следовательно, мала их энергия. Это ведет к снижению эффективности возбуждения ионов при соударениях с электронами, вследствие чего инверсия, а

значит, и мощность излучения оказываются незначительными. На оптимальное давление влияет диаметр разрядной трубки: оно растет с уменьшением диаметра. Экспериментально установлено, что величина оптимального давления $P_{\text{опт}}$ в зависимости от диаметра трубки D определяется при $jD = 100$ А/см (j – плотность тока разряда) соотношением $P_{\text{опт}} = 0,05D^{-1}$ (мм рт. ст.), где D выражено в сантиметрах. Для реально используемых трубок $D = 0,1 \dots 1,5$ см, $P_{\text{опт}} = 1 \dots 0,03$ мм рт. ст.

На рис. 7.9 показана зависимость выходной мощности от тока лазера с разрядной трубкой диаметром 10 мм и длиной 100 см. Как видно, мощность генерации при токах выше порогового растет пропорционально квадрату силы тока. Квадратичная зависимость мощности от тока характерна для всех аргоновых лазеров. Она объясняется ступенчатым процессом механизма возбуждения ионов из основного состояния атомов. Лишь при очень больших плотностях тока (более 1000 А/см²) мощность излучения с увеличением тока перестает расти, наступает насыщение и далее она уменьшается.

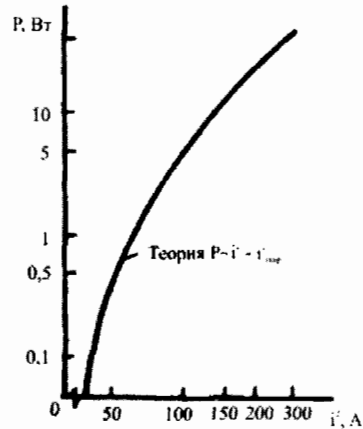


Рис. 7.9. Зависимость выходной мощности аргонного лазера от разрядного тока трубки

Однако такого режима трудно достигнуть из-за разрушения разрядных капилляров. Насыщение мощности излучения с ростом тока, по-видимому, связано с эффектом пленения излучения. Инверсия населенностей, как показано выше, в аргоновых лазерах обеспечивается за счет опустошения нижнего рабочего уровня $3p^44s$ интенсивными спонтанными переходами ионов в основное ионное состояние. Спонтанное излучение, распространяясь в плазме, частично поглощается невозбужденными ионами, что приводит к переводу их с уровня $3p^5$ на уровень $3p^44s$. При высокой концентрации ионов каждому спонтанному переходу $3p^44s \rightarrow 3p^5$ соответствует акт поглощения, ведущий к возвращению иона в возбужденное состояние $3p^44s$. Происходит как бы увеличение эффективного времени жизни частиц в $3p^44s$ -состоянии, что обуславливает уменьшение инверсии населенностей и, как следствие этого, паде-

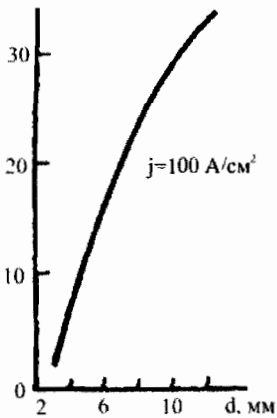


Рис. 7.10. Зависимость выходной мощности аргонового лазера от диаметра газоразрядной трубки

обеспечивающие большие токи эмиссии (сотни ампер). В настоящее время в аргоновом лазере с трубками диаметром 10–15 мм достигнута мощность генерации ≈ 500 Вт.

При создании мощных аргоновых лазеров возникают существенные трудности, связанные с распылением электродов и стенок разрядных трубок. Распыленные частицы, оседая на брюстеровские окна (или внутренние зеркала), образуют поглощающий слой. В результате адсорбции излучения в поглощающем слое происходит термическая деформация оптических элементов, что приводит к значительной расходимости луча и падению выходной мощности. Поглощающий слой на поверхности окон и разрушение отражающих слоев зеркал резонатора полем излучения большой мощности являются основными препятствиями, которые ограничивают рост мощности аргоновых лазеров непрерывного действия.

Существенное влияние на выходную мощность аргоновых лазеров оказывает аксиальное магнитное поле. Наложение продольного магнитного поля вызывает спиральное движение электронов и ионов вокруг магнитных силовых линий, что снижает радиальную диффузию к стенкам капилляра, увеличивая концентрацию их на его оси.

Уменьшение ионной бомбардировки облегчает тепловую нагрузку на стенки разрядной трубки и продлевает срок ее службы. Экспериментальные исследования показывают, что с ростом магнитного

ние мощности генерации. Удельная мощность генерации вблизи режима насыщения достигает 2,5 Вт/см.

Большой практический интерес представляет зависимость мощности генерации от диаметра разрядной трубки (рис. 7.10). Удельная мощность генерации растет с увеличением диаметра разрядной трубки. Поэтому для получения высокой мощности выгоднее использовать разрядные трубки увеличенного диаметра (до 10–15 мм). Однако при этом достаточно сложно получить равномерный разряд по всей площади: требуются мощные катоды,

поля выходная мощность лазера увеличивается, достигая максимума при некотором оптимальном значении поля, а затем падает.

Рис. 7.11 иллюстрирует зависимость мощности генерации от величины магнитного поля при различных давлениях газа лазера (диаметр капилляра 4 мм, длина 28 см, сила тока 30 А). Видно, что с ростом давления оптимальное поле $H_{\text{опт}}$ уменьшается. Оптимальное поле также зависит от силы тока и диаметра разрядного капилляра. С ростом силы тока и давления значение $H_{\text{опт}}$ снижается.

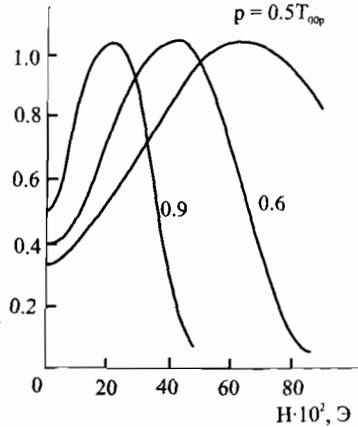


Рис. 7.11. Зависимость выходной мощности аргонного лазера от напряженности постоянного магнитного поля

Оптимальная величина напряженности магнитного поля лежит в диапазоне от нескольких сотен эрстед до 2–3 кЭ. Исследования показывают, что падение мощности генерации при полях, больших оптимального, когда образуется значительная концентрация заряженных частиц на оси разрядной трубки, связано главным образом с эффектом пленения резонансного излучения и ростом числа тушащих соударений ионов с электронами, приводящими к безызлучательной дезактивации верхних рабочих уровней.

Как уже отмечалось, инверсия населенностей в дуговом аргонном разряде обеспечивается для систем уровней соответствующих электронным конфигурациям $3p^4 4p$ и $3p^4 4s$ ионов аргона. Поэтому при выполнении пороговых условий в аргонном лазере может возникнуть генерация когерентного излучения на целом ряде переходов этой системы уровней.

В аргонных лазерах генерация наблюдается на многих длинах волн, лежащих в пределах от фиолетовой (450 нм) до зеленой (530 нм) области. Наиболее интенсивна генерация на линии 487 нм, отвечающей переходу $4p^2 D_{5/2}^0 \rightarrow 4s^2 P_{3/2}$. Незначительно уступает ей по интенсивности генерация на переходе $4p^2 D_{5/2}^0 \rightarrow 4s^2 P_{3/2}$ с длиной волны 514,5 нм. В линиях 488 нм и 514,5 нм может заключаться соответственно до 45 и 37% общей мощности генерации. Именно для

этих линий обеспечиваются наибольшие величины инверсии населенностей и соответственно большие коэффициенты усиления. Измерение усиления для лазера с капилляром 0,5 см при давлении 0,05 мм рт. ст. и плотности тока 600 А/см^2 на переходе с 488 нм дает величину $13 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1}$, на переходе 514,5 нм – примерно $3,6 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1}$.

Следующей по интенсивности после линий 488 и 514,5 нм является линия 496,5 либо 476,5 нм, на которую приходится около 6% полной выходной мощности. При небольших превышениях над порогом генерации происходит на переходе $4p^2 D_{5/2}^0 \rightarrow 4s^2 P_{3/2}$. Линия усиления имеет доплеровское уширение, и полная ширина спектра генерации достигает 10 ГГц, превышая ширину спектра He–Ne лазера в четыре–пять раз. Последнее объясняется, во-первых, тем, что рабочие частицы в аргоновой плазме имеют значительно большую скорость, чем атомы неона в лазере, и, во-вторых, более высоким избыточным усилением (превышением усиления над потерями в резонаторе). Для обеспечения генерации на отдельных переходах из системы рабочих уровней электронных конфигураций $3p^4 4p$ и $3p^4 4s$ необходимо использовать в лазере селективные элементы (призмы, дифракционные решетки).

7.3. Лазер на углекислом газе

Лазер на двуокиси углерода относится к группе газовых лазеров, в которых используются переходы между колебательно-вращательными состояниями молекул. В настоящее время осуществлена генерация на колебательно-вращательных переходах разных молекул CO , N_2O , H_2O , CO_2 и др. Наиболее выдающиеся результаты получены на CO_2 лазерах. Они являются самыми мощными из всех газоразрядных лазеров, работающих в непрерывном режиме, и имеют высокий коэффициент полезного действия, достигающий 20–30%.

Механизм создания инверсии населенностей. Инверсия населенностей в лазере на CO_2 осуществляется посредством газового разряда. Прежде чем рассматривать механизм генерации, приведем некоторые данные о молекуле CO_2 и ее уровнях. Молекула CO_2 – линейная, симметричная. Она имеет три нормальных типа колебаний: валентное полносимметричное ν_1 , деформационное ν_2 и валентное антисимметричное ν_3 (рис. 7.12). Деформационные колебания являются дважды вырожденными, так как колебания с одной и той же часто-

той могут происходить в двух ортогональных плоскостях, проходящих через ось молекулы. Колебательное состояние молекулы описывается тремя квантовыми числами v_1 , v_2 и v_3 , каждое из которых представляет число возбужденных квантов колебаний v_1, v_2, v_3 . Соответствующие уровни обозначаются комбинацией квантовых чисел (v_1, v_2, v_3) . Квантовое число ℓ , вводимое в виде индекса у v_2 , обусловлено двукратным вырождением деформационного колебания. Оно принимает значения $\ell = v_2, v_2 - 2, \dots, 0$ для четных v_2 и $\ell = v_2, v_2 - 1, \dots, 1$ для нечетных v_2 и определяет значение момента количества движения $M_z = \frac{h}{2\pi} \ell$, связанного с колебаниями и направленного вдоль оси молекулы. Уровни с $\ell = 0$ являются невырожденными, с $\ell > 0$ – дважды вырожденными. При $v_2 > 1$, вследствие ангармоничности колебаний молекул CO_2 , вырождение снимается. Схема нижних колебательных молекул CO_2 приведена на рис. 7.13.

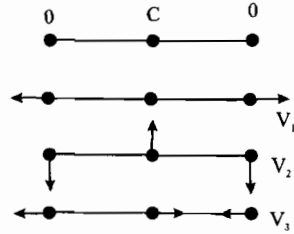


Рис. 7.12. Типы колебательных движений в молекуле CO_2

Для эффективного заселения верхнего рабочего уровня молекул CO_2 в рабочую трубку лазера вводят азот. Поскольку N_2 – двухатомная молекула, то она имеет только одну колебательную степень свободы. Ее колебательная энергия определяется квантами энергии, обуслов-

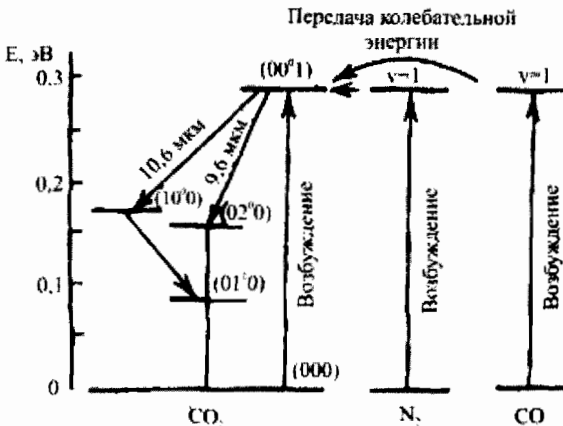
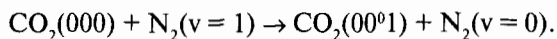


Рис. 7.13. Структура колебательных энергетических уровней молекул CO_2 , N_2 и CO

ленными колебаниями атомов вдоль оси молекулы. Соответственно колебательные уровни энергии молекулы азота описываются одним колебательным квантовым числом v . На рис. 7.13 приведена также система нижних колебательных уровней молекул N_2 . Весьма примечательно то, что энергия первого возбужденного колебательного уровня молекулы N_2 почти равна энергии уровня (00^01) молекулы CO_2 . Разница энергий состояний (00^01) молекулы CO_2 и $(v = 1)$ молекулы N_2 составляет всего 0,0023 эВ.

Генерация в CO_2 -лазере осуществляется на переходах $(00^01) - (10^00)$ и $(00^01) - (02^00)$. Наиболее интенсивно генерация протекает на переходе $(00^01) - (10^00)$ с длиной волны около 10,6 мкм, которая почти полностью подавляет генерацию на длине волны 9,6 мкм $[(00^01) - (02^00)]$.

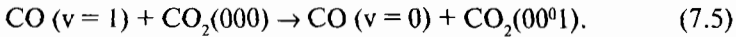
Возбуждение верхнего рабочего уровня (00^01) обусловлено несколькими процессами. Основной процесс возбуждения связан с неупругими соударениями молекул CO_2 с N_2 , что вызывает резонансную передачу колебательной энергии от молекул азота к молекулам углекислого газа:



В газовом разряде электронные соударения приводят к эффективному образованию колебательно возбужденных молекул N_2 ($v = 1$) – до 30% общего числа молекул N_2 . Так как молекула азота состоит из двух одинаковых атомов, ее дипольный момент равен нулю, поэтому дипольное излучение отсутствует и разрушение возбужденных колебательных состояний идет только за счет столкновений. Вследствие почти полного совпадения уровней энергии первого колебательного уровня ($v = 1$) молекул N_2 и уровня (00^01) CO_2 соударения возбужденных молекул N_2 с молекулами CO_2 , находящимися в основном состоянии, ведут к селективному заселению верхнего рабочего уровня (00^01) CO_2 .

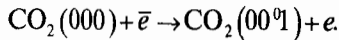
Существенную роль в заселении верхнего рабочего уровня играет резонансная передача колебательной энергии от молекул CO молекулам CO_2 . В газовом разряде, благодаря диссоциации молекул CO_2 , образуется значительное количество молекул CO , которые при соударениях с электронами интенсивно переводятся в колебательно-возбужденное состояние. Первый возбужденный колебательный уро-

вень молекулы CO почти совпадает с верхним рабочим уровнем (00^01) молекул CO_2 . Благодаря этому происходит процесс резонансной передачи колебательной энергии от молекул CO (так же, как от молекул N_2) молекулам CO_2 :



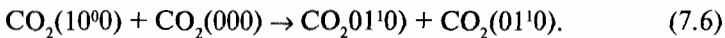
Процесс (7.5) является одним из основных в заселении верхнего рабочего уровня на чистом диоксиде углерода.

Верхний рабочий уровень (00^01) дополнительно заселяется благодаря процессу неупругого соударения молекул двуокиси углерода и электронов:



Наряду с заселением верхнего уровня такое же важное значение для работы лазера имеет разрушение нижнего рабочего уровня.

Релаксация нижнего лазерного уровня обеспечивается за счет столкновений молекул $\text{CO}_2(10^00)$ с невозбужденными молекулами $\text{CO}_2(000)$:



Процесс (7.6) идет с большой эффективностью. Это связано с тем, что нижнему лазерному уровню (10^00) молекул CO_2 , соответствует энергия, почти вдвое большая, чем требуется для возбуждения колебательного уровня (01^10). В результате соударения молекул $\text{CO}_2(10^00)$ и $\text{CO}_2(000)$ приводят к перераспределению колебательной энергии между ними с возбуждением каждой на уровень (01^10). Переход молекул CO_2 из состояния (01^10) в основное состояние (000) обеспечивается столкновениями их с частицами постороннего газа. При этом энергия деформационных колебаний $\text{CO}_2(01^10)$ превращается в энергию поступательного движения соударяющихся молекул.

Значительное уменьшение времени релаксации уровней (01^10), (10^00) и увеличение тем самым инверсии населенностей, а значит, и мощности генерации, вызывают гелий, водород, пары воды, которые специально вводят в рабочую трубку лазера.

Устройство и технические характеристики. Лазеры на CO_2 по своему устройству принципиально не отличаются от других газоразрядных лазеров. Однако они имеют конструктивные особен-

ности, обусловленные спектральным диапазоном и высокой мощностью излучения.

На рис. 7.14 приведены схемы конструкций лазеров на углекислом газе. В мощных лазерах длина разрядных трубок достигает нескольких метров, а диаметр — 70...80 мм. Дальнейшему увеличению диаметра препятствует контрагирование столба газового разряда, которое наступает для смеси N_2-CO_2 при диаметрах, больших 40 мм, а на смесях N_2-CO_2-He — при диаметрах, превышающих 70–80 мм. Используется принудительное водяное охлаждение трубок (1 на рис. 7.14,а).

Разряд осуществляют как на постоянном токе (рис. 7.14,а), так и на переменном, с напряжением промышленной частоты (2 на рис. 7.14,б). В длинных трубках для упрощения зажигания и поддержания разряда создают секции длиной 80–100 см, разряд в каждой из которых осуществляется независимо от других секций. Обычно используются источники с напряжением ~10 кВ и током, достигающим десятков и сотен миллиампер.

В лазерах применяют как внутренние 3, так и внешние зеркала 4. Плоскопараллельные пластины брестеровских окон 5 газоразрядных трубок выполняют из кристаллов $NaCl$, KCl , Ge , Si , прозрачных в области 9–11 мкм. Используют зеркала с металлическими или интерференционными диэлектрическими отражающими покрытиями. Подложки зеркал для лазеров небольшой мощности (~1 Вт) изготавливают из кварца. Наилучшим материалом при высоких уровнях мощности для подложек зеркал и брестеровских окон является иртран, представляющий собой прессованный поликристалл $ZnSe$.

Для вывода излучения из лазера в зеркалах с металлическими отражающими покрытиями делают небольшое отверстие — окно диаметром несколько миллиметров. Коэффи-

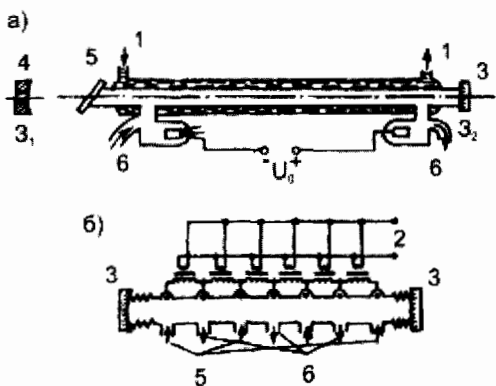


Рис. 7.14. Конструкция CO_2 -лазера с прокачкой газовой смеси (а) и с отпаянной трубкой (б)

циент пропускания излучения в этом окне должен быть достаточно высоким.

цент пропускания выходных зеркал с диэлектрическими покрытиями составляет 10–30%.

Разряд в рабочей смеси газов сопровождается диссоциацией и изменением исходного состава газа. Поэтому часто, особенно в мощных лазерах, используется непрерывная прокачка газа δ через разрядную трубку.

Рассмотрим основные характеристики лазера на CO_2 . На рис. 7.15 показана зависимость выходной мощности лазера с отпаянной трубкой (длина 1 м и диаметр 10 мм) от тока при различных давлениях CO_2 . Как видно, сначала мощность возрастает вместе с током, а затем падает. Такая зависимость объясняется противоположным действием двух факторов. Увеличение концентрации электронов, с одной стороны, ведет к возрастанию скорости возбуждения молекул CO_2 на уровень (00^01) , а с другой – повышает газовую температуру, что увеличивает скорость разрушения антисимметричных колебаний молекул.

Значительный рост мощности генерации достигается путем добавления к CO_2 азота. Рис. 7.16 иллюстрирует влияние введения азота в разрядную трубку на мощность и КПД лазера на CO_2 . При введении азота благодаря резонансной передаче колебательной энергии от молекул N_2 антисимметричному типу колебаний CO_2 инверсия населенностей, а следовательно, мощность растут. Однако по мере введения повышается температура газа, что приводит к увеличению скорости релаксации уровня (00^01) , уменьшению его на-

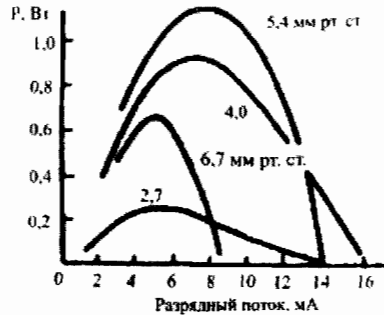


Рис. 7.15. Зависимость выходной мощности CO_2 -лазера от разрядного тока трубки

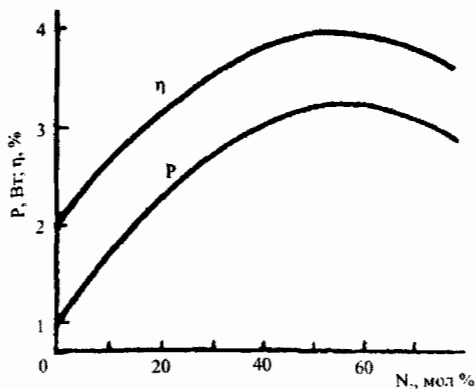


Рис. 7.16. Зависимость выходной мощности и к.п.д. CO_2 -лазера от количества азота в газовой смеси

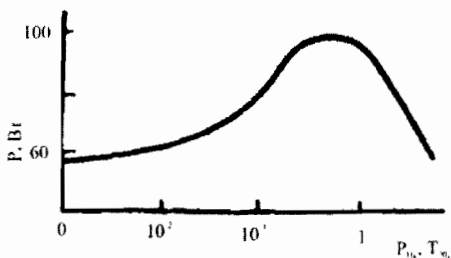


Рис. 7.17. Зависимость выходной мощности CO_2 -лазера от количества гелия в газовой смеси

в несколько раз превышающей теплопроводность CO_2 и N_2 , снижает температуру газа, что способствует увеличению инверсной населенности, а значит, и выходной мощности. Кроме того, с введением в разряд гелия возрастает возбуждение колебательных уровней молекул CO_2 , N_2 и CO . Однако при больших парциальных давлениях гелия в газовой смеси мощность генерации падает, так как уменьшается населенность верхнего лазерного уровня (00^01) из-за релаксации антисимметричных колебаний молекул CO_2 при столкновениях $\text{CO}_2 \rightarrow \text{He}$. Мощность генерации также повышается при введении в разряд паров воды.

Оптимальный состав рабочей смеси газов в лазере на углекислом газе зависит от размеров разрядной трубки, температуры ее стенок, скорости прокачки смеси и т. д. Обычно используются смеси углекислого газа, азота и гелия в соотношении 1:1...5:3...8 при общем давлении ~ 10 мм рт. ст.

Удельная мощность генерации достигает ~ 1 Вт на 1 см разряда газовой смеси. Типичный лазер на углекислом газе при длине разрядной трубки 200 см дает непрерывную мощность около 150 Вт. Увеличение длины разрядной трубки обуславливает примерно пропорциональный рост мощности. Таким путем удастся создать лазер на углекислом газе с выходной мощностью более 1 кВт. На уникальной установке с длиной разрядного канала 180 м получена мощность генерации около 9 кВт.

Важнейшим достоинством лазера на двуокиси углерода является его высокий коэффициент полезного действия, достигающий 30%. Такой КПД определяется большой квантовой эффективностью рабочего перехода (00^01) \rightarrow (10^00) молекул CO_2 и оптимальным механиз-

селенности, а также к росту населенности нижнего лазерного уровня (10^00). Поэтому инверсия населенностей снижается и мощность падает.

Существенное влияние на энергетические характеристики лазера на CO_2 - N_2 оказывает введение в разрядную камеру гелия (рис. 7.17). Гелий, обладая теплопроводностью,

мом создания инверсной населенности уровней. Для молекул CO_2 энергия верхнего лазерного уровня (00^01) составляет 0,29 эВ, а энергия излученных фотонов, соответствующих переходу (00^01) \rightarrow (10^00), равна 0,12 эВ. Поэтому квантовая эффективность равна 0,41, т. е. в когерентное излучение преобразуется около 40% энергии, сообщенной молекуле CO_2 . С другой стороны, наиболее вероятная энергия электронов в плазме рабочей смеси составляет 1–2 эВ. Таким образом, преобладающее большинство электронов плазмы имеет энергию, достаточную для возбуждения молекул CO_2 , N_2 , CO в состояния с энергией 0,28 эВ, что совместно с эффективным процессом резонансной передачи колебательной энергии от N_2 и CO к CO_2 обеспечивает большую заселенность верхнего лазерного уровня. В итоге значительная часть энергии источника питания, затрачиваемая на поддержание газового разряда, трансформируется в энергию индуцированного излучения лазера.

Инверсия населенностей на переходе (00^01) \rightarrow (10^00) образуется для большего числа тесно расположенных вращательных подуровней данных колебательных состояний. Поэтому генерация в CO_2 -лазере может наблюдаться на многих вращательно-колебательных линиях R и P -ветвей* полосы (00^01) – (10^00). Более благоприятные условия для генерации осуществляются на линиях P -ветви. Генерация на P -ветви из-за эффективных релаксационных процессов между вращательными подуровнями одних и тех же колебательных состояний снижает инверсию населенностей на линиях R -ветви и затрудняет возникновение на них генерации. Обычно генерация происходит одновременно на нескольких линиях P -ветви. При этом распределение мощности генерации на линиях крайне неравномерно.

Наиболее интенсивная генерация происходит на линиях с $J = 20 \dots 30$. Из-за эффективной релаксации между вращательными подуровнями при высоких мощностях генерация осуществляется, как правило, на одной линии $P(J = 20)$ с $\lambda = 10,5919$ мкм. Вводя в резонатор лазера селективирующие элементы, можно получать генерацию на разных линиях P и R -ветвей. В качестве селективирующего элемента удобно использовать дифракционную решетку, поставив ее вместо одного из зеркал резонатора лазера. Поворачивая плоскость решетки

* Ветвь R соответствует переходу $\Delta J = J' - J'' = +1$, для P -ветви: $\Delta J = J' - J'' = -1$ (J – вращательное квантовое число).

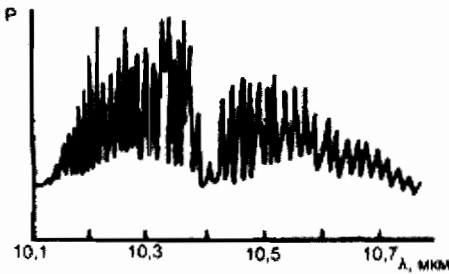


Рис. 7.18. Зависимость выходной мощности CO_2 -лазера от длины волны излучения

ки вокруг оси, параллельной ее штрихам и перпендикулярной оси резонатора, можно перестраивать частоту генерации. На рис. 7.18 изображен спектр излучения, перестраиваемого по частоте лазера на CO_2 . Видно, что такой лазер позволяет перестраивать частоту в довольно широком диапазоне: от 10,15 до 10,7 мкм.

7.4. Газоразрядные CO_2 -лазеры высокого давления

Приоритетным направлением разработки CO_2 -лазеров является повышение их выходной мощности. Естественный путь в этом направлении – увеличение числа рабочих молекул путем повышения давления газа в разрядной трубке. Однако в описанной выше конструкции CO_2 -лазера при давлениях в сотни торр и выше возникает серьезная проблема создания тлеющего разряда, обеспечивающего оптимальное заселение верхних лазерных уровней. Как показывают исследования, наибольшая инверсия населенностей в CO_2 -лазере достигается при оптимальных условиях разряда, когда выполняются условия: $\frac{\varepsilon}{P} = 100 \frac{\text{В}}{\text{см} \cdot \text{торр}}$, $PD \approx 15 \text{ см} \cdot \text{торр}$ (ε – напряженность поля в разрядной трубке, P – давление газа, D – диаметр трубки).

Отсюда следует, что при давлениях 10^4 торр и длине трубки $\ell = 100$ см напряжение между электродами должно достигать мегавольтовых значений, а диаметр трубки должен составлять всего десятки микрон, что, конечно, неприемлемо. Увеличение диаметра разрядной трубки приводит к шнурованию разряда и даже переводу его в дуговой, что срывает генерацию. Эти трудности удалось преодолеть путем перехода к другой конструкции лазера. Речь идет о так называемых ТЕА-лазерах*. В ТЕА-лазерах электрический разряд в рабочей смеси осуществляют в направлении, перпендикулярном

* Transversely Excited Atmospheric.

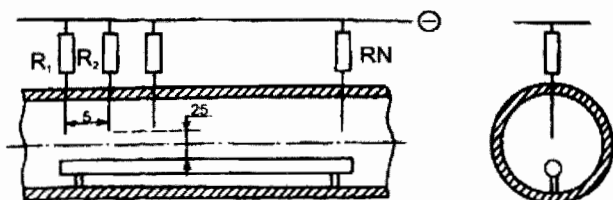


Рис. 7.19. Конструкция разрядного промежутка ТЕА CO_2 -лазера

оптической оси резонатора между электродами, вытянутыми вдоль нее. На рис. 7.19 приведена схема одного из вариантов ТЕА-лазера. Электрический разряд в рабочей камере осуществляется между анодом, выполненным в виде стержня, и катодом, представляющим собой гребенку иголок, каждая из которых через ограничительный резистор соединяется с отрицательным зажимом импульсного источника питания. Наличие резисторов в разрядной цепи позволяет не только ограничивать ток, но и делать разряд равномерным по всей длине анода.

Рассмотренный ТЕА-лазер был одним из первых реально осуществленных. В дальнейших разработках для достижения однородности возбуждения большого объема активной среды высокого давления в ТЕА-лазерах начали использовать несамостоятельный разряд, обеспечиваемый предварительной ионизацией различными внешними ионизаторами — пучками быстрых электронов, ультрафиолетовым излучением и т.д. Поэтому ТЕА-лазеры с предварительной ионизацией также называют электроионизационными. Они позволяют получать чрезвычайно высокие мощности и энергии генерации. Разработаны импульсно-периодические лазеры со средней выходной мощностью порядка десятков киловатт (энергия излучения в импульсе — десятки джоулей, частота следования импульсов — сотни герц — килогерц, длительность импульсов излучения — сотни наносекунд).

7.5. Газодинамические лазеры

Принцип действия газодинамического CO_2 -лазера заключается в следующем (рис. 7.20) [28]. Смесь газов в специальной камере 1 нагревается до $T_0 \sim 1500$ К. При нагревании идет процесс заселения как верхнего, так и нижнего лазерных уровней. Населенность верхнего ($00^0 1$) уровня составляет $0,1N_0$, нижнего — $(10^0 0) - 0,25N_0$, где N_0 — населен-

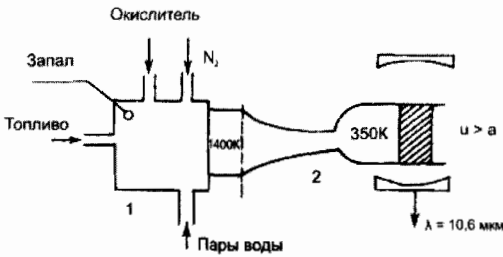


Рис. 7.20. Структурная схема газодинамического CO_2 -лазера

ность основного (00^0_0) состояния. Нагретая газовая смесь пропускается через сверхзвуковое сопло 2, где происходит адиабатическое расширение газа, при этом температура газовой смеси уменьшается до T_1 порядка сотен Кельвинов, а давление — до десятых долей атмосферы. В газовом потоке возникает распределение молекул CO_2 по уровням, соответствующее новой температуре. За счет разницы во временах релаксации верхнего и нижнего уровней, а также достаточно большого времени релаксации молекул азота N_2 ($v = 1$) на некоторое время возникает инверсия населенностей. Инверсия имеет место, если время расширения газовой смеси будет меньше времени релаксации уровня (00^0_1) и больше времени релаксации нижнего лазерного уровня.

Проведем ориентировочную оценку скорости прокачки газовой смеси через сверхзвуковое сопло, при которой в системе частиц CO_2 возникает инверсия населенностей. В предположении Больцмановского распределения частиц по уровням энергии отношение населенности N_3 уровня (00^0_1) при $T = T_0$ к населенности N_2 уровня (10^0_0) при $T = T_1$ можно записать в виде

$$\frac{N_3}{N_2} = \exp\left(-\frac{E_3}{kT_0}\right) \exp\left(\frac{E_2}{kT_1}\right) = \exp\left(\frac{h\nu}{kT_1}\left(\frac{E_3}{h\nu} \cdot \frac{T_0 - T_1}{T_0} - 1\right)\right), \quad (7.7)$$

где

$$E_2 = E(10^0_0) - E(000); \quad E_3 = E(00^0_1) - E(000);$$

$$h\nu = E_3 - E_2.$$

Данное предположение справедливо, если считать, что вследствие большого времени релаксации населенность уровней энергии молекул азота будет соответствовать температуре T_1 . Этой же температуре будет соответствовать и населенность уровня энергии (00^0_1) молекул CO_2 из-за эффективного процесса обмена энергий между молекулами $\text{N}_2(v = 1) - \text{CO}_2(000)$. Населенность нижнего лазерного уровня (10^0_0) будет соответствовать низкой температуре T_1 ,

которая устанавливается в газовой смеси при движении ее в сопле с расширением без подвода тепла. Это утверждение будет справедливо, если считать, что время жизни на уровне (10^9) будет короче времени пребывания молекул CO_2 в сопле, что достигается добавлением в газовую смесь паров воды.

Для обеспечения режима генерации необходимо выполнение условия $N_3/N_2 > 1$. Из (7.7) находим: $\frac{E_3}{E_2} = \left(\frac{T_0}{T_1} \right)_{\min} = 1,69$. С другой стороны, используя уравнения газодинамики, можно определить связь между перепадами температуры в сверхзвуковом сопле и скорости истечения газа в нем [28]:

$$\frac{T_0}{T_1} = \frac{\gamma-1}{2} M^2 + 1, \quad (7.8)$$

где $M = \frac{u}{a}$ – число Маха; u – скорость газа; a – скорость звука в этой газовой среде; $\gamma = \frac{C_p}{C_v}$ – отношение теплоемкостей при постоянном давлении и объеме.

Из уравнения (7.8) можно вычислить минимальную скорость движения газовой струи без учета времени релаксации верхнего лазерного уровня. Этой скорости соответствует $M \approx 3$. Таким образом, инверсия населенностей достигается тогда, когда скорость потока газа в три раза превышает скорость звука в нем.

На рис. 7.21 показано изменение населенностей верхнего N_3 и N_2 нижнего лазерных уровней по мере удаления от сопла ($N_{2,3}/N$ – относительная населенность уровней; x – расстояние от сопла по потоку).

В современных газодинамических лазерах двуокись углерода получают при сжигании топлива (керосин, природный газ) в специальных камерах, туда же добавляют азот и пары воды. Газодинамические лазеры – это самые мощные (десятки–сотни киловатт), работающие в непрерывном режиме лазеры.



Рис. 7.21. Зависимость населенностей верхнего и нижнего лазерных уровней от расстояния до границы сверхзвукового сопла

ГЛАВА 7

ГАЗОВЫЕ ЛАЗЕРЫ

В газовых лазерах, как следует из названия, активной усиливающей средой является газ. Рабочими частицами, переходы между энергетическими состояниями которых определяют генерацию, служат атомы, ионы или молекулы, поэтому, соответственно, различают атомные, молекулярные и ионные лазеры.

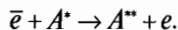
В настоящее время известно большое число методов получения инверсии населенностей в газовых средах, использующих электрический разряд, энергию химических реакций, оптическую накачку и т.д.

Наиболее часто инверсия в газовых лазерах осуществляется с помощью электрического разряда, создаваемого непосредственно в самой рабочей среде. К избыточной населенности верхних энергетических уровней в газовых газоразрядных лазерах приводят следующие процессы:

1. Неупругие столкновения электронов с частицами газа (соударения первого рода), сопровождаемые передачей кинетической энергии движения электронов частицам, которые переходят в возбужденное состояние. Символически такой процесс обозначают следующим образом:



Соударения первого рода приводят не только к прямому возбуждению, но и определяют ступенчатое возбуждение частиц. При неупругих столкновениях электрона \bar{e} с возбужденной частицей A^* последняя переводится в более высокое энергетическое состояние A^{**} .



Процессы возбуждения частиц путем электронных неупругих ударений первого рода играют основную роль во всех разрядных лазерах.

2. Соударения второго рода между разнородными атомами смеси двух газов. При соударении атомов, один из которых (A^*) находится в возбужденном состоянии, а другой (B) – в основном, происходит пе-

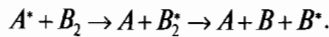


редача возбуждения от первого атома ко второму. При этом первоначально возбужденный атом переходит в основное состояние, а партнер по соударению — в возбужденное:



Этот процесс протекает эффективно лишь в случае, если энергии возбужденных состояний взаимодействующих атомов совпадают с точностью до величин порядка kT (T — температура газовой смеси). Примером газового оптического квантового генератора, в котором используется механизм (7.2), является широко применяемый гелий-неоновый лазер.

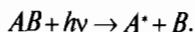
3. Неупругие атомно-молекулярные соударения, приводящие к диссоциации молекул с переходом одного из атомов в возбужденное состояние:



В процессе неупругого столкновения атома с молекулой последняя переходит из основного состояния B_2 в одно из высоколежащих возбужденных неустойчивых состояний B_2^* с силами отталкивания, из которого она диссоциирует на атом в основном и атом в возбужденном состояниях. Обычно существует несколько неустойчивых, отличающихся по энергии в пределах единиц электронвольт молекулярных состояний, из которых молекула диссоциирует с образованием одного и того же возбужденного состояния атома. Поэтому, в отличие от механизма, описываемого равенством (7.2) и требующего точного совпадения энергии возбужденных состояний взаимодействующих частиц, метод диссоциации такого совпадения не требует. В связи с этим существует большой класс систем, в которых используется передача энергии благодаря диссоциации.

Примером газовых лазеров, механизм инверсии в которых связан с диссоциацией молекул, могут служить лазеры на смеси неона с кислородом, аргона с кислородом и других газов.

Неупругие соударения возбужденных атомов с молекулами — не единственный способ диссоциации молекул. Весьма эффективным является метод фотодиссоциации. Молекулярная фотодиссоциация с образованием возбужденных атомов может быть описана выражением



Спектральная характеристика фотодиссоциации молекул обычно имеет широкую полосу (несколько сотен ангстрем), что весьма выгодно с точки зрения эффективности использования источников излучения накачки. В качестве примера лазера, в котором для создания инверсии населенностей используется метод фотодиссоциации, может служить лазер на молекулах CF_3J , где возбуждение атомов йода в состояние $^2P_{1/2}$ осуществляется посредством реакции $CF_3J + h\nu \rightarrow CF_3 + J(^2P_{1/2})$. Молекулы CF_3J имеют полосу поглощения в ультрафиолетовой области с центром вблизи 265 нм и полушириной 33 нм.

Явление фотодиссоциации частиц сопровождается химическими реакциями, в результате чего образование возбужденных состояний происходит за счет энергии химических связей. Лазеры, в которых для возбуждения используется энергия химических реакций, называют химическими.

7.1. Гелий-неоновый лазер

Гелий-неоновый лазер — первый практически осуществленный газовый оптический квантовый генератор. Благодаря своей простоте, надежности и удобству работы в видимой части спектрального диапазона, он получил широкое распространение. Гелий-неоновые лазеры серийно выпускает наша промышленность.

Механизм создания инверсии населенностей. Рабочими частицами гелий-неонового лазера, индуцированные переходы между состояниями которых определяют генерацию колебаний, являются атомы неона. Атомы возбуждаются посредством газового разряда. В основе механизма создания инверсии населенностей лежит явление резонансной передачи энергии при неупругих соударениях атома гелия неону.

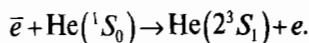
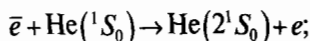
На рис. 7.1 приведены энергетические уровни атомов гелия неона, имеющие отношение к работе лазера. Основное состояние атомов гелия и неона — 1S_0 . Нижние возбужденные состояния гелия 2^3S_1 и 2^1S_0 являются метастабильными, так как оптические переходы $2^1S_0 \rightarrow ^1S_0$ и $2^3S_1 \rightarrow ^1S_0$ запрещены (первый переход запрещен, поскольку в начальном и конечном состояниях квантовое число

$J = 0$, а второй – как интеркомбинационный*. Времена жизни состояний 2^1S_0 и 2^3S_1 – порядка 10^{-3} с.

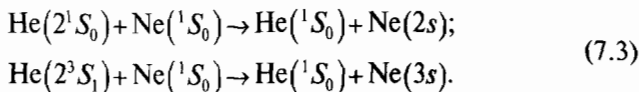
В основном состоянии 1S_0 неона десять электронов образуют устойчивую электронную конфигурацию $1s^2 2s^2 2p^6$. Нижние возбужденные состояния неона определяются переводом одного из электронов внешней $2p^6$ -оболочки на более высокие s - и p -оболочки. Так, при переводе одного электрона на оболочку $3s$ электронная конфигурация атома приобретает вид $1s^2 2s^2 2p^5 3s$, которой соответствуют четыре энергетических близко расположенных возбужденных уровня. Следующим возбужденным состоянием в порядке возрастания энергии соответствуют электронные конфигурации $1s^2 2s^2 2p^5 3p$ (10 близко расположенных уровней), $1s^2 2s^2 2p^5 4s$ (4 уровня) и т. д. На рис. 7.1 для уровней неона использованы обозначения Пашена.

Важная особенность системы уровней Ne–Ne состоит в практическом совпадении метастабильных уровней гелия 2^3S_1 и 2^1S_0 с уровнями состояний $3s_2$ и $2s_2$ неона. Это обеспечивает большую вероятность передачи энергии при столкновениях возбужденных атомов гелия с невозбужденными атомами неона.

Инверсия населенностей в гелий-неоновом лазере создается в два этапа. Сначала в результате газового разряда происходит заселение состояний 2^1S_0 и 2^3S_1 гелия посредством неупругих ударов электронов:



Затем, вследствие неупругих соударений второго рода между возбужденными атомами гелия и атомами неона, находящимися в основном состоянии, осуществляется возбуждение атомов неона в состояния $3s$ и $2s$



* Дипольное излучение удовлетворяет следующим правилам отбора для квантовых чисел J и S : а) $\Delta J = 0, \pm 1$, причем переход $\Delta J = 0$ запрещен, если $J = 0$; б) $\Delta S = 0$. Правило “б” запрещает переходы между уровнями различной мультиплетности, т. е. интеркомбинационные переходы.

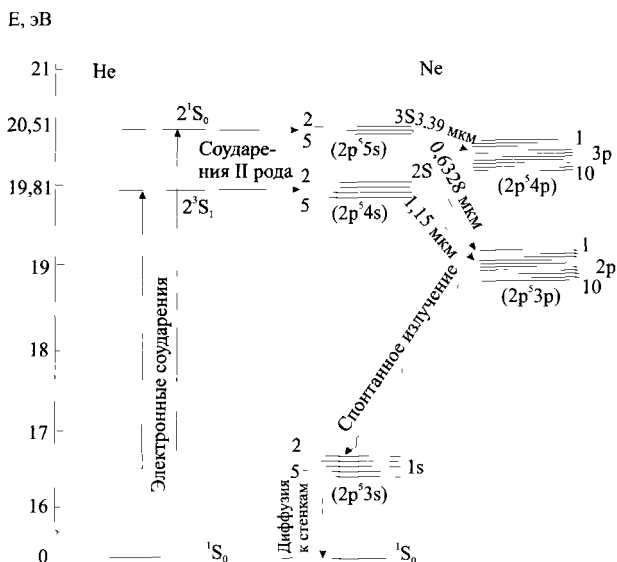
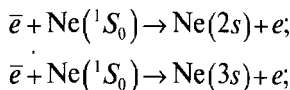


Рис. 7.1. Схема энергетических уровней атомов гелия и неона

Так как уровни 2^3S_1 и 2^1S_0 являются метастабильными и концентрация гелия выбирается в несколько раз выше концентрации неона, то в разряде в результате неупругих электронных ударов создается относительно большее число возбужденных атомов $He(2^3S_1)$ и $He(2^3S_0)$. Это способствует, благодаря процессу (7.3), направленному избирательному заселению уровней $3s$ и $2s$ неона.

Существенную роль в увеличении населенностей уровней $3s$ и $2s$ неона играют неупругие соударения электронов и невозбужденных атомов неона:

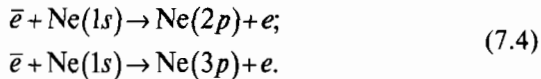


В результате указанных процессов создается инверсия населенностей уровней $3s$ по отношению к уровням $2p$ и $3p$, также уровней $2s$ к уровням $2p$. Из всех возможных переходов этой системы уровней наиболее благоприятными для генерации оказываются переходы $2s_2 \rightarrow 2p_4$ ($\lambda = 1152,3$ нм), $3s_2 \rightarrow 3p_4$ ($\lambda = 3394,2$ нм), и $3s_2 \rightarrow 2p_4$ ($\lambda = 632,8$ нм).

Нижние рабочие состояния $2p$ и $3p$ имеют время жизни, примерно на порядок меньше, чем $2s$ и $3s$ состояния, что обеспечивает возможность непрерывного режима генерации.

Нижние рабочие уровни $2p$ и $3p$ очищаются за счет спонтанных переходов атомов в метастабильное состояние $1s$, откуда атомы переходят в основное состояние главным образом благодаря соударениям со стенками газоразрядной трубки.

Большое влияние на работу лазера оказывает процесс ступенчатого возбуждения, при котором атомы неона из состояния $1s$ под действием неупругих электронных столкновений переходят в состояния $2p$ и $3p$:



В результате процессов (7.4) увеличивается населенность нижних рабочих уровней, уменьшается величина инверсии населенностей и, следовательно, генерируемая мощность. Они, естественно, играют существенную роль в режиме только тогда, когда плотность атомов, находящихся в $1s$ состоянии, достаточно велика (например, при больших плотностях тока разряда).

Устройство гелий-неонового лазера. Газовый лазер (рис. 7.2) состоит из двух основных частей: открытого резонатора, образованного зеркалами 31 и 32, и газоразрядной камеры, заполненной рабочей смесью газов.

Газоразрядная камера представляет собой кварцевую или стеклянную трубку (обычно длиной от единиц дециметров до 1,5–2 м и диаметром до 5–8 мм), с торцов закрытую плоско-параллельными оптическими окнами, наклоненными под углом Брюстера к оси трубки. Такие окна имеют пренебрежимо малые потери энергии на отра-

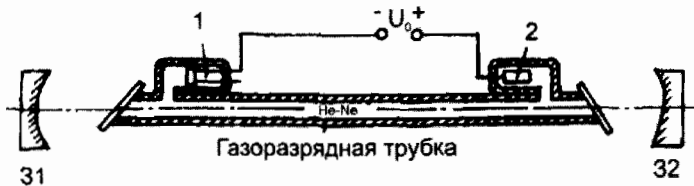


Рис. 7.2. Устройство He-Ne-лазера

жение для волны, поляризованной в плоскости падения, и делают практически невозможной генерацию излучения, поляризованного в перпендикулярной плоскости.

Иногда зеркала укрепляют на концах газоразрядной трубки, что, однако, значительно усложняет конструкцию вакуумной части лазера (необходимо использовать сильфоны для юстировки зеркал) и создает технические трудности для смены зеркал, изменения расстояния между ними, введения в резонатор дополнительных элементов (диафрагм, линз и т. п.). Поэтому конструкции лазера с внутренними зеркалами применяют редко, главным образом тогда, когда необходимо получить генерацию с произвольной поляризацией излучения.

Газоразрядная трубка заполняется рабочей смесью гелия и неона с общим давлением 1 мм рт. ст. Перед напуском рабочей смеси производят тщательную откачку с интенсивным нагревом трубки. Для устранения оставшихся после откачки и выделяющихся в процессе работы газов перед отпайкой в трубку вводят геттер (обычно барий), активно поглощающий кислород, водород, азот и другие газы, но не вступающий в соединение с гелием и неоном.

Исследования показывают, что усиление активной среды в гелий-неоновом лазере невелико и составляет несколько процентов на 1 метр (например, для перехода $3s_2 - 2p_4$ ($\lambda = 0,6328$ мкм) оно не превышает 4% на метр, для перехода $2s_2 - 2p_4$ ($\lambda = 1,152$ мкм) – 12%). Поэтому в резонаторах гелий-неонового лазера используют зеркала с коэффициентом отражения, близким к единице и отличающимся от нее на доли и единицы процентов, т. е., главным образом, зеркала с интерференционными покрытиями. Малый коэффициент усиления активной среды налагает жесткие требования на точность юстировки зеркал резонатора. Так, непараллельность плоских зеркал всего в несколько угловых секунд существенно сказывается на выходной мощности лазера. Гораздо менее критичны к юстировке резонаторы со сферическими зеркалами. Обычно поворот сферических зеркал от оптимального положения в пределах нескольких угловых минут мало влияет на величину выходной мощности лазера. Поэтому чаще всего в газовых лазерах используют резонаторы со сферическими зеркалами.

Для возбуждения газовой смеси применяют либо разряд на постоянном токе, либо высокочастотный разряд. В первом случае в газоразрядную трубку (см. рис. 7.2) вводят электроды – анод 2 и катод 1.

Напряжение питания, в зависимости от длины разрядного промежутка, составляет от нескольких сотен вольт до двух-трех киловольт, ток разряда — несколько десятков миллиампер. Высокочастотный разряд возбуждается радиочастотным генератором с мощностью от десятков до сотен ватт, напряжение от которого подводится к внешним кольцевым электродам, накладываемым на трубку.

Основные характеристики. Мощность генерации лазера зависит от парциальных давлений гелия и неона, размеров газоразрядной трубки, от тока (мощности) разряда. На рис. 7.3 представлена зависимость мощности генерации $P_{\text{вых}}$ от давления неона при различных давлениях гелия. Она растет с увеличением парциального давления гелия и неона, достигая максимума при общем давлении, близком к

1 мм рт. ст., затем уменьшается. Рост мощности с повышением давления гелия объясняется увеличением концентрации атомов He, находящихся в метастабильном состоянии, что благодаря процессу (7.3) резонансной передачи энергии атомам неона ведет к росту инверсии населенностей рабочей пары уровней и, следовательно, мощности генерации. При больших давлени-

ях газовой смеси время свободного пробега электронов снижается настолько, что они не успевают достаточно ускориться в электрическом поле и приобрести необходимую энергию. Поэтому эффективность возбуждения атомов уменьшается. Мощность генерации существенно зависит от соотношения парциальных давлений гелия и неона в газовой смеси. Как показывают исследования, для генерации на переходе $3s_2 \rightarrow 2p_4$ ($\lambda = 0,6328$ мкм) оптимальное соотношение для неона и гелия равно 1:5, а для перехода $2s_2 \rightarrow 2p_4$ ($\lambda = 1,15$ мкм) оно составляет 1:10 при общем давлении смеси ~ 1 мм рт. ст.

Важным условием получения максимальной выходной мощности лазера является выбор оптимального диаметра газоразрядной трубки. С одной стороны, увеличение диаметра трубки, а значит, и объема активной среды должно приводить к росту мощности генерации.

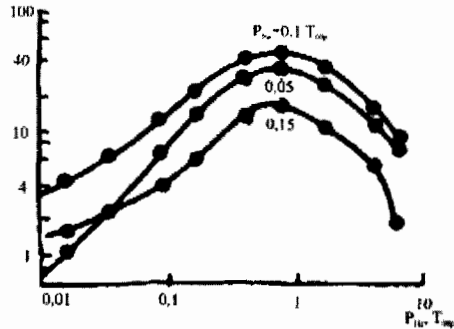


Рис. 7.3. Зависимость выходной мощности лазера от давления гелия в газоразрядной трубке

С другой, чрезмерное увеличение диаметра трубки обуславливает уменьшение инверсии населенностей рабочей пары уровней. Это связано с тем, что в процессе генерации опустошение нижнего рабочего уровня $2p_4$ происходит посредством каскадных переходов на метастабильный уровень $1s$, с которого атомы возвращаются в основное состояние главным образом под влиянием соударений со стенками трубки. Чем больше радиус трубки, тем больше время диффузии атомов неона к стенкам, а значит, и время их жизни в состоянии $1s$. В результате на уровне $1s$ скапливаются атомы, откуда они вследствие электронного возбуждения переходят в состояния $2p$ и $3p$, тем самым снижая инверсию населенностей. Экспериментально установлено, что оптимальный диаметр трубок длиной 1 м составляет 7–8 мм. Для трубок меньшей длины он оказывается соответственно меньше.

Типичная для гелий-неонового лазера зависимость выходной мощности $P_{\text{вых}}$ от тока разряда I (мощности разряда) приведена на рис. 7.4. Характер этой зависимости полностью определяется механизмом возбуждения гелий-неоновой смеси. С повышением разрядного тока возрастает концентрация электронов в плазме и увеличиваются населенности всех возбужденных состояний атомов гелия и неона, особенно благодаря процессу (7.3) $2s$ и $3s$ состояний. Поэтому мощность генерации с усилением тока растет. По мере дальнейшего увеличения тока рост инверсии из-за интенсивного заселения нижних рабочих уровней $2p$ и $3p$ в результате процесса (7.4) ступенчатого возбуждения через метастабильный уровень начинает замедляться. При больших разрядных токах (> 100 мА) концентрация атомов неона в долгоживущем метастабильном состоянии $1s$ становится настолько высокой, что ступенчатое заселение уровней $2p$ и $3p$ приводит к уменьшению инверсионной заселенности рабочей пары уровней и, как следствие, падению мощности генерации.

Оптимальный ток разряда для разных лазеров лежит в пределах 20–80 мА. Исследования показывают, что в оптимальном режиме удельная мощность (мощность с единицы длины разрядной трубки) генерации составляет 30 мВт/м для перехода $3s_2 - 2p_4$ ($\lambda = 0,6328$ мкм), 50 мВт/м — для $2s_2 - 2p_4$ ($\lambda = 1,152$ мкм) и 100 мВт/м — для $3s_2 - 3p_4$ ($\lambda = 3,394$ мкм).

Коэффициент полезного действия гелий-неонового лазера составляет доли процента. Столь низкий КПД объясняется малой квантовой эффективностью рабочих переходов атомов неона и несовер-

шенством процесса их возбуждения. Квантовая эффективность рабочего перехода — это отношение энергии излучаемого фотона к энергии, которая сообщается частице для возбуждения ее до верхнего рабочего уровня. Иными словами, квантовая эффективность показывает, какая доля энергии, затраченная на возбуждение частиц, переходит в энергию генерации. Очевидно, что квантовая эффективность рабочего

перехода определяет теоретическое предельное значение КПД лазера. Для атомов неона энергия верхнего рабочего уровня составляет 20 эВ, а энергия фотона генерации при $\lambda = 0,6328$ мкм равна 2 эВ. Следовательно, квантовая эффективность $\eta = 10\%$. Таким образом, в когерентное излучение может быть преобразовано лишь 10% общей энергии, сообщенной атому.

С другой стороны, в процессе возбуждения атома Ne до верхнего рабочего уровня эффективно могут участвовать только те электроны, энергия которых превышает 20 эВ. Поскольку в гелий-неоновой плазме наиболее вероятная энергия электронов составляет 6–8 эВ, то для возбуждения верхнего рабочего уровня используется лишь небольшая часть энергии, затрачиваемой на поддержание газового разряда. Поэтому КПД гелий-неонового лазера значительно ниже квантовой эффективности и составляет доли процента.

Спектр излучения гелий-неонового лазера состоит из отдельных линий, соответствующих продольным и поперечным типам колебаний используемого открытого резонатора. Общая ширина спектра генерации определяется шириной линии усиления активной среды лазера. Линия усиления активной среды гелий-неонового лазера обусловлена эффектом Доплера, а ее ширина $\Delta\nu_y$ растет с увеличением интенсивности накачки. Для перехода с длиной волны $\lambda = 0,6328$ мкм она достигает 2000 МГц, для $\lambda = 1,15$ мкм $\Delta\nu_y = 1000$ МГц, для $\lambda = 3,394$ мкм $\Delta\nu_y = 400$ МГц. При длине резонатора 1 м в лазере может генерироваться на длине волны $\lambda = 0,6328$ мкм до 10–12, на $\lambda = 1,15$ мкм — до 5–6 продольных типов колебаний.

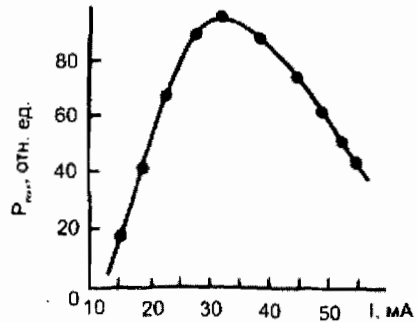


Рис. 7.4. Зависимость выходной мощности лазера от разрядного тока трубки

Применяя специальные методы селекции типов колебаний (см. раздел 11.3), можно получить генерацию в гелий-неоновом лазере на одной частоте.

7.2. Аргоновый лазер

В отличие от атомных лазеров, где используются переходы между возбужденными состояниями атомов, к которым относится рассмотренный гелий-неоновый лазер, в ионных лазерах рабочий переход соответствует возбужденным уровням ионов. В настоящее время ионный лазер — один из наиболее мощных газовых лазеров, излучение которых лежит в видимой области спектра. Это связано с особенностями структуры энергетических уровней ионов и механизмом создания инверсии населенностей, которая осуществляется газовым разрядом. Так как рабочими частицами в ионных лазерах являются ионы, то газовая плазма разряда должна быть высокоионизированной. Поэтому в таких лазерах используется дуговой разряд, отличающийся повышенной степенью ионизации.

Характерным представителем ионных лазеров является аргонный ионный лазер, наиболее изученный и разработанный. В настоящее время налажен их промышленный выпуск.

Механизм возбуждения. На рис. 7.5 приведена упрощенная диаграмма нижних состояний ионов аргона. В основном состоянии атом аргона имеет электронную конфигурацию $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6$. Первое

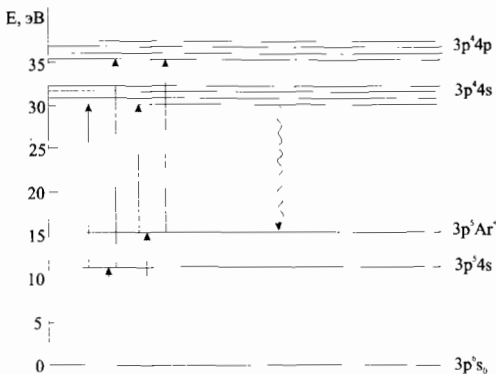
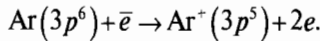
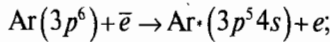


Рис. 7.5. Энергетическая диаграмма нижних состояний ионов аргона

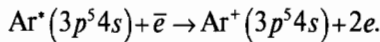
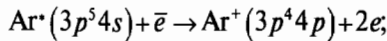
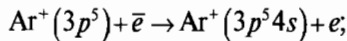
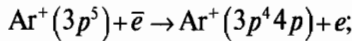
возбужденное состояние атома Ar соответствует переводу одного из внешних электронов на $4s$ -оболочку. При однократной ионизации аргона получается конфигурация $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^5$, которой соответствуют два уровня. Перевод одного из электронов с $3p^5$ -оболочки иона аргона на оболочку $4s$ дает пять энерге-

тических уровней, а возбуждение электрона с $3p^5$ -оболочки на $4s$ -оболочку ведет к образованию 13 уровней.

Генерация в аргонных лазерах осуществляется на переходах между состояниями иона Ar^+ с электронной конфигурацией $3p^4 4p$ и $3p^4 4s$. Инверсия населенностей обеспечивается процессами ступенчатого электронного возбуждения и разным временем жизни верхних и нижних рабочих уровней. В аргонной плазме с большой эффективностью идет процесс образования возбужденных атомов и ионов посредством электронных соударений:



Далее повторные соударения с электронами приводят к образованию возбужденных ионов с электронными конфигурациями $3p^4 4p$ и $3p^4 4s$.



Кроме того, рабочие уровни заселяются за счет ступенчатых переходов через уровни состояний ионов с электронной конфигурацией $3p^4 4d$ и $3p^4 3s$ (эта система уровней на диаграмме рис. 7.5 не изображена).

Согласно исследованиям, скорость заселения верхних и нижних уровней благодаря указанным процессам оказывается примерно одинаковой. Инверсия населенностей образуется лишь вследствие того, что время жизни уровней с электронной конфигурацией $3p^4 4s$ меньше времени жизни уровней $3p^4 4p$ примерно в 25 раз. Нижние рабочие уровни $3p^4 4s$ опустошаются за счет спонтанных переходов в основное состояние ионов с излучением в области вакуумного ультрафиолета. Наибольшую инверсию населенностей получают для переходов $4p^2 D_{5/2}^0 \rightarrow 4s^2 P_{3/2}$.

Устройство аргоновых лазеров. Аргоновый лазер (рис. 7.6,а) отличается от гелий-неонового лишь конструкцией газоразрядной трубки. Как уже отмечалось, в ионных лазерах используется сильноточный дуговой разряд, обеспечивающий высокую степень ионизации газа. Для генерации необходимы плотности тока разряда порядка нескольких сотен ампер на 1 см^2 . Разряд происходит в узкой капиллярной трубке 3, охлаждаемой водой 1. В разрядном капилляре устанавливается рабочее давление аргона в несколько десятых долей миллиметра ртутного столба. Электроды трубки должны быть рассчитаны на разрядные токи до сотен ампер и иметь высокую стойкость к электронной и ионной бомбардировке. Анод 2 обычно охлаждают водой. Применяют часто оксидные катоды 5. Хорошо зарекомендовали себя импрегнированные катоды, представляющие пористую вольфрамовую губку, пропитанную алюминатом бария или кальция. Такие катоды обладают большой удельной эмиссией, превышающей во много раз оксидные катоды. Они не теряют своей эмиссионной способности при многократных нарушениях вакуума в трубке.

При мощном дуговом разряде происходит процесс перекачки газа от анодного конца трубки к катодному, в результате чего образуется перепад давления и разряд гаснет. Для выравнивания давления по длине капилляра катодную и анодную колбы соединяют обводным каналом 6, обеспечивающим свободную циркуляцию газа.

Разрядный капилляр должен выдерживать высокие тепловые нагрузки (сотни Вт/см²) и ионную бомбардировку. Капилляр часто вы-

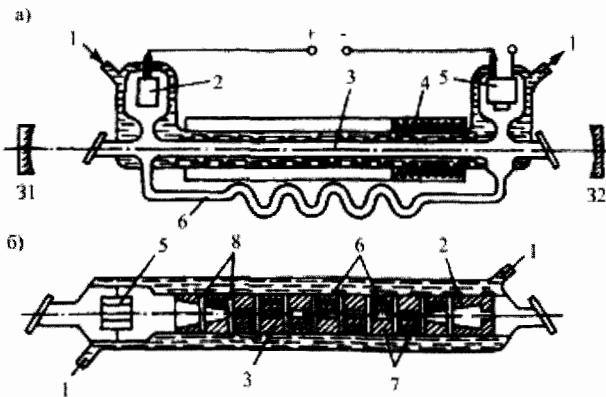


Рис. 7.6. Устройство аргонового лазера с кварцевым капилляром (а) и капилляром из керамики (б)

полняют из кварца. Он термостоек, имеет хорошие электроизоляционные свойства и устойчив к эрозии. Изготовление разрядных трубок из кварца не представляет технологических трудностей. Обычно используют разрядные трубки диаметром от 1 до 15–20 мм и длиной от 10 см до нескольких метров. Существенный недостаток кварца – малая теплопроводность, которая ограничивает плотность разрядного тока (примерно сотни ампер на 1 см^2) в лазерах непрерывного действия. Кварцевые капилляры не обеспечивают длительную работу лазера при больших мощностях. Срок службы кварцевых капилляров достигает нескольких сотен часов. При плотностях тока $\sim 500 \text{ А/см}^2$ и более они практически непригодны для работы. В этом случае в качестве материала для разрядных капилляров используют различную тугоплавкую керамику и анодированный алюминий. Разрядные капилляры из керамики значительно долговечнее, обладают более высокой теплопроводностью, чем плавный кварц.

Проблема создания стойких разрядных трубок для аргонных лазеров во многом решается путем использования секционированных разрядных трубок, состоящих из металлических шайб 7 тугоплавкого материала (молибден, тантал, графит, ВеО-керамика), разделенных диэлектрическими изоляционными кольцами 8 (из кварца, резины) (см. рис. 7.6,б). В ряде стран выпускаются лазеры с капиллярами из тугоплавких керамик и секционированными разрядными трубками на мощность 3–10 Вт и выше. Срок службы таких трубок составляет тысячи часов.

Разработки ионных аргонных лазеров привели к оригинальному решению проблемы создания дугового разряда высокочастотными полями. На рис. 7.7 приведена схема аргонного лазера с высокочастотным питанием 1. Замкнутая кольцевая трубка 2 лазера служит как бы одновитковой вторичной обмоткой высокочастотного трансформатора 3. Для питания используется генератор с частотой в несколько мегагерц. Высокочастотное возбуждение снижает эрозию кварцевого капилляра, прекращает жестчение газа, существенно уменьшает шумы излучения (в случае дуги постоянного тока излучение лазера часто носит отпечаток разрядных явлений, происходящих в плазме). Снижение эрозии, по-видимому, связано с тем, что ионы не успевают приобрести значительную скорость при движении в высокочастотном поле. Отсутствие металлических электродов в лазерах с высокочастотным возбуждением позволяет применять химически активные

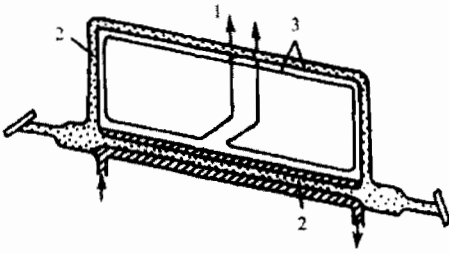


Рис. 7.7. Устройство аргонового лазера с высокочастотным возбуждением разряда

газы (в таком разряде получена генерация на ионах мышьяка, брома, селена).
Практически в большинстве ионных аргоновых лазеров используется наложение внешнего продольного магнитного поля на разряд, приводящее к существенному увеличению мощности генерации. Магнитное поле создается соленоидами (см. 4 на рис. 7.6,а) или постоянными магнитами. Оно сжимает разряд к оси трубки, повышает концентрацию электронов в центре капилляра, уменьшает поток заряженных частиц на его стенки. Последнее снижает тепловые нагрузки на капилляр и тем самым увеличивает срок его службы. Магнитное поле соленоида составляет ~ 1 кЭ.

Экспериментальные характеристики и параметры. Важное значение при эксплуатации и разработке аргоновых лазеров имеет определение их оптимального режима работы, соответствующего наибольшей выходной мощности. Мощность генерации зависит от тока разряда, давления газа, размеров разрядного капилляра, величины магнитного поля и т. д.

Зависимость выходной мощности лазера с разрядной трубкой диаметром 10 мм от давления аргона при равных величинах разрядного

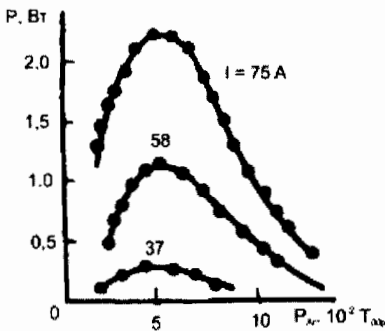


Рис. 7.8. Зависимость выходной мощности аргонового лазера от давления аргона в газоразрядной трубке

тока (рис. 7.8) показывает, что существует оптимальное давление, соответствующее максимальной мощности. При малых давлениях концентрация ионов незначительна и мощность излучения оказывается небольшой. При высоких давлениях концентрация ионов велика, но мала длина свободного пробега электронов и, следовательно, мала их энергия. Это ведет к снижению эффективности возбуждения ионов при соударениях с электронами, вследствие чего инверсия, а

значит, и мощность излучения оказываются незначительными. На оптимальное давление влияет диаметр разрядной трубки: оно растет с уменьшением диаметра. Экспериментально установлено, что величина оптимального давления $P_{\text{опт}}$ в зависимости от диаметра трубки D определяется при $jD = 100$ А/см (j – плотность тока разряда) соотношением $P_{\text{опт}} = 0,05D^{-1}$ (мм рт. ст.), где D выражено в сантиметрах. Для реально используемых трубок $D = 0,1 \dots 1,5$ см, $P_{\text{опт}} = 1 \dots 0,03$ мм рт. ст.

На рис. 7.9 показана зависимость выходной мощности от тока лазера с разрядной трубкой диаметром 10 мм и длиной 100 см. Как видно, мощность генерации при токах выше порогового растет пропорционально квадрату силы тока. Квадратичная зависимость мощности от тока характерна для всех аргоновых лазеров. Она объясняется ступенчатым процессом механизма возбуждения ионов из основного состояния атомов. Лишь при очень больших плотностях тока (более 1000 А/см²) мощность излучения с увеличением тока перестает расти, наступает насыщение и далее она уменьшается.

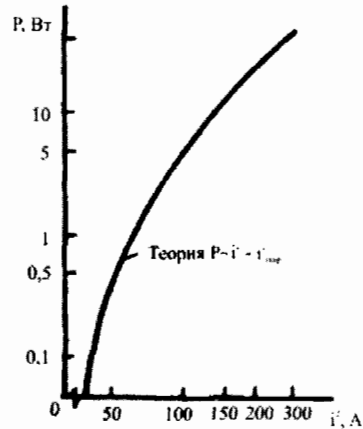


Рис. 7.9. Зависимость выходной мощности аргонного лазера от разрядного тока трубки

Однако такого режима трудно достигнуть из-за разрушения разрядных капилляров. Насыщение мощности излучения с ростом тока, по-видимому, связано с эффектом пленения излучения. Инверсия населенностей, как показано выше, в аргоновых лазерах обеспечивается за счет опустошения нижнего рабочего уровня $3p^44s$ интенсивными спонтанными переходами ионов в основное ионное состояние. Спонтанное излучение, распространяясь в плазме, частично поглощается невозбужденными ионами, что приводит к переводу их с уровня $3p^5$ на уровень $3p^44s$. При высокой концентрации ионов каждому спонтанному переходу $3p^44s \rightarrow 3p^5$ соответствует акт поглощения, ведущий к возвращению иона в возбужденное состояние $3p^44s$. Происходит как бы увеличение эффективного времени жизни частиц в $3p^44s$ -состоянии, что обуславливает уменьшение инверсии населенностей и, как следствие этого, паде-

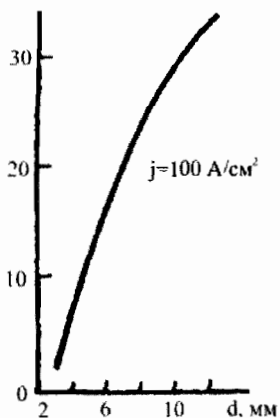


Рис. 7.10. Зависимость выходной мощности аргонового лазера от диаметра газоразрядной трубки

обеспечивающие большие токи эмиссии (сотни ампер). В настоящее время в аргоновом лазере с трубками диаметром 10–15 мм достигнута мощность генерации ≈ 500 Вт.

При создании мощных аргоновых лазеров возникают существенные трудности, связанные с распылением электродов и стенок разрядных трубок. Распыленные частицы, оседая на брестеровские окна (или внутренние зеркала), образуют поглощающий слой. В результате адсорбции излучения в поглощающем слое происходит термическая деформация оптических элементов, что приводит к значительной расходимости луча и падению выходной мощности. Поглощающий слой на поверхности окон и разрушение отражающих слоев зеркал резонатора полем излучения большой мощности являются основными препятствиями, которые ограничивают рост мощности аргоновых лазеров непрерывного действия.

Существенное влияние на выходную мощность аргоновых лазеров оказывает аксиальное магнитное поле. Наложение продольного магнитного поля вызывает спиральное движение электронов и ионов вокруг магнитных силовых линий, что снижает радиальную диффузию к стенкам капилляра, увеличивая концентрацию их на его оси.

Уменьшение ионной бомбардировки облегчает тепловую нагрузку на стенки разрядной трубки и продлевает срок ее службы. Экспериментальные исследования показывают, что с ростом магнитного

ние мощности генерации. Удельная мощность генерации вблизи режима насыщения достигает 2,5 Вт/см.

Большой практический интерес представляет зависимость мощности генерации от диаметра разрядной трубки (рис. 7.10). Удельная мощность генерации растет с увеличением диаметра разрядной трубки. Поэтому для получения высокой мощности выгоднее использовать разрядные трубки увеличенного диаметра (до 10–15 мм). Однако при этом достаточно сложно получить равномерный разряд по всей площади: требуются мощные катоды,

поля выходная мощность лазера увеличивается, достигая максимума при некотором оптимальном значении поля, а затем падает.

Рис. 7.11 иллюстрирует зависимость мощности генерации от величины магнитного поля при различных давлениях газа лазера (диаметр капилляра 4 мм, длина 28 см, сила тока 30 А). Видно, что с ростом давления оптимальное поле $H_{\text{опт}}$ уменьшается. Оптимальное поле также зависит от силы тока и диаметра разрядного капилляра. С ростом силы тока и давления значение $H_{\text{опт}}$ снижается.

Оптимальная величина напряженности магнитного поля лежит в диапазоне от нескольких сотен эрстед до 2–3 кЭ. Исследования показывают, что падение мощности генерации при полях, больших оптимального, когда образуется значительная концентрация заряженных частиц на оси разрядной трубки, связано главным образом с эффектом пленения резонансного излучения и ростом числа тушащих соударений ионов с электронами, приводящими к безызлучательной дезактивации верхних рабочих уровней.

Как уже отмечалось, инверсия населенностей в дуговом аргоновом разряде обеспечивается для систем уровней соответствующих электронным конфигурациям $3p^4 4p$ и $3p^4 4s$ ионов аргона. Поэтому при выполнении пороговых условий в аргоновом лазере может возникнуть генерация когерентного излучения на целом ряде переходов этой системы уровней.

В аргоновых лазерах генерация наблюдается на многих длинах волн, лежащих в пределах от фиолетовой (450 нм) до зеленой (530 нм) области. Наиболее интенсивна генерация на линии 487 нм, отвечающей переходу $4p^2 D_{5/2}^0 \rightarrow 4s^2 P_{3/2}$. Незначительно уступает ей по интенсивности генерация на переходе $4p^2 D_{5/2}^0 \rightarrow 4s^2 P_{3/2}$ с длиной волны 514,5 нм. В линиях 488 нм и 514,5 нм может заключаться соответственно до 45 и 37% общей мощности генерации. Именно для

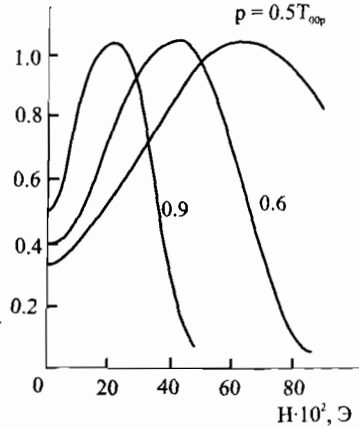


Рис. 7.11. Зависимость выходной мощности аргонного лазера от напряженности постоянного магнитного поля

этих линий обеспечиваются наибольшие величины инверсии населенностей и соответственно большие коэффициенты усиления. Измерение усиления для лазера с капилляром 0,5 см при давлении 0,05 мм рт. ст. и плотности тока 600 А/см^2 на переходе с 488 нм дает величину $13 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1}$, на переходе 514,5 нм – примерно $3,6 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1}$.

Следующей по интенсивности после линий 488 и 514,5 нм является линия 496,5 либо 476,5 нм, на которую приходится около 6% полной выходной мощности. При небольших превышениях над порогом генерации происходит на переходе $4p^2 D_{5/2}^0 \rightarrow 4s^2 P_{3/2}$. Линия усиления имеет доплеровское уширение, и полная ширина спектра генерации достигает 10 ГГц, превышая ширину спектра He–Ne лазера в четыре–пять раз. Последнее объясняется, во-первых, тем, что рабочие частицы в аргонной плазме имеют значительно большую скорость, чем атомы неона в лазере, и, во-вторых, более высоким избыточным усилением (превышением усиления над потерями в резонаторе). Для обеспечения генерации на отдельных переходах из системы рабочих уровней электронных конфигураций $3p^4 4p$ и $3p^4 4s$ необходимо использовать в лазере селективные элементы (призмы, дифракционные решетки).

7.3. Лазер на углекислом газе

Лазер на двуокиси углерода относится к группе газовых лазеров, в которых используются переходы между колебательно-вращательными состояниями молекул. В настоящее время осуществлена генерация на колебательно-вращательных переходах разных молекул CO , N_2O , H_2O , CO_2 и др. Наиболее выдающиеся результаты получены на CO_2 лазерах. Они являются самыми мощными из всех газоразрядных лазеров, работающих в непрерывном режиме, и имеют высокий коэффициент полезного действия, достигающий 20–30%.

Механизм создания инверсии населенностей. Инверсия населенностей в лазере на CO_2 осуществляется посредством газового разряда. Прежде чем рассматривать механизм генерации, приведем некоторые данные о молекуле CO_2 и ее уровнях. Молекула CO_2 – линейная, симметричная. Она имеет три нормальных типа колебаний: валентное полностью симметричное ν_1 , деформационное ν_2 и валентное антисимметричное ν_3 (рис. 7.12). Деформационные колебания являются дважды вырожденными, так как колебания с одной и той же часто-

той могут происходить в двух ортогональных плоскостях, проходящих через ось молекулы. Колебательное состояние молекулы описывается тремя квантовыми числами v_1 , v_2 и v_3 , каждое из которых представляет число возбужденных квантов колебаний v_1, v_2, v_3 . Соответствующие уровни обозначаются комбинацией квантовых чисел (v_1, v_2, v_3) . Квантовое число ℓ , вводимое в виде индекса у v_2 , обусловлено двукратным вырождением деформационного колебания. Оно принимает значения $\ell = v_2, v_2 - 2, \dots, 0$ для четных v_2 и $\ell = v_2, v_2 - 1, \dots, 1$ для нечетных v_2 и определяет значение момента количества движения $M_z = \frac{h}{2\pi} \ell$, связанного с колебаниями и направленного вдоль оси молекулы. Уровни с $\ell = 0$ являются невырожденными, с $\ell > 0$ – дважды вырожденными. При $v_2 > 1$, вследствие ангармоничности колебаний молекул CO_2 , вырождение снимается. Схема нижних колебательных молекул CO_2 приведена на рис. 7.13.

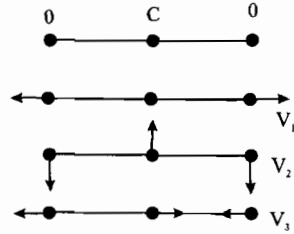


Рис. 7.12. Типы колебательных движений в молекуле CO_2

Для эффективного заселения верхнего рабочего уровня молекул CO_2 в рабочую трубку лазера вводят азот. Поскольку N_2 – двухатомная молекула, то она имеет только одну колебательную степень свободы. Ее колебательная энергия определяется квантами энергии, обуслов-

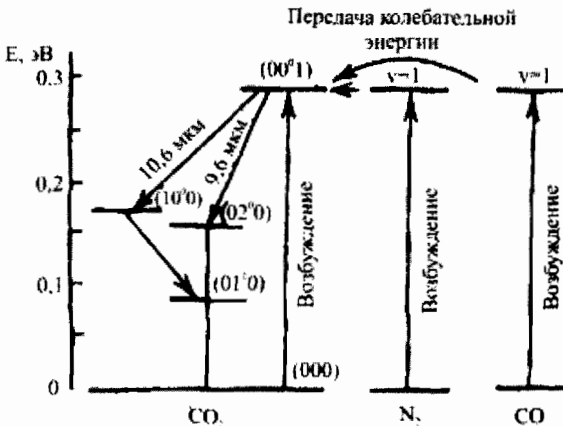
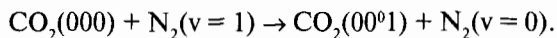


Рис. 7.13. Структура колебательных энергетических уровней молекул CO_2 , N_2 и CO

ленными колебаниями атомов вдоль оси молекулы. Соответственно колебательные уровни энергии молекулы азота описываются одним колебательным квантовым числом v . На рис. 7.13 приведена также система нижних колебательных уровней молекул N_2 . Весьма примечательно то, что энергия первого возбужденного колебательного уровня молекулы N_2 почти равна энергии уровня (00^01) молекулы CO_2 . Разница энергий состояний (00^01) молекулы CO_2 и $(v = 1)$ молекулы N_2 составляет всего 0,0023 эВ.

Генерация в CO_2 -лазере осуществляется на переходах $(00^01) - (10^00)$ и $(00^01) - (02^00)$. Наиболее интенсивно генерация протекает на переходе $(00^01) - (10^00)$ с длиной волны около 10,6 мкм, которая почти полностью подавляет генерацию на длине волны 9,6 мкм $[(00^01) - (02^00)]$.

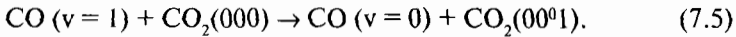
Возбуждение верхнего рабочего уровня (00^01) обусловлено несколькими процессами. Основной процесс возбуждения связан с неупругими соударениями молекул CO_2 с N_2 , что вызывает резонансную передачу колебательной энергии от молекул азота к молекулам углекислого газа:



В газовом разряде электронные соударения приводят к эффективному образованию колебательно возбужденных молекул N_2 ($v = 1$) – до 30% общего числа молекул N_2 . Так как молекула азота состоит из двух одинаковых атомов, ее дипольный момент равен нулю, поэтому дипольное излучение отсутствует и разрушение возбужденных колебательных состояний идет только за счет столкновений. Вследствие почти полного совпадения уровней энергии первого колебательного уровня ($v = 1$) молекул N_2 и уровня (00^01) CO_2 соударения возбужденных молекул N_2 с молекулами CO_2 , находящимися в основном состоянии, ведут к селективному заселению верхнего рабочего уровня (00^01) CO_2 .

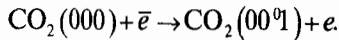
Существенную роль в заселении верхнего рабочего уровня играет резонансная передача колебательной энергии от молекул CO молекулам CO_2 . В газовом разряде, благодаря диссоциации молекул CO_2 , образуется значительное количество молекул CO , которые при соударениях с электронами интенсивно переводятся в колебательно-возбужденное состояние. Первый возбужденный колебательный уро-

вень молекулы CO почти совпадает с верхним рабочим уровнем (00^01) молекул CO_2 . Благодаря этому происходит процесс резонансной передачи колебательной энергии от молекул CO (так же, как от молекул N_2) молекулам CO_2 :



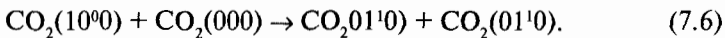
Процесс (7.5) является одним из основных в заселении верхнего рабочего уровня на чистом диоксиде углерода.

Верхний рабочий уровень (00^01) дополнительно заселяется благодаря процессу неупругого соударения молекул двуокиси углерода и электронов:



Наряду с заселением верхнего уровня такое же важное значение для работы лазера имеет разрушение нижнего рабочего уровня.

Релаксация нижнего лазерного уровня обеспечивается за счет столкновений молекул $\text{CO}_2(10^00)$ с невозбужденными молекулами $\text{CO}_2(000)$:



Процесс (7.6) идет с большой эффективностью. Это связано с тем, что нижнему лазерному уровню (10^00) молекул CO_2 , соответствует энергия, почти вдвое большая, чем требуется для возбуждения колебательного уровня (01^10). В результате соударения молекул $\text{CO}_2(10^00)$ и $\text{CO}_2(000)$ приводят к перераспределению колебательной энергии между ними с возбуждением каждой на уровень (01^10). Переход молекул CO_2 из состояния (01^10) в основное состояние (000) обеспечивается столкновениями их с частицами постороннего газа. При этом энергия деформационных колебаний $\text{CO}_2(01^10)$ превращается в энергию поступательного движения соударяющихся молекул.

Значительное уменьшение времени релаксации уровней (01^10), (10^00) и увеличение тем самым инверсии населенностей, а значит, и мощности генерации, вызывают гелий, водород, пары воды, которые специально вводят в рабочую трубку лазера.

Устройство и технические характеристики. Лазеры на CO_2 по своему устройству принципиально не отличаются от других газоразрядных лазеров. Однако они имеют конструктивные особен-

ности, обусловленные спектральным диапазоном и высокой мощностью излучения.

На рис. 7.14 приведены схемы конструкций лазеров на углекислом газе. В мощных лазерах длина разрядных трубок достигает нескольких метров, а диаметр — 70...80 мм. Дальнейшему увеличению диаметра препятствует контрагирование столба газового разряда, которое наступает для смеси N_2-CO_2 при диаметрах, больших 40 мм, а на смесях N_2-CO_2-He — при диаметрах, превышающих 70–80 мм. Используется принудительное водяное охлаждение трубок (1 на рис. 7.14,а).

Разряд осуществляют как на постоянном токе (рис. 7.14,а), так и на переменном, с напряжением промышленной частоты (2 на рис. 7.14,б). В длинных трубках для упрощения зажигания и поддержания разряда создают секции длиной 80–100 см, разряд в каждой из которых осуществляется независимо от других секций. Обычно используются источники с напряжением ~10 кВ и током, достигающим десятков и сотен миллиампер.

В лазерах применяют как внутренние 3, так и внешние зеркала 4. Плоскопараллельные пластины брестеровских окон 5 газоразрядных трубок выполняют из кристаллов NaCl, KCl, Ge, Si, прозрачных в области 9–11 мкм. Используют зеркала с металлическими или интерференционными диэлектрическими отражающими покрытиями. Подложки зеркал для лазеров небольшой мощности (~1 Вт) изготавливают из кварца. Наилучшим материалом при высоких уровнях мощности для подложек зеркал и брестеровских окон является иртран, представляющий собой прессованный поликристалл ZnSe.

Для вывода излучения из лазера в зеркалах с металлическими отражающими покрытиями делают небольшое отверстие — окно диаметром несколько миллиметров. Коэффи-

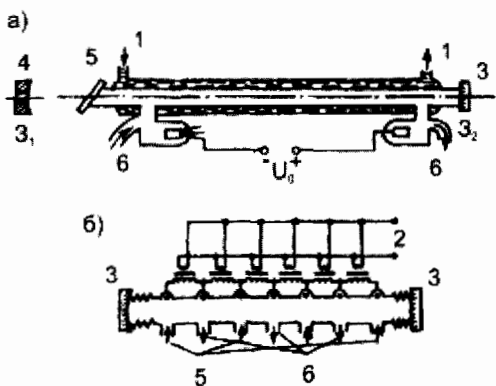


Рис. 7.14. Конструкция CO_2 -лазера с прокачкой газовой смеси (а) и с отпаянной трубкой (б)

циент пропускания излучения в этом окне должен быть не менее 0,95.

цент пропускания выходных зеркал с диэлектрическими покрытиями составляет 10–30%.

Разряд в рабочей смеси газов сопровождается диссоциацией и изменением исходного состава газа. Поэтому часто, особенно в мощных лазерах, используется непрерывная прокачка газа β через разрядную трубку.

Рассмотрим основные характеристики лазера на CO_2 . На рис. 7.15 показана зависимость выходной мощности лазера с отпаянной трубкой (длина 1 м и диаметр 10 мм) от тока при различных давлениях CO_2 . Как видно, сначала мощность возрастает вместе с током, а затем падает. Такая зависимость объясняется противоположным действием двух факторов. Увеличение концентрации электронов, с одной стороны, ведет к возрастанию скорости возбуждения молекул CO_2 на уровень (00^01) , а с другой – повышает газовую температуру, что увеличивает скорость разрушения антисимметричных колебаний молекул.

Значительный рост мощности генерации достигается путем добавления к CO_2 азота. Рис. 7.16 иллюстрирует влияние введения азота в разрядную трубку на мощность и КПД лазера на CO_2 . При введении азота благодаря резонансной передаче колебательной энергии от молекул N_2 антисимметричному типу колебаний CO_2 инверсия населенностей, а следовательно, мощность растут. Однако по мере введения повышается температура газа, что приводит к увеличению скорости релаксации уровня (00^01) , уменьшению его на-

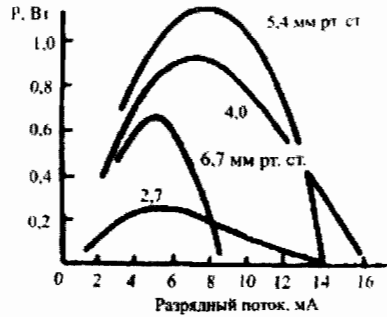


Рис. 7.15. Зависимость выходной мощности CO_2 -лазера от разрядного тока трубки

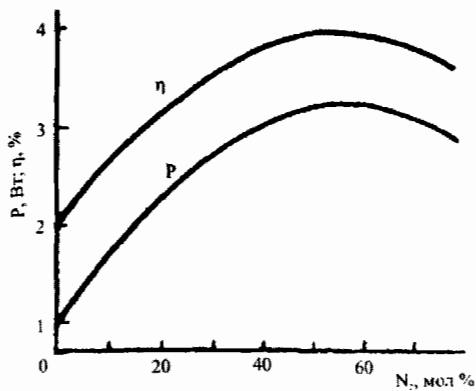


Рис. 7.16. Зависимость выходной мощности и к.п.д. CO_2 -лазера от количества азота в газовой смеси

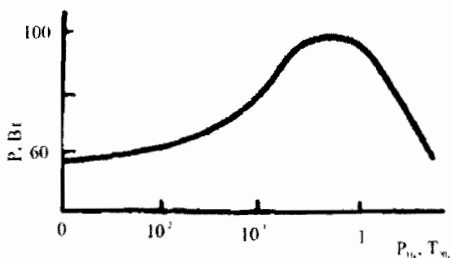


Рис. 7.17. Зависимость выходной мощности CO_2 -лазера от количества гелия в газовой смеси

в несколько раз превышающей теплопроводность CO_2 и N_2 , снижает температуру газа, что способствует увеличению инверсной населенности, а значит, и выходной мощности. Кроме того, с введением в разряд гелия возрастает возбуждение колебательных уровней молекул CO_2 , N_2 и CO . Однако при больших парциальных давлениях гелия в газовой смеси мощность генерации падает, так как уменьшается населенность верхнего лазерного уровня (00^01) из-за релаксации антисимметричных колебаний молекул CO_2 при столкновениях $\text{CO}_2 \rightarrow \text{He}$. Мощность генерации также повышается при введении в разряд паров воды.

Оптимальный состав рабочей смеси газов в лазере на углекислом газе зависит от размеров разрядной трубки, температуры ее стенок, скорости прокачки смеси и т. д. Обычно используются смеси углекислого газа, азота и гелия в соотношении 1:1...5:3...8 при общем давлении ~ 10 мм рт. ст.

Удельная мощность генерации достигает ~ 1 Вт на 1 см разряда газовой смеси. Типичный лазер на углекислом газе при длине разрядной трубки 200 см дает непрерывную мощность около 150 Вт. Увеличение длины разрядной трубки обуславливает примерно пропорциональный рост мощности. Таким путем удастся создать лазер на углекислом газе с выходной мощностью более 1 кВт. На уникальной установке с длиной разрядного канала 180 м получена мощность генерации около 9 кВт.

Важнейшим достоинством лазера на двуокиси углерода является его высокий коэффициент полезного действия, достигающий 30%. Такой КПД определяется большой квантовой эффективностью рабочего перехода (00^01) \rightarrow (10^00) молекул CO_2 и оптимальным механиз-

селенности, а также к росту населенности нижнего лазерного уровня (10^00). Поэтому инверсия населенностей снижается и мощность падает.

Существенное влияние на энергетические характеристики лазера на CO_2 - N_2 оказывает введение в разрядную камеру гелия (рис. 7.17). Гелий, обладая теплопроводностью,

мом создания инверсной населенности уровней. Для молекул CO_2 энергия верхнего лазерного уровня (00^01) составляет 0,29 эВ, а энергия излученных фотонов, соответствующих переходу (00^01) \rightarrow (10^00), равна 0,12 эВ. Поэтому квантовая эффективность равна 0,41, т. е. в когерентное излучение преобразуется около 40% энергии, сообщенной молекуле CO_2 . С другой стороны, наиболее вероятная энергия электронов в плазме рабочей смеси составляет 1–2 эВ. Таким образом, преобладающее большинство электронов плазмы имеет энергию, достаточную для возбуждения молекул CO_2 , N_2 , CO в состояния с энергией 0,28 эВ, что совместно с эффективным процессом резонансной передачи колебательной энергии от N_2 и CO к CO_2 обеспечивает большую заселенность верхнего лазерного уровня. В итоге значительная часть энергии источника питания, затрачиваемая на поддержание газового разряда, трансформируется в энергию индуцированного излучения лазера.

Инверсия населенностей на переходе (00^01) \rightarrow (10^00) образуется для большего числа тесно расположенных вращательных подуровней данных колебательных состояний. Поэтому генерация в CO_2 -лазере может наблюдаться на многих вращательно-колебательных линиях R и P -ветвей* полосы (00^01) – (10^00). Более благоприятные условия для генерации осуществляются на линиях P -ветви. Генерация на P -ветви из-за эффективных релаксационных процессов между вращательными подуровнями одних и тех же колебательных состояний снижает инверсию населенностей на линиях R -ветви и затрудняет возникновение на них генерации. Обычно генерация происходит одновременно на нескольких линиях P -ветви. При этом распределение мощности генерации на линиях крайне неравномерно.

Наиболее интенсивная генерация происходит на линиях с $J = 20 \dots 30$. Из-за эффективной релаксации между вращательными подуровнями при высоких мощностях генерация осуществляется, как правило, на одной линии $P(J = 20)$ с $\lambda = 10,5919$ мкм. Вводя в резонатор лазера селекционирующие элементы, можно получать генерацию на разных линиях P и R -ветвей. В качестве селекционирующего элемента удобно использовать дифракционную решетку, поставив ее вместо одного из зеркал резонатора лазера. Поворачивая плоскость решетки

* Ветвь R соответствует переходу $\Delta J = J' - J'' = +1$, для P -ветви: $\Delta J = J' - J'' = -1$ (J – вращательное квантовое число).

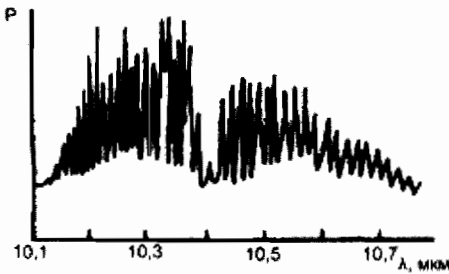


Рис. 7.18. Зависимость выходной мощности CO_2 -лазера от длины волны излучения

ки вокруг оси, параллельной ее штрихам и перпендикулярной оси резонатора, можно перестраивать частоту генерации. На рис. 7.18 изображен спектр излучения, перестраиваемого по частоте лазера на CO_2 . Видно, что такой лазер позволяет перестраивать частоту в довольно широком диапазоне: от 10,15 до 10,7 мкм.

7.4. Газоразрядные CO_2 -лазеры высокого давления

Приоритетным направлением разработки CO_2 -лазеров является повышение их выходной мощности. Естественный путь в этом направлении – увеличение числа рабочих молекул путем повышения давления газа в разрядной трубке. Однако в описанной выше конструкции CO_2 -лазера при давлениях в сотни торр и выше возникает серьезная проблема создания тлеющего разряда, обеспечивающего оптимальное заселение верхних лазерных уровней. Как показывают исследования, наибольшая инверсия населенностей в CO_2 -лазере достигается при оптимальных условиях разряда, когда выполняются условия: $\frac{\varepsilon}{P} = 100 \frac{\text{В}}{\text{см} \cdot \text{торр}}$, $PD \approx 15 \text{ см} \cdot \text{торр}$ (ε – напряженность поля в разрядной трубке, P – давление газа, D – диаметр трубки).

Отсюда следует, что при давлениях 10^4 торр и длине трубки $\ell = 100$ см напряжение между электродами должно достигать мегавольтовых значений, а диаметр трубки должен составлять всего десятки микрон, что, конечно, неприемлемо. Увеличение диаметра разрядной трубки приводит к шнурованию разряда и даже переводу его в дуговой, что срывает генерацию. Эти трудности удалось преодолеть путем перехода к другой конструкции лазера. Речь идет о так называемых ТЕА-лазерах*. В ТЕА-лазерах электрический разряд в рабочей смеси осуществляют в направлении, перпендикулярном

* Transversely Excited Atmospheric.

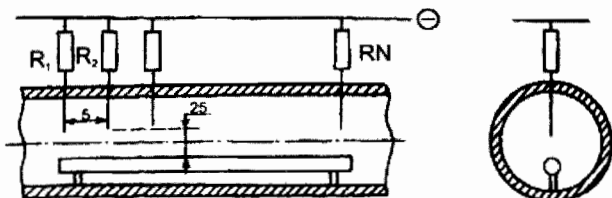


Рис. 7.19. Конструкция разрядного промежутка ТЕА CO_2 -лазера

оптической оси резонатора между электродами, вытянутыми вдоль нее. На рис. 7.19 приведена схема одного из вариантов ТЕА-лазера. Электрический разряд в рабочей камере осуществляется между анодом, выполненным в виде стержня, и катодом, представляющим собой гребенку иголок, каждая из которых через ограничительный резистор соединяется с отрицательным зажимом импульсного источника питания. Наличие резисторов в разрядной цепи позволяет не только ограничивать ток, но и делать разряд равномерным по всей длине анода.

Рассмотренный ТЕА-лазер был одним из первых реально осуществленных. В дальнейших разработках для достижения однородности возбуждения большого объема активной среды высокого давления в ТЕА-лазерах начали использовать несамостоятельный разряд, обеспечиваемый предварительной ионизацией различными внешними ионизаторами — пучками быстрых электронов, ультрафиолетовым излучением и т.д. Поэтому ТЕА-лазеры с предварительной ионизацией также называют электроионизационными. Они позволяют получать чрезвычайно высокие мощности и энергии генерации. Разработаны импульсно-периодические лазеры со средней выходной мощностью порядка десятков киловатт (энергия излучения в импульсе — десятки джоулей, частота следования импульсов — сотни герц — килогерц, длительность импульсов излучения — сотни наносекунд).

7.5. Газодинамические лазеры

Принцип действия газодинамического CO_2 -лазера заключается в следующем (рис. 7.20) [28]. Смесь газов в специальной камере 1 нагревается до $T_0 \sim 1500$ К. При нагревании идет процесс заселения как верхнего, так и нижнего лазерных уровней. Населенность верхнего ($00^0 1$) уровня составляет $0,1N_0$, нижнего — $(10^0 0) - 0,25N_0$, где N_0 — населен-

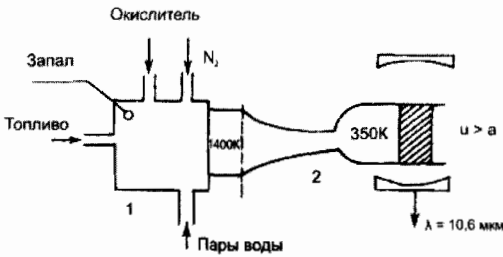


Рис. 7.20. Структурная схема газодинамического CO_2 -лазера

ность основного (00^0_0) состояния. Нагретая газовая смесь пропускается через сверхзвуковое сопло 2, где происходит адиабатическое расширение газа, при этом температура газовой смеси уменьшается до T_1 порядка сотен Кельвинов, а давление — до десятых долей атмосферы. В газовом потоке возникает распределение молекул CO_2 по уровням, соответствующее новой температуре. За счет разницы во временах релаксации верхнего и нижнего уровней, а также достаточно большого времени релаксации молекул азота N_2 ($v = 1$) на некоторое время возникает инверсия населенностей. Инверсия имеет место, если время расширения газовой смеси будет меньше времени релаксации уровня (00^0_1) и больше времени релаксации нижнего лазерного уровня.

Проведем ориентировочную оценку скорости прокачки газовой смеси через сверхзвуковое сопло, при которой в системе частиц CO_2 возникает инверсия населенностей. В предположении Больцмановского распределения частиц по уровням энергии отношение населенности N_3 уровня (00^0_1) при $T = T_0$ к населенности N_2 уровня (10^0_0) при $T = T_1$ можно записать в виде

$$\frac{N_3}{N_2} = \exp\left(-\frac{E_3}{kT_0}\right) \exp\left(\frac{E_2}{kT_1}\right) = \exp\left(\frac{h\nu}{kT_1} \left(\frac{E_3}{h\nu} \cdot \frac{T_0 - T_1}{T_0} - 1\right)\right), \quad (7.7)$$

где

$$E_2 = E(10^0_0) - E(000); \quad E_3 = E(00^0_1) - E(000);$$

$$h\nu = E_3 - E_2.$$

Данное предположение справедливо, если считать, что вследствие большого времени релаксации населенность уровней энергии молекул азота будет соответствовать температуре T_1 . Этой же температуре будет соответствовать и населенность уровня энергии (00^0_1) молекул CO_2 из-за эффективного процесса обмена энергий между молекулами $\text{N}_2(v = 1) - \text{CO}_2(000)$. Населенность нижнего лазерного уровня (10^0_0) будет соответствовать низкой температуре T_1 ,

которая устанавливается в газовой смеси при движении ее в сопле с расширением без подвода тепла. Это утверждение будет справедливо, если считать, что время жизни на уровне (10^9) будет короче времени пребывания молекул CO_2 в сопле, что достигается добавлением в газовую смесь паров воды.

Для обеспечения режима генерации необходимо выполнение условия $N_3/N_2 > 1$. Из (7.7) находим: $\frac{E_3}{E_2} = \left(\frac{T_0}{T_1} \right)_{\min} = 1,69$. С другой стороны, используя уравнения газодинамики, можно определить связь между перепадами температуры в сверхзвуковом сопле и скорости истечения газа в нем [28]:

$$\frac{T_0}{T_1} = \frac{\gamma-1}{2} M^2 + 1, \quad (7.8)$$

где $M = \frac{u}{a}$ – число Маха; u – скорость газа; a – скорость звука в этой газовой среде; $\gamma = \frac{C_p}{C_v}$ – отношение теплоемкостей при постоянном давлении и объеме.

Из уравнения (7.8) можно вычислить минимальную скорость движения газовой струи без учета времени релаксации верхнего лазерного уровня. Этой скорости соответствует $M \approx 3$. Таким образом, инверсия населенностей достигается тогда, когда скорость потока газа в три раза превышает скорость звука в нем.

На рис. 7.21 показано изменение населенностей верхнего N_3 и N_2 нижнего лазерных уровней по мере удаления от сопла ($N_{2,3}/N$ – относительная населенность уровней; x – расстояние от сопла по потоку).

В современных газодинамических лазерах двуокись углерода получают при сжигании топлива (керосин, природный газ) в специальных камерах, туда же добавляют азот и пары воды. Газодинамические лазеры – это самые мощные (десятки–сотни киловатт), работающие в непрерывном режиме лазеры.

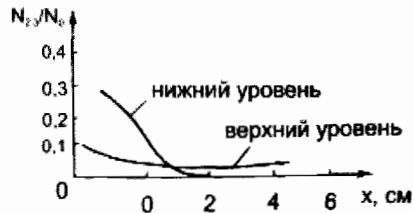


Рис. 7.21. Зависимость населенностей верхнего и нижнего лазерных уровней от расстояния до границы сверхзвукового сопла

ГЛАВА 8

ГАЗОРАЗРЯДНЫЕ ЛАЗЕРЫ НА САМООГРАНИЧЕННЫХ ПЕРЕХОДАХ

8.1. Лазеры на парах металлов. Лазеры на атомах меди

В качестве рабочих частиц в лазерах на самоограниченных переходах используют атомы, молекулы, ионы. Верхним рабочим уровнем в таких лазерах обычно является первый резонансный* уровень активных частиц. Поэтому нижним лазерным уровнем в атомных системах может быть только метастабильный**, расположенный между основным и резонансным уровнями.

Как показывают исследования, при газовом разряде под действием электронных соударений вероятность заселения имеет наибольшее значение для первого резонансного уровня. С другой стороны, вероятность заселения электронными соударениями метастабильных состояний значительно меньше, чем резонансных уровней.

При осуществлении импульсного разряда в первый момент импульса метастабильный уровень не заселяется, в то время как вышележащий резонансный уровень активно заселяется электронами. Поэтому в начальный момент импульса возбуждения эффективно образуется инверсия населенностей в системе рабочих частиц. При превышении инверсной заселенности порогового значения в лазере возникает генерация, излучение которой переводит частицы с верхнего (резонансного) на нижний (метастабильный) уровень. Накопление частиц на метастабильном уровне приводит к исчезновению инверсии и прекращению генерации. Таким образом, в лазерах на переходах, в которых нижний уровень является метастабильным,

* Первым резонансным уровнем называют ближайший к основному, переход с которого в основное состояние разрешен правилами отбора.

** Метастабильный уровень — это уровень, с которого правилами отбора запрещены спонтанные переходы.

генерация носит импульсный характер и ее называют самоограниченной, или генерацией на самоограниченных переходах.

Девозбуждение нижнего уровня в таких лазерах осуществляется в промежутке между последующими импульсами. Частота повторения импульсов генерации не может превышать величины, обратной времени жизни частиц на нижнем уровне.

Важной особенностью использования переходов с резонансного на метастабильный уровень является возможность создания лазеров с высоким КПД.

КПД импульсного лазера определяется формулой

$$\eta = f \frac{h\nu g_n}{E_n (g_n + g_u)} = f \eta_{\text{пр}}; \quad \eta_{\text{пр}} = \frac{h\nu g_n}{E_n (g_n + g_u)},$$

где $h\nu$ – энергия кванта лазерного излучения; E_n – энергия верхнего рабочего уровня; f – коэффициент, учитывающий эффективность накачки и обозначающий ту долю вводимой в разряд энергии, которая тратится на возбуждение верхнего рабочего уровня; g_n , g_u – факторы вырождения нижнего и верхнего уровня; $\eta_{\text{пр}}$ – предельный КПД перехода, т. е. КПД, достигаемый в том случае, когда вся энергия разряда тратится на возбуждение верхнего рабочего уровня ($f = 1$). Значение коэффициента f зависит от используемых рабочих частиц, условий разряда и, как показывает эксперимент, для резонансных уровней оно составляет 0,3–0,5.

Множитель $g_n / (g_n + g_u)$ обычно равен 1/3–2/3. Отношение $h\nu / E_n$, показывающее, какая доля энергии верхнего рабочего уровня полезно используется в генерации, для лазеров с реализацией переходов между первым резонансным и метастабильным уровнями может достигать 0,5–0,7. Столь большое значение $h\nu / E_n$ определяется тем, что нижний метастабильный уровень может быть расположен достаточно близко к основному. С учетом приведенных значений параметров $g_n / (g_n + g_u)$, f и $h\nu / E_n$ КПД лазеров на самоограниченных переходах может составлять $\approx 25\%$, что представляется исключительно высокой величиной.

В большинстве непрерывных газоразрядных лазеров опустошение нижнего рабочего уровня обеспечивается радиационным путем. Причем нижний рабочий уровень располагается высоко над основным. Поэтому отношение $h\nu / E_n$ обычно невелико ($< 0,1$). Ис-

пользование высоко расположенных уровней отрицательно сказывается на эффективности создания инверсии. Основная доля энергии разряда тратится на возбуждение самых низких уровней и ионизацию. На возбуждение верхнего уровня идет всего $\approx 1\%$ энергии разряда, т. е. $f = 0,01$. Поэтому КПД таких лазеров обычно составляет $0,1-0,01\%$ (для широко распространенного He-Ne-лазера $\eta \approx 0,1\%$, для аргонового ионного — $\eta \approx 0,01\%$).

Анализ энергетических состояний атомов и ионов элементов Периодической системы Д.И. Менделеева показал, что большие предельные КПД при использовании для генерации перехода с первого резонансного уровня на метастабильный имеют многие атомы и ионы металлов.

В табл. 8.1 приведены данные по некоторым атомам и ионам, имеющим наибольший предельный КПД с генерацией на самоограниченных переходах. Кроме атомов и ионов металлов, указанных в таблице, существует большое число атомов, обладающих «подходящей» структурой уровней, обеспечивающей высокий предельный КПД, например Si (переход $4s^2P_0^1 \rightarrow 3p^{21}D_2$, $\lambda = 298,7$ нм, $\eta_{\text{пр}} = 52\%$, $T = 1480^\circ\text{C}$), Ge (переход $4s^3P_0^1 \rightarrow 4p^{20}D_2$, $\lambda = 326,9$ нм, $\eta_{\text{пр}} = 50\%$, $T = 1590^\circ\text{C}$) и др. Однако у этих элементов метастабильный уровень расположен настолько близко к основному, что при рабочей температуре он оказывается сильно заселенным. Это вызывает большие трудности получения инверсии населенностей. Среди лазеров на самоограниченных переходах наиболее изучены и имеют наилучшие энергетические характеристики лазеры на атомах меди. Лазеры на парах меди серийно выпускаются нашей промышленностью.

Упрощенная схема нижних энергетических состояний атомов меди приведена на рис. 8.1. Состояния $^2D_{5/2}$ и $^2D_{3/2}$ являются метастабильными, так как спонтанный переход с них в основное $^2S_{1/2}$ -состояние запрещен*. Уровни $^2P_{3/2}$ и $^2P_{1/2}$ — ближайшие к основному, с которых разрешен резонансный переход в основное состояние.

* В соответствии с правилами отбора по орбитальному квантовому числу L в дипольном приближении возможны лишь переходы, для которых $\Delta L = \pm 1$, а переход с $D (L = 2)$ в $S (L = 0)$ состояние означал бы изменение L на две единицы.

Таблица 8.1

Атом, ион	Переход	λ , нм	$\eta_{\text{пр}}$, %	T, °C
TII	$1^2S_{1/2} \rightarrow 6^2P_{3/2}$	535,0	47	800
CuI	$4p^2P_{3/2}^0 \rightarrow 4s^2D_{3/2}$	510,5	38	1500
	$4p^2P_{1/2}^0 \rightarrow 4s^2D_{3/2}$	578,2	38	
PbI	$6p^27s^3P_1^0 \rightarrow 6p^2D_2$	722,9	24	1000
MnI	$9^6P_{5/2}^0 \rightarrow 6D_{7/2}$	542,0	30	1200
BaI	$6p^1P_1^0 \rightarrow 5d^1D_0$	1499,9	26	720
AuI	$6p^2P_{1/2}^0 \rightarrow 6s^2D_{3/2}$	627,8	29	1570
CaII	$4pP_{1/2}^0 \rightarrow 4d^2D_{3/2}$	866,2	31	7000
BaII	$6p^{20}P_{3/2} \rightarrow 5d^2D_{5/2}$	614,2	44	700

T — температура плавления металла;

λ — длина волны генерируемого излучения

Генерация осуществляется на переходах $^2P_{3/2} \rightarrow ^2D_{3/2}$ с $\lambda = 510,6$ нм (зеленая линия) и $^2P_{1/2} \rightarrow ^2D_{3/2}$ с $\lambda = 578,2$ нм (желтая линия). Наибольшая мощность генерации достигается на зеленой линии. Время жизни верхних уровней $^2P_{3/2}$ и $^2P_{1/2}$ довольно велико и соответственно равно 770 и 370 нс, что объясняется пленением резонансного излучения (спонтанно излученные кванты резонансного излучения поглощаются атомами меди, находящимися в основном состоянии, и возвращают атом в возбужденные состояния $^2P_{3/2}$ и $^2P_{1/2}$). Большое значение времени релаксации резонансных уровней существенно облегчает создание источников питания, так как при этом требования к переднему фронту импульсов накачки оказываются не слишком жесткими. Для обеспечения инверсии в лазере на парах меди достаточно иметь импульсы разрядного тока накачки с длительностью фронта всего в несколько десятков наносекунд.

Как показывают исследования, сечения возбуждения σ , характеризующие вероятность заселения уровней электронными соударениями, для $^2P_{3/2}$ -состояния составляют $9,7 \cdot 10^{-16}$ см², для $^2P_{1/2}$ -со-

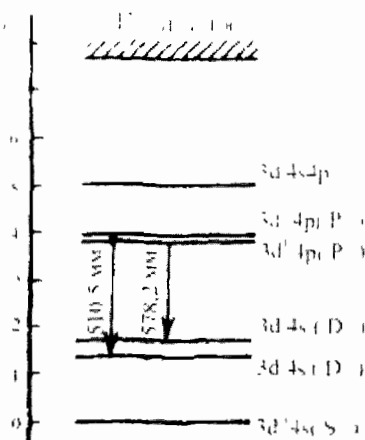


Рис. 8.1. Упрощенная схема нижних энергетических состояний атомов меди

ние их при данной температуре оказывается довольно существенным — около $5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$.

Лазер на парах меди (рис. 8.2) состоит из трех основных частей: открытого резонатора, образованного зеркалами 31 и 32, газоразрядной камеры (трубки) с помещенными внутрь нее кусочками меди и источника питания (накачки).

Газоразрядная камера выполняется обычно из двух трубок разных диаметров, вставленных коаксиально одна в другую. Внутренняя (рабочая) трубка 1 (диаметром 5–30 мм, длиной от 10–15 см до 1 метра) изготавливается из материала (обычно тугоплавкой керамики), выдерживающего высокую температуру ($\sim 1500^\circ\text{C}$). В трубку помещают металл (медь), который нагревается электрическим током, пропускаемым через проволочную спираль 2 из тугоплавкого провода (нихрома), намотанную на внутреннюю трубку.

Для теплоизоляции пространство между спиралью и внешней трубкой заполняют материалом с малой теплопроводностью (двуокись циркония, окись алюминия, каолиновая вата). У концов внутренней трубки устанавливают кольцевые цилиндрические электроды 3, к которым подводят импульсы напряжения питания, обеспечивающие продольный (осиальный) разряд. Торцы внешней трубки, длина которой превышает внутреннюю, закрывают вакуумно-уплотненными плоскопараллельными оптическими окна-

стояния — $4,5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$, т. е. весьма большие значения. Поэтому резонансные уровни $^2P_{3/2}$ и $^2P_{1/2}$ атомов меди весьма эффективно заселяются посредством электронного удара.

Для получения достаточной плотности атомов меди необходимо нагревать активный элемент лазера до температуры, близкой к 1500°C , при этом давление паров меди составляет 0,4 торр и плотность атомов $2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Благодаря тому, что метастабильные уровни $^2D_{5/2}$ и $^2D_{3/2}$ отстоят от основного всего на 1,5 эВ, тепловое заселе-

ние их при данной температуре оказывается довольно существен-

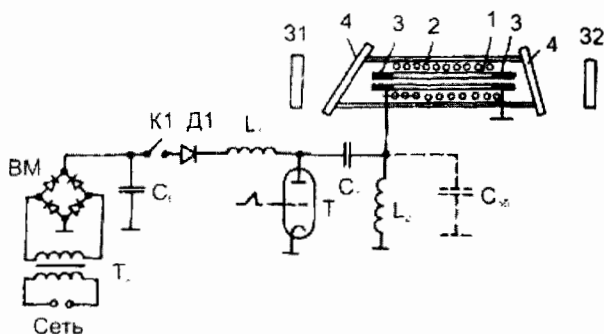


Рис. 8.2. Устройство лазера на парах меди

ми 4, так что они находятся от концов внутренней (горячей) трубки и электродов на расстоянии 10 см и более. Для обеспечения разряда в рабочую камеру вводят буферный газ (обычно инертный — гелий, неон) с давлением (десятки — сотни торр), намного превышающим давление паров металла (единицы торр). Буферный газ, кроме того, затрудняет вылет паров меди из нагретой зоны и предохраняет оптические окна от запыления. Часто, особенно в серийно выпускаемых лазерах, нагревательную спираль разрядной камеры в конструкции не предусматривают, а внутреннюю трубку с металлом до нужной температуры разогревают за счет тепла, выделяющегося в разряде, т. е. используют так называемый метод саморазогрева (этот метод был впервые реализован А.А. Исаевым и Г.Г. Петрашем). Исключение нагревательной спирали упрощает конструкцию и повышает практический КПД лазера.

Одним из важных вопросов, которые приходится решать при создании лазеров на парах металлов, является разработка источника питания для них. Он должен обеспечивать импульсы напряжения в несколько десятков киловольт, ток с амплитудой в несколько сотен ампер с фронтом нарастания порядка десятков наносекунд. Для лазеров с саморазогревом рабочего металла источник должен иметь среднюю мощность порядка киловатта и более (в зависимости от диаметра и длины рабочей трубки).

В настоящее время источники питания лазеров на парах меди чаще всего строятся на основе заряда конденсатора от высоковольтного выпрямителя и быстрого разряда его через лазерную трубку. В качестве коммутатора, обеспечивающего разряд конденсатора, ис-

пользуют обычно тиратроны или тиристоры. На рис. 8.2 представлена одна из схем такого источника. Высоковольтный выпрямитель состоит из силового повышающего трансформатора T_p , выпрямительного моста ВМ и накопительного конденсатора C_0 . При замыкании ключа К1 через дроссели L_1 , L_2 и высоковольтный диод Д1 происходит резонансный заряд рабочего конденсатора C_1 до удвоенного напряжения $2u_0$ накопительного конденсатора выпрямителя. Напряжение $2u_0$ на конденсаторе C_1 сохраняется до момента запуска тиратрона T , после чего происходит быстрый разряд конденсатора C_1 на газоразрядную трубку лазера. Затем снова следует резонансный заряд конденсатора C_1 , и процесс повторяется.

Суммарная индуктивность $L = L_1 + L_2$ должна удовлетворять условию $\pi\sqrt{LC_1} \leq T$, где T – период следования импульсов генерации. Величину индуктивности дросселя L_2 , обеспечивающего заряд конденсатора в отсутствие пробоя лазерной трубки, обычно выбирают значительно меньше L_1 ($L_2 < L_1/10$).

При создании источника питания особое внимание уделяют конструкции разрядной цепи рабочего конденсатора на лазерную трубку. Для получения минимального фронта импульса тока накачки необходимо обеспечить как можно меньшую индуктивность разрядного контура конденсатора C_1 на трубку. Для этого токоведущие цепи разрядного контура совместно с разрядной трубкой изготавливают в коаксиальном исполнении, либо проводники в контуре разряда выполняют в виде лент и как можно меньшей длины, применяют конденсатор C_1 малоиндуктивного типа или вместо конденсатора используют отрезки формирующей длинной линии.

Для уменьшения фронта импульса тока накачки часто параллельно лазерной трубке включают так называемый обостряющий конденсатор (на рис. 8.2 изображен пунктиром). Его присоединяют непосредственно к выводам разрядной трубки. При запуске тиратрона рабочий конденсатор C_1 разряжается на обостряющий конденсатор $C_{об}$. Когда напряжение на нем достигнет пробойного значения рабочей трубки, $C_{об}$ быстро разрядится на нее. Поскольку обостряющий конденсатор присоединяется непосредственно к электродам рабочей трубки, индуктивность его разрядной цепи оказывается крайне малой, и фронт импульса разрядного тока становится меньше, чем в случае разряда рабочего конденсатора на трубку в отсутствие $C_{об}$.



В мощных лазерах рабочие трубки по необходимости должны иметь разрядные промежутки большой длины (более 50 см). При этом сам разрядный канал становится определяющей индуктивностью разрядного контура, величина которой оказывается столь значительной, что не удастся обеспечить необходимую длительность фронта нарастания тока накачки (не более 50 нс). Увеличивать диаметр рабочей трубки для уменьшения индуктивности разрядного канала и возрастания объема активной среды (мощности генерации) не позволяет контрагирование (шнурование) разряда. Избежать этого удастся путем использования поперечного разряда. В разрядной камере протяженные электроды располагают параллельно оптической оси резонатора. Под действием приложенного к электродам напряжения происходит пробой разрядного промежутка, и ток разряда идет перпендикулярно оптической оси. В такой конструкции разрядной камеры имеется возможность значительного развития электродов в направлении, перпендикулярном току разряда, что позволяет существенно увеличить объем активной среды и уменьшить индуктивность разрядного промежутка.

Недостаток лазеров с камерами поперечного разряда состоит в том, что они требуют источников питания с очень большим током (единицы – десятки килоампер), создать которые весьма сложно.

Мощность генерации лазера зависит от давления паров меди и буферного газа, амплитуды разрядного тока и скорости его нарастания, частоты следования импульсов накачки размеров газоразрядной трубки и т. д.

В качестве буферного газа чаще всего используют неон или гелий. Мощность генерации $P_{ген}$ при заданной амплитуде напряжения питания и частоте следования импульсов накачки с увеличением давления $P_{бг}$ буферного газа от малых значений (долей торр) вначале резко растет, а затем плавно уменьшается (рис. 8.3). Рост мощности генерации с повышением давления объясняется увеличением разрядного тока, и, следовательно, концентрации электронов в плазме, что ведет к росту инверсии населенностей благодаря преимущественному заселению резонансных уровней электронными соударениями. Однако при больших давлениях буферного газа длина свободного пробега электронов снижается настолько, что многие из них не успевают ускориться в электрическом поле и приобрести необходимую энергию для возбуждения атомов меди в верхнее лазерное состояние,

но достаточную для заселения нижнего (метастабильного) уровня. Это ведет к снижению инверсии населенностей и, следовательно, мощности генерации.

Оптимальное давление буферного газа $P_{\text{бр опт}}$, при котором обеспечивается максимальная мощность, как показывает эксперимент, обычно составляет 10–20 торр для He, 10–25 торр для Ne. Уменьшение мощности с ростом давления происходит сравнительно медленно. Так, при давлении неона 200–300 торр мощность генерации падает на 25–30% от максимальной. Увеличение давления буферного газа благоприятно сказывается на снижении скорости запыления оптических окон лазерной трубки. Диффузионный поток паров меди, а также продуктов эрозии разрядного канала, выходящих в направлении оптических окон, рассеивается на частицах буферного газа, его плотность на поверхности окон становится тем меньше, чем больше плотность буферного газа. Поэтому в серийно выпускаемых отпаянных разрядных трубках для лазеров на парах меди давление буферного газа устанавливают в 200–300 торр. Срок службы таких трубок составляет 1000 часов и более.

На рис. 8.3 пунктиром показана типичная зависимость выходной мощности $P_{\text{ген}}$ лазера на парах меди от температуры T рабочей трубки при неизменных параметрах импульса тока возбуждения. При низких температурах давление паров меди оказывается низким, концентрация атомов меди мала и мощность генерации незначительна. При высоких температурах концентрация атомов меди велика, однако в этом случае становится существенным тепловое заселение нижнего метастабильного лазерного уровня, что уменьшает инверсию населенностей. Кроме того, при увеличении концентрации атомов меди с ростом температуры снижается средняя энергия электронов в плазме, что ведет к уменьшению эффективности возбуждения верхних лазерных уровней.

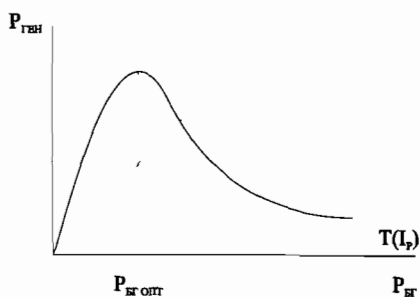


Рис. 8.3. Зависимость выходной мощности лазера на парах меди от давления буферного газа

Зависимость мощности генерации от амплитуды тока разряда I_p аналогична приведенной на рис. 8.3. С ростом

амплитуды тока увеличиваются плотность электронов в разряде и их скорость, что ведет к возрастанию заселенности верхнего (резонансного) лазерного уровня, а значит, к увеличению инверсии населенностей и мощности генерации. При слишком больших токах плотность электронов, их энергия (электронная температура) становятся такими, что сильно возрастают потери на ионизацию и возбуждение высоколежащих уровней атомов меди. Максимум мощности генерации соответствует оптимальным условиям, когда средняя энергия электронов составляет 5–7 эВ, а их плотность 10^{13} см^{-3} .

Большой практический интерес представляют сведения о средней мощности генерации в зависимости от частоты F следования питающих импульсов. На рис. 8.4 представлена такая зависимость, снятая при неизменном напряжении питания лазера. Пунктиром показана энергия в импульсе излучения в функции от частоты повторения питающих импульсов. Как видно, энергия в импульсе генерации падает с ростом частоты. Последнее объясняется повышением концентрации атомов меди, находящихся в метастабильном состоянии к началу очередного импульса накачки, с увеличением частоты повторения, что снижает инверсию населенностей и, как следствие, энергию генерации.

Зависимость мощности от частоты импульсов генерации имеет характерный максимум (см. рис. 8.4). Наличие его является следствием того, что средняя мощность генерации равна произведению частоты на энергию в импульсе, которая уменьшается с ростом частоты. Падение мощности генерации при высоких частотах происходит также из-за перегрева* активной среды (см. рис. 8.3). Оптимальная частота, на которой достигается максимум мощности генерации, зави-

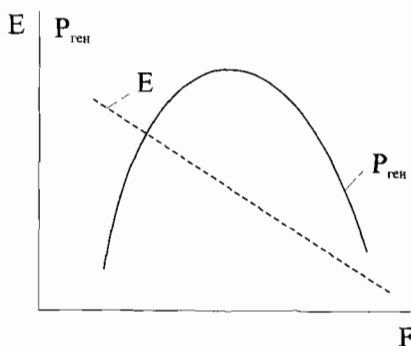


Рис. 8.4. Зависимость выходной мощности лазера на парах меди от частоты следования импульсов накачки

зависит от частоты повторения импульсов накачки. При постоянном напряжении источника питания с ростом частоты увеличивается мощность, передаваемая в разряд, и в режиме саморазогрева температура рабочей среды возрастает.

* При постоянном напряжении источника питания с ростом частоты увеличивается мощность, передаваемая в разряд, и в режиме саморазогрева температура рабочей среды возрастает.

сит от рабочей емкости, напряжения питания, а также рода и давления буферного газа и особенно от диаметра газоразрядной трубки, оказывающих значительное влияние на релаксацию заселенности метастабильного уровня. При релаксации атомов с нижнего лазерного (метастабильного) уровня существенную роль играют соударения атомов со стенками (особенно в разрядных трубках малого диаметра ≤ 10 мм и при малом давлении буферного газа в несколько торр). Оптимальная частота импульсов генерации составляет 3–15 кГц и тем выше, чем меньше диаметр разрядной трубки. Максимальная частота импульсов накачки, на которой еще возможна генерация в лазерах на парах меди, составляет ≈ 230 кГц.

При оптимальных условиях генерации для лазеров с длиной разрядной трубки ~ 1 м и диаметром 15–20 мм средняя мощность, или просто мощность генерации, 40–50 Вт, при этом пиковая мощность генерации достигает 200–250 кВт.

Коэффициент полезного действия лазеров на парах меди составляет $\approx 1\%$. Однако он принципиально может быть повышен, поскольку практически во всех реализованных лазерах длительность импульсов накачки (обычно 50 нс и более) значительно превышает длительность импульсов генерации (5–20 нс). Поэтому часть энергии источника питания тратится бесполезно. Для повышения КПД необходимо решить задачу создания источников питания, длительность тока накачки от которых соответствовала бы длительности импульсов генерации.

Отличительной особенностью лазеров на парах меди является чрезвычайно высокий коэффициент усиления активной среды, который может достигать значений 60 дБ/м и более в зависимости от накачки. При столь большом коэффициенте усиления активной среды лазер может работать без зеркал в режиме сверхсветимости. Чаще всего в резонаторе лазеров на парах меди используют одно глухое зеркало (с коэффициентом отражения $\approx 100\%$), а вместо выходного зеркала ставят плоскопараллельную пластину из кварцевого стекла, суммарный коэффициент отражения от двух противоположных параллельных граней которой составляет примерно 8%.

Расходимость выходного пучка (т. е. ширина диаграммы направленности выходного излучения) для лазерного излучателя с диаметром разрядной трубки 20 мм при использовании резонатора с плоскими зеркалами составляет несколько единиц миллирадиан,

что существенно выше дифракционной расходимости, соответствующей генерации основного поперечного типа колебаний. Уменьшить расходимость выходного пучка до величины, близкой к дифракционной, примерно равной λ/D (D – диаметр разрядной трубки; λ – длина волны излучения), удастся путем использования в лазере неустойчивого резонатора телескопического типа.

Как уже отмечалось, в лазерах на парах меди генерация может осуществляться на двух линиях: зеленой – $\lambda = 510,6$ нм (переход ${}^2P_{3/2} \rightarrow {}^2D_{5/2}$) и желтой – $\lambda = 578,2$ нм (переход ${}^2P_{1/2} \rightarrow {}^2D_{3/2}$).

С ростом накачки сначала возникает генерация на зеленой линии, а затем на желтой. Преимущественно генерация идет на зеленой линии. Максимум генерации на указанных линиях соответствует разным значениям мощности накачки. Причем оптимальная мощность накачки, при которой достигается наибольшая выходная мощность для генерации на зеленой линии, соответствует меньшим значениям, чем для желтой линии. Последнее связано, по-видимому, с тем, что тепловое заселение нижнего рабочего уровня ${}^2D_{5/2}$ на переходе ${}^2P_{3/2} \rightarrow {}^2D_{5/2}$ становится значительным при меньших температурах (меньшей накачке) рабочей среды, чем на переходе ${}^2P_{1/2} \rightarrow {}^2D_{3/2}$, так как состояние ${}^2D_{5/2}$ лежит ниже состояния ${}^2D_{3/2}$. При этом ширина спектра излучения на генерируемых линиях составляет ~ 5 ГГц.

8.2. Лазеры на электронных переходах двухатомных молекул. Азотный лазер

Режим самоограниченной генерации возникает не только тогда, когда нижний рабочий уровень является метастабильным, как в рассмотренных выше лазерах на парах металлов. Он возможен, очевидно, во всех случаях, когда нижний рабочий уровень имеет большее время жизни, чем верхний. В таком режиме работают лазеры на электронно-колебательных переходах ряда молекул N_2 , H_2 , D_2 , CO и др. В качестве примера рассмотрим лазер на молекулах азота, серийно выпускаемый нашей промышленностью.

Прежде чем обсуждать механизм создания инверсии населенностей в рабочей среде азотного лазера, ознакомимся с системой электронных энергетических уровней молекулы N_2 (рис. 8.5), имеющих отношение к работе азотного лазера.

Электронная энергия молекул является функцией расстояния между ядрами, входящими в молекулу. На рис. 8.5 использованы общепринятые символические обозначения электронных уровней двухатомных молекул. Классификация электронных состояний двухатомных молекул производится по значениям числа Λ , определяющего абсолютную величину проекции полного орбитального момента электронной оболочки на ось симметрии молекулы. По аналогии с обозначениями S, P, D, F, G атомных систем с $L = 0, 1, 2, 3, 4$ молекулярные состояния с $\Lambda = 0, 1, 2, 3, 4$ принято обозначать прописными греческими буквами $\Sigma, \Pi, \Delta, \Psi, \Gamma$. Электронная оболочка молекулы, как и атома, характеризуется определенным значением спинового квантового числа s . Подобно атому мультиплетность состояния $\alpha = 2S + 1$ указывается индексом слева вверху от символа. Например, состояние с $\Lambda = 0$ и $S = 1/2$ обозначают ${}^1\Sigma$ с $\Lambda = 1$ и $S = 1$ — как ${}^3\Pi$ и т. п. Справа сверху и снизу от символов Σ, Π вводятся индексы «+», «-», и g, u , характеризующие свойства волновых функций соответствующих электронных состояний, связанные с наличием у двухатомной молекулы плоскости и центра симметрии.

Наконец, для характеристики положения электронного состояния по энергетической шкале принято вводить перед символом состояния буквы x, a, b, c для синглетных и A, B, C — для триплетных состояний. Наименьшую энергию из синглетных уровней имеет основной $x_1^1\Sigma_g^+$, следующий по энергии синглетный уровень $a^1\Pi_g$. Из триплетных состояний меньшей энергией обладает уровень $A^3\Sigma_u^+$, выше него расположен триплетный уровень $B^3\Pi_g$, затем $C^3\Pi_u$ и т. д.

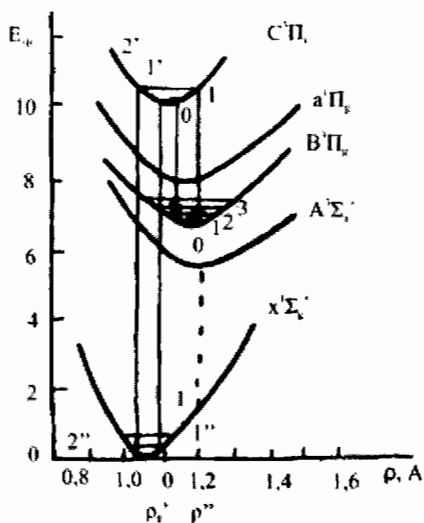


Рис. 8.5. Схема энергетических уровней молекулы азота

Как видно из рис. 8.5, энергия электронных состояний при некоторых значениях расстояний (ρ'_0, ρ''_0 и т. д.) между ядрами имеет минимальную величину. Значения ρ'_0, ρ''_0 и т. д. соответствуют положениям равновесия

ядер. Относительно равновесного положения в молекуле происходит колебательное движение ядер. Энергия колебательного движения ядер E_v определяется известной формулой: $E_v = hv(v+1/2)$, где v — частота колебаний ядер, определяемая упругими свойствами молекул; v — колебательное квантовое число, принимающее значения 0, 1, 2, ... Энергия электронно-колебательного состояния равна сумме электронной и колебательной энергии ядер.

На рис. 8.5 для каждого электронного состояния тонкими горизонтальными линиями нанесены колебательные уровни, соответствующие данным значениям числа v . В системе электронно-колебательных состояний возможные переходы определяются следующими правилами: $\Delta l = 0, \pm 1$, $+\leftrightarrow +$; $-\leftrightarrow -$; $g \leftrightarrow u$; $\Delta S = 0$, т. е. в дипольном приближении разрешены переходы между состояниями ${}^1\Sigma_g^+ \leftrightarrow {}^1\Sigma_u^+$, ${}^3\Pi_g^+ \leftrightarrow {}^3\Pi_u^+$, ${}^3\Pi_g^+ \leftrightarrow {}^3\Sigma_u^+$ и т. д.

При переходах между электронными состояниями на изменение колебательного квантового числа v не налагаются какие-либо правила отбора, т. е. можно комбинировать колебательные уровни с любой разностью колебательных чисел. Вместе с тем эти переходы регламентируются так называемым принципом Франка—Кондона, суть которого состоит в следующем. Электронный переход связан с перестройкой электронной оболочки и происходит очень быстро по сравнению с движением ядер. За время перехода молекул из одного электронного состояния в другое не успевают измениться ни относительное положение, ни скорости атомных ядер молекулы. Принцип Франка—Кондона разрешает переходы из одного электронного состояния в другое только при одном и том же расстоянии ρ между ядрами и их скорости, равной нулю. Таким образом, согласно принципу Франка—Кондона переходы между электронными состояниями могут происходить в основном только по вертикальным линиям, связывающим так называемые поворотные точки (см. точки 1', 1'', 2', 2'' и т. д. на рис. 8.6) энергетических кривых комбинируемых электронных состояний.

На рис. 8.6 для примера тонкими линиями со стрелками показаны излучательные переходы, допускаемые принципом Франка—Кондона с колебательного уровня v' верхнего электронного состояния на колебательные уровни с v'_1 , v'_2 нижнего электронного состояния.

Генерация в азотных лазерах осуществляется на двух электронных переходах: либо между состояниями $B^3\Pi_g^+ \leftrightarrow A^3\Sigma_u^+$ (так называемые

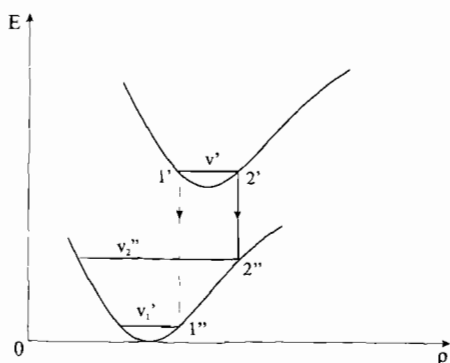


Рис. 8.6. Пояснение принципа Франка-Кондона

мая первая положительная система полос, длина волны $\lambda = 1,05$ мкм), либо между состояниями $C^3\Pi_u^+ \leftrightarrow B^3\Pi_g^+$ (вторая положительная система, $\lambda = 337$ нм).

Время жизни молекул в состояниях $C^3\Pi_u$, $B^3\Pi_g$ и $A^3\Sigma_u^+$ соответственно составляет $4 \cdot 10^{-8}$ с, $9 \cdot 10^{-6}$ с и 2 с*. Отсюда видно, что нижние состояния вышеуказанных рабочих переходов имеют

большее время жизни, чем верхние. Поэтому генерация в азотном лазере имеет самоограниченный характер.

Наибольшую практическую ценность представляет генерация в ультрафиолетовой области спектра ($\lambda = 337$ нм), т. е. на переходе $C^3\Pi_u^+ \leftrightarrow B^3\Pi_g^+$. Поэтому ограничимся рассмотрением механизма создания инверсии лишь для генерации на полосах второй положительной системы. Образование инверсии населенностей осуществляется импульсным разрядом в азоте за интервал Δt , меньший времени жизни τ молекул азота в верхнем лазерном состоянии $C^3\Pi_u$, т. е. $\Delta t < 4 \cdot 10^{-8} = 40$ нс. Заселение верхнего лазерного состояния происходит прямым электронным ударом из основного состояния $x^1\Sigma_g^+$ молекулы азота. Перед началом импульса возбуждения практически все молекулы азота находятся на нижнем колебательном уровне $v = 0$ основного состояния $x^1\Sigma_g^+$. Как видно из рис. 8.5, поворотные точки $1'$ и $2'$, а также $1''$ и $2''$ колебательного уровня $v = 0$ состояния $x^1\Sigma_g^+$ и уровней $v = 0, v = 1$ состояния $C^3\Pi_u$ соответствуют почти равным межъядерным расстояниям, т. е. находятся на одних и тех же вертикальных линиях. Поэтому при электронном возбуждении, в соответствии с принципом Франка-Кондона, происходит эффективная перекачка молекул N_2 из состояния $x^1\Sigma_g^+, v = 0$ в состояния $C^3\Pi_u, v = 0$

* Столь большое время жизни связано с тем, что состояние $A^3\Sigma_u^+$ метастабильно. Излучательный переход с состояния $A^3\Sigma_u^+$ в основное $x^1\Sigma_g^+$ запрещен, поскольку при этом изменение ΔS было бы равно единице, а не нулю, как того требуют правила отбора.

и $v = 1$. Электронными столкновениями также заселяются уровни с $v = 2$ и $v = 3$ нижнего состояния $B^3\Pi_g$, а уровни с $v = 0$ и $v = 1$ этого состояния, согласно принципу Франка–Кондона, практически не заселяются, так как их «поворотные точки» соответствуют большим межъядерным расстояниям, чем межъядерные расстояния поворотных точек уровня $v = 0$ состояния $x^1\Sigma_g^+$.

В результате указанных процессов возникает инверсия населенностей на трех полосах $0-0$ ($\lambda = 337,1$ нм), $0-1$ ($\lambda = 357,7$ нм) и $1-0^*$ ($\lambda = 315,9$ нм) электронного перехода $C^3\Pi_u^+ \leftrightarrow B^3\Pi_g^+$. Наибольшая инверсия имеет место на полосе $0-0$, наименьшая – на полосе $1-0$. На рис. 8.5 вертикальными стрелками из правых «поворотных точек» колебательных уровней с $v = 0$ и $v = 1$ электронного состояния $C^3\Pi_u$ условно показаны генерационные переходы $0 \rightarrow 0$, $0 \rightarrow 1$, $1 \rightarrow 0$.

В азотных лазерах, так же как в рассмотренных ранее лазерах на парах металлов, используют две схемы возбуждения с продольным и поперечным электрическим разрядом.

В нашей стране в настоящее время серийно выпускаются в основном лазеры с продольной схемой возбуждения. Разрядные трубки, изготавливаемые из стекла или керамики, наполняются азотом до достижения давления в несколько десятков торр. Диаметр разрядного канала составляет несколько миллиметров. В лазерах используются внутренние либо внешние зеркала. В первом случае зеркала резонатора устанавливаются на концах разрядной трубки. Одно из них выполняют полностью непрозрачным, глухим, обычно с алюминиевым покрытием, в качестве другого (выходного) зеркала используют плоскопараллельную пластину из кварцевого стекла (или кристаллического кварца). Во втором случае торцы разрядной трубки закрывают плоскопараллельными оптическими окнами также из плавленого или кристаллического кварца, прозрачного для ультрафиолетового излучения, с $\lambda = 337$ нм. В конструкции предусматривают воздушное или жидкостное охлаждение рабочей разрядной трубки. Вблизи от концов трубки вводятся металлические электроды, к которым подводятся импульсы напряжения питания, обес-

* Первая цифра в обозначении полос указывает колебательное квантовое число v' верхнего рабочего уровня электронного состояния v'' , вторая – квантовое число $C^3\Pi_u^+$ нижнего рабочего уровня электронного состояния $B^3\Pi_g^+$.

печивающие продольный разряд. Амплитуда импульсов составляет 20–30 кВ при длине разрядного промежутка $\sim 0,5$ м.

Поскольку время жизни верхнего лазерного состояния S^3P_u составляет примерно 40 нс, то для образования инверсии населенности фронт импульса тока накачки должен быть достаточно коротким (10 нс и менее). В связи с этим все, что говорилось о создании источников питания для лазеров на парах меди, в еще большей мере справедливо для азотных лазеров.

Азотные лазеры с продольной накачкой обеспечивают генерацию со следующими параметрами: длительность импульсов излучения 4–10 нс, импульсная мощность – до сотен киловатт (удельная мощность излучения 100 кВт с кубического сантиметра активной среды), средняя мощность – до 0,5 Вт при частоте повторения импульсов генерации ~ 100 Гц. КПД лазера составляет десятые–сотые доли процента. С повышением частоты повторения импульсов средняя мощность падает (рис. 8.7). Снижение мощности с увеличением частоты объясняется ростом колебательной температуры в активной среде, что ведет к заселению колебательных уровней с $v = 1, 2, 3, \dots$ основного состояния в $x^1\Sigma_g^+$. Из состояния $x^1\Sigma_g^+$ ($v = 1, 2$) электронными соударениями эффективно заселяется нижний лазерный уровень состояния B^3P_g $v = 0$, и инверсия населенностей на рабочем переходе падает. Уменьшение инверсии с ростом частоты также связано со снижением концентра-

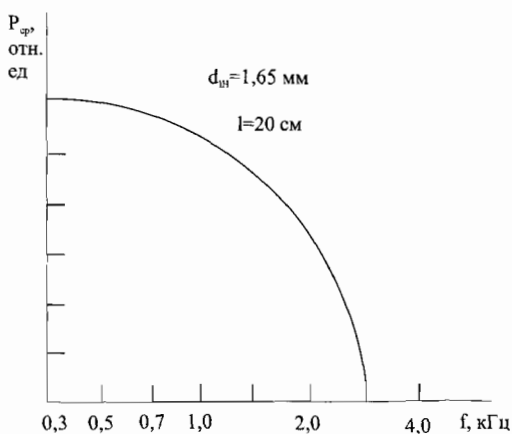


Рис. 8.7. Зависимость выходной мощности N_2 -лазера от частоты следования импульсов накачки

ции молекул азота в основном состоянии $x^1\Sigma_g^+$ $v = 0$ из-за увеличения концентрации их в метастабильном электронном состоянии B^3P_g и состояниях $x^1\Sigma_g^+$ ($v = 1, 2, \dots$).

Лучшие электрические характеристики (пиковая мощность 1 МВт при длительности импульса $\tau_{\text{и}} \approx 5$ нс) азотных лазеров обеспечиваются при использовании поперечного электрического разряда.

Генерация в азотном лазере происходит главным образом на полосе 0–0 с $\lambda = 337,1$ нм. Спектр излучения имеет линейчатый характер, связанный с наличием у каждого электронно-колебательного состояния молекулы набора вращательных энергетических подуровней. Инверсия населенностей на переходе $C^3\Pi_u (v=0) - B^3\Pi_g (v=0)$ образуется для большого числа тесно расположенных вращательных подуровней электронно-колебательных состояний. Поэтому генерация может наблюдаться на многих вращательно-колебательных электронных линиях R , P и Q -ветвей* полосы 0–0. Более благоприятные условия для генерации осуществляются на линиях P -ветви. Преимущественно генерация идет на линиях с $J = 8 \dots 9$.

* R -ветвь соответствует переходу $\Delta = J' - J'' = +1$, Q -ветвь — $\Delta = J' - J'' = 0$ и P -ветвь — $\Delta = J' - J'' = -1$ (J — вращательное квантовое число).

ГЛАВА 9

ЖИДКОСТНЫЕ ЛАЗЕРЫ. ЛАЗЕРЫ НА РАСТВОРАХ ОРГАНИЧЕСКИХ КРАСИТЕЛЕЙ

В жидкостных лазерах в качестве активной среды используют растворы металлоорганических соединений (хеллатов), соединений редкоземельных элементов в неорганических жидкостях, органических красителей. В основном жидкостные лазеры выполняются на основе растворов органических красителей. Такие лазеры кратко называют лазерами на органических красителях, или лазерами на красителях.

Красители представляют собой сложные органические соединения, как правило, обладающие интенсивной окраской (сильным широкополосным поглощением в видимой и ультрафиолетовой областях спектра). Их молекулы обычно состоят из бензольных (C_6H_6), пиридиновых (C_5H_5N), азотных ($C_4H_4N_2$) и других колец, содержат радикалы CH_3 , C_2H_5 , насыщенные хромоформные группы типа $-NO_2$, $-N=N-$, $=CO$, отвечающие за поглощение и окраску красителя.

Для иллюстрации на рис. 9.1 приведена структурная формула широко используемого в лазерах на красителях родамина 6G (ксантоновый краситель).

В лазерах применяются растворы красителей в органических жидкостях (метилловый спирт, бензол, толуол и т. д.) и воде. Спектральные люминесцентные свойства растворов красителей зависят от химической структуры красителя и его взаимодействия с растворителем.

В противоположность атомам и простым молекулам газовых и примесных рабочих ионов твердотельных лазеров для молекул лазеров на органических красителях, состоящих из многих (30 и более) атомов, невозможно изобразить точную схему энергетических уровней. Для описания красителей используют предельно упрощенную систему уровней, отражающую принципиальную

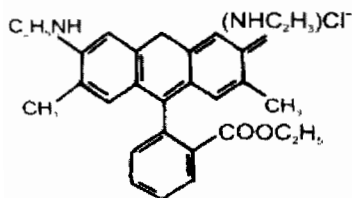


Рис. 9.1. Структурная формула родамина 6G

ГЛАВА 8

ГАЗОРАЗРЯДНЫЕ ЛАЗЕРЫ НА САМООГРАНИЧЕННЫХ ПЕРЕХОДАХ

8.1. Лазеры на парах металлов. Лазеры на атомах меди

В качестве рабочих частиц в лазерах на самоограниченных переходах используют атомы, молекулы, ионы. Верхним рабочим уровнем в таких лазерах обычно является первый резонансный* уровень активных частиц. Поэтому нижним лазерным уровнем в атомных системах может быть только метастабильный**, расположенный между основным и резонансным уровнями.

Как показывают исследования, при газовом разряде под действием электронных соударений вероятность заселения имеет наибольшее значение для первого резонансного уровня. С другой стороны, вероятность заселения электронными соударениями метастабильных состояний значительно меньше, чем резонансных уровней.

При осуществлении импульсного разряда в первый момент импульса метастабильный уровень не заселяется, в то время как вышележащий резонансный уровень активно заселяется электронами. Поэтому в начальный момент импульса возбуждения эффективно образуется инверсия населенностей в системе рабочих частиц. При превышении инверсной заселенности порогового значения в лазере возникает генерация, излучение которой переводит частицы с верхнего (резонансного) на нижний (метастабильный) уровень. Накопление частиц на метастабильном уровне приводит к исчезновению инверсии и прекращению генерации. Таким образом, в лазерах на переходах, в которых нижний уровень является метастабильным,

* Первым резонансным уровнем называют ближайший к основному, переход с которого в основное состояние разрешен правилами отбора.

** Метастабильный уровень — это уровень, с которого правилами отбора запрещены спонтанные переходы.

генерация носит импульсный характер и ее называют самоограниченной, или генерацией на самоограниченных переходах.

Девозбуждение нижнего уровня в таких лазерах осуществляется в промежутке между последующими импульсами. Частота повторения импульсов генерации не может превышать величины, обратной времени жизни частиц на нижнем уровне.

Важной особенностью использования переходов с резонансного на метастабильный уровень является возможность создания лазеров с высоким КПД.

КПД импульсного лазера определяется формулой

$$\eta = f \frac{h\nu g_n}{E_n (g_n + g_u)} = f \eta_{\text{пр}}; \quad \eta_{\text{пр}} = \frac{h\nu g_n}{E_n (g_n + g_u)},$$

где $h\nu$ – энергия кванта лазерного излучения; E_n – энергия верхнего рабочего уровня; f – коэффициент, учитывающий эффективность накачки и обозначающий ту долю вводимой в разряд энергии, которая тратится на возбуждение верхнего рабочего уровня; g_n , g_u – факторы вырождения нижнего и верхнего уровня; $\eta_{\text{пр}}$ – предельный КПД перехода, т. е. КПД, достигаемый в том случае, когда вся энергия разряда тратится на возбуждение верхнего рабочего уровня ($f = 1$). Значение коэффициента f зависит от используемых рабочих частиц, условий разряда и, как показывает эксперимент, для резонансных уровней оно составляет 0,3–0,5.

Множитель $g_n / (g_n + g_u)$ обычно равен 1/3–2/3. Отношение $h\nu / E_n$, показывающее, какая доля энергии верхнего рабочего уровня полезно используется в генерации, для лазеров с реализацией переходов между первым резонансным и метастабильным уровнями может достигать 0,5–0,7. Столь большое значение $h\nu / E_n$ определяется тем, что нижний метастабильный уровень может быть расположен достаточно близко к основному. С учетом приведенных значений параметров $g_n / (g_n + g_u)$, f и $h\nu / E_n$ КПД лазеров на самоограниченных переходах может составлять $\approx 25\%$, что представляется исключительно высокой величиной.

В большинстве непрерывных газоразрядных лазеров опустошение нижнего рабочего уровня обеспечивается радиационным путем. Причем нижний рабочий уровень располагается высоко над основным. Поэтому отношение $h\nu / E_n$ обычно невелико ($< 0,1$). Ис-

пользование высоко расположенных уровней отрицательно сказывается на эффективности создания инверсии. Основная доля энергии разряда тратится на возбуждение самых низких уровней и ионизацию. На возбуждение верхнего уровня идет всего $\approx 1\%$ энергии разряда, т. е. $f = 0,01$. Поэтому КПД таких лазеров обычно составляет $0,1-0,01\%$ (для широко распространенного He-Ne-лазера $\eta \approx 0,1\%$, для аргонового ионного — $\eta \approx 0,01\%$).

Анализ энергетических состояний атомов и ионов элементов Периодической системы Д.И. Менделеева показал, что большие предельные КПД при использовании для генерации перехода с первого резонансного уровня на метастабильный имеют многие атомы и ионы металлов.

В табл. 8.1 приведены данные по некоторым атомам и ионам, имеющим наибольший предельный КПД с генерацией на самоограниченных переходах. Кроме атомов и ионов металлов, указанных в таблице, существует большое число атомов, обладающих «подходящей» структурой уровней, обеспечивающей высокий предельный КПД, например Si (переход $4s^2P_0^1 \rightarrow 3p^{21}D_2$, $\lambda = 298,7$ нм, $\eta_{\text{пр}} = 52\%$, $T = 1480^\circ\text{C}$), Ge (переход $4s^3P_0^1 \rightarrow 4p^{20}D_2$, $\lambda = 326,9$ нм, $\eta_{\text{пр}} = 50\%$, $T = 1590^\circ\text{C}$) и др. Однако у этих элементов метастабильный уровень расположен настолько близко к основному, что при рабочей температуре он оказывается сильно заселенным. Это вызывает большие трудности получения инверсии населенностей. Среди лазеров на самоограниченных переходах наиболее изучены и имеют наилучшие энергетические характеристики лазеры на атомах меди. Лазеры на парах меди серийно выпускаются нашей промышленностью.

Упрощенная схема нижних энергетических состояний атомов меди приведена на рис. 8.1. Состояния $^2D_{5/2}$ и $^2D_{3/2}$ являются метастабильными, так как спонтанный переход с них в основное $^2S_{1/2}$ -состояние запрещен*. Уровни $^2P_{3/2}$ и $^2P_{1/2}$ — ближайшие к основному, с которых разрешен резонансный переход в основное состояние.

* В соответствии с правилами отбора по орбитальному квантовому числу L в дипольном приближении возможны лишь переходы, для которых $\Delta L = \pm 1$, а переход с $D (L = 2)$ в $S (L = 0)$ состояние означал бы изменение L на две единицы.

Таблица 8.1

Атом, ион	Переход	λ , нм	$\eta_{\text{пр}}$, %	T, °C
TII	$1^2S_{1/2} \rightarrow 6^2P_{3/2}$	535,0	47	800
CuI	$4p^2P_{3/2}^0 \rightarrow 4s^2D_{3/2}$	510,5	38	1500
	$4p^2P_{1/2}^0 \rightarrow 4s^2D_{3/2}$	578,2	38	
PbI	$6p^27s^3P_1^0 \rightarrow 6p^2D_2$	722,9	24	1000
MnI	$9^6P_{5/2}^0 \rightarrow 6D_{7/2}$	542,0	30	1200
BaI	$6p^1P_1^0 \rightarrow 5d^1D_0$	1499,9	26	720
AuI	$6p^2P_{1/2}^0 \rightarrow 6s^2D_{3/2}$	627,8	29	1570
CaII	$4pP_{1/2}^0 \rightarrow 4d^2D_{3/2}$	866,2	31	7000
BaII	$6p^{20}P_{3/2} \rightarrow 5d^2D_{5/2}$	614,2	44	700

T — температура плавления металла;

λ — длина волны генерируемого излучения

Генерация осуществляется на переходах $^2P_{3/2} \rightarrow ^2D_{3/2}$ с $\lambda = 510,6$ нм (зеленая линия) и $^2P_{1/2} \rightarrow ^2D_{3/2}$ с $\lambda = 578,2$ нм (желтая линия). Наибольшая мощность генерации достигается на зеленой линии. Время жизни верхних уровней $^2P_{3/2}$ и $^2P_{1/2}$ довольно велико и соответственно равно 770 и 370 нс, что объясняется пленением резонансного излучения (спонтанно излученные кванты резонансного излучения поглощаются атомами меди, находящимися в основном состоянии, и возвращают атом в возбужденные состояния $^2P_{3/2}$ и $^2P_{1/2}$). Большое значение времени релаксации резонансных уровней существенно облегчает создание источников питания, так как при этом требования к переднему фронту импульсов накачки оказываются не слишком жесткими. Для обеспечения инверсии в лазере на парах меди достаточно иметь импульсы разрядного тока накачки с длительностью фронта всего в несколько десятков наносекунд.

Как показывают исследования, сечения возбуждения σ , характеризующие вероятность заселения уровней электронными соударениями, для $^2P_{3/2}$ -состояния составляют $9,7 \cdot 10^{-16}$ см², для $^2P_{1/2}$ -со-

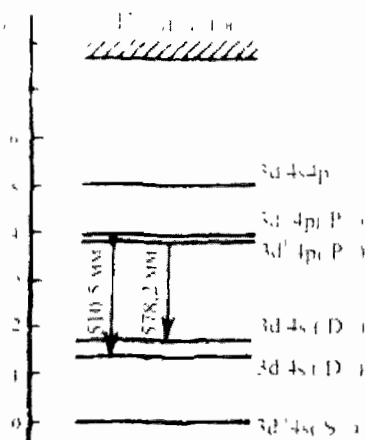


Рис. 8.1. Упрощенная схема нижних энергетических состояний атомов меди

ние их при данной температуре оказывается довольно существенным — около $5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$.

Лазер на парах меди (рис. 8.2) состоит из трех основных частей: открытого резонатора, образованного зеркалами 31 и 32, газоразрядной камеры (трубки) с помещенными внутрь нее кусочками меди и источника питания (накачки).

Газоразрядная камера выполняется обычно из двух трубок разных диаметров, вставленных коаксиально одна в другую. Внутренняя (рабочая) трубка 1 (диаметром 5–30 мм, длиной от 10–15 см до 1 метра) изготавливается из материала (обычно тугоплавкой керамики), выдерживающего высокую температуру ($\sim 1500^\circ\text{C}$). В трубку помещают металл (медь), который нагревается электрическим током, пропускаемым через проволочную спираль 2 из тугоплавкого провода (нихрома), намотанную на внутреннюю трубку.

Для теплоизоляции пространство между спиралью и внешней трубкой заполняют материалом с малой теплопроводностью (двуокись циркония, окись алюминия, каолиновая вата). У концов внутренней трубки устанавливают кольцевые цилиндрические электроды 3, к которым подводят импульсы напряжения питания, обеспечивающие продольный (осиальный) разряд. Торцы внешней трубки, длина которой превышает внутреннюю, закрывают вакуумно-уплотненными плоскопараллельными оптическими окна-

стояния — $4,5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, т. е. весьма большие значения. Поэтому резонансные уровни $^2P_{3,2}$ и $^2P_{1,2}$ атомов меди весьма эффективно заселяются посредством электронного удара.

Для получения достаточной плотности атомов меди необходимо нагревать активный элемент лазера до температуры, близкой к 1500°C , при этом давление паров меди составляет 0,4 торр и плотность атомов $2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Благодаря тому, что метастабильные уровни $^2D_{5,2}$ и $^2D_{3,2}$ отстоят от основного всего на 1,5 эВ, тепловое заселе-

ние их при данной температуре оказывается довольно существен-

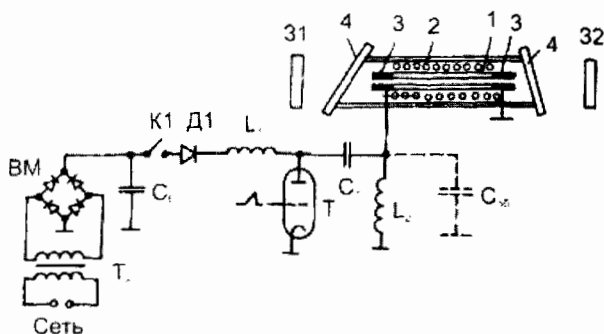


Рис. 8.2. Устройство лазера на парах меди

ми 4, так что они находятся от концов внутренней (горячей) трубки и электродов на расстоянии 10 см и более. Для обеспечения разряда в рабочую камеру вводят буферный газ (обычно инертный — гелий, неон) с давлением (десятки — сотни торр), намного превышающим давление паров металла (единицы торр). Буферный газ, кроме того, затрудняет вылет паров меди из нагретой зоны и предохраняет оптические окна от запыления. Часто, особенно в серийно выпускаемых лазерах, нагревательную спираль разрядной камеры в конструкции не предусматривают, а внутреннюю трубку с металлом до нужной температуры разогревают за счет тепла, выделяющегося в разряде, т. е. используют так называемый метод саморазогрева (этот метод был впервые реализован А.А. Исаевым и Г.Г. Петрашем). Исключение нагревательной спирали упрощает конструкцию и повышает практический КПД лазера.

Одним из важных вопросов, которые приходится решать при создании лазеров на парах металлов, является разработка источника питания для них. Он должен обеспечивать импульсы напряжения в несколько десятков киловольт, ток с амплитудой в несколько сотен ампер с фронтом нарастания порядка десятков наносекунд. Для лазеров с саморазогревом рабочего металла источник должен иметь среднюю мощность порядка киловатта и более (в зависимости от диаметра и длины рабочей трубки).

В настоящее время источники питания лазеров на парах меди чаще всего строятся на основе заряда конденсатора от высоковольтного выпрямителя и быстрого разряда его через лазерную трубку. В качестве коммутатора, обеспечивающего разряд конденсатора, ис-

пользуют обычно тиратроны или тиристоры. На рис. 8.2 представлена одна из схем такого источника. Высоковольтный выпрямитель состоит из силового повышающего трансформатора T_p , выпрямительного моста ВМ и накопительного конденсатора C_0 . При замыкании ключа К1 через дроссели L_1 , L_2 и высоковольтный диод Д1 происходит резонансный заряд рабочего конденсатора C_1 до удвоенного напряжения $2u_0$ накопительного конденсатора выпрямителя. Напряжение $2u_0$ на конденсаторе C_1 сохраняется до момента запуска тиратрона T , после чего происходит быстрый разряд конденсатора C_1 на газоразрядную трубку лазера. Затем снова следует резонансный заряд конденсатора C_1 , и процесс повторяется.

Суммарная индуктивность $L = L_1 + L_2$ должна удовлетворять условию $\pi\sqrt{LC_1} \leq T$, где T – период следования импульсов генерации. Величину индуктивности дросселя L_2 , обеспечивающего заряд конденсатора в отсутствие пробоя лазерной трубки, обычно выбирают значительно меньше L_1 ($L_2 < L_1/10$).

При создании источника питания особое внимание уделяют конструкции разрядной цепи рабочего конденсатора на лазерную трубку. Для получения минимального фронта импульса тока накачки необходимо обеспечить как можно меньшую индуктивность разрядного контура конденсатора C_1 на трубку. Для этого токоведущие цепи разрядного контура совместно с разрядной трубкой изготавливают в коаксиальном исполнении, либо проводники в контуре разряда выполняют в виде лент и как можно меньшей длины, применяют конденсатор C_1 малоиндуктивного типа или вместо конденсатора используют отрезки формирующей длинной линии.

Для уменьшения фронта импульса тока накачки часто параллельно лазерной трубке включают так называемый обостряющий конденсатор (на рис. 8.2 изображен пунктиром). Его присоединяют непосредственно к выводам разрядной трубки. При запуске тиратрона рабочий конденсатор C_1 разряжается на обостряющий конденсатор $C_{об}$. Когда напряжение на нем достигнет пробойного значения рабочей трубки, $C_{об}$ быстро разрядится на нее. Поскольку обостряющий конденсатор присоединяется непосредственно к электродам рабочей трубки, индуктивность его разрядной цепи оказывается крайне малой, и фронт импульса разрядного тока становится меньше, чем в случае разряда рабочего конденсатора на трубку в отсутствие $C_{об}$.



В мощных лазерах рабочие трубки по необходимости должны иметь разрядные промежутки большой длины (более 50 см). При этом сам разрядный канал становится определяющей индуктивностью разрядного контура, величина которой оказывается столь значительной, что не удастся обеспечить необходимую длительность фронта нарастания тока накачки (не более 50 нс). Увеличивать диаметр рабочей трубки для уменьшения индуктивности разрядного канала и возрастания объема активной среды (мощности генерации) не позволяет контрагирование (шнурование) разряда. Избежать этого удастся путем использования поперечного разряда. В разрядной камере протяженные электроды располагают параллельно оптической оси резонатора. Под действием приложенного к электродам напряжения происходит пробой разрядного промежутка, и ток разряда идет перпендикулярно оптической оси. В такой конструкции разрядной камеры имеется возможность значительного развития электродов в направлении, перпендикулярном току разряда, что позволяет существенно увеличить объем активной среды и уменьшить индуктивность разрядного промежутка.

Недостаток лазеров с камерами поперечного разряда состоит в том, что они требуют источников питания с очень большим током (единицы – десятки килоампер), создать которые весьма сложно.

Мощность генерации лазера зависит от давления паров меди и буферного газа, амплитуды разрядного тока и скорости его нарастания, частоты следования импульсов накачки размеров газоразрядной трубки и т. д.

В качестве буферного газа чаще всего используют неон или гелий. Мощность генерации $P_{ген}$ при заданной амплитуде напряжения питания и частоте следования импульсов накачки с увеличением давления $P_{бг}$ буферного газа от малых значений (долей торр) вначале резко растет, а затем плавно уменьшается (рис. 8.3). Рост мощности генерации с повышением давления объясняется увеличением разрядного тока, и, следовательно, концентрации электронов в плазме, что ведет к росту инверсии населенностей благодаря преимущественному заселению резонансных уровней электронными соударениями. Однако при больших давлениях буферного газа длина свободного пробега электронов снижается настолько, что многие из них не успевают ускориться в электрическом поле и приобрести необходимую энергию для возбуждения атомов меди в верхнее лазерное состояние,

но достаточную для заселения нижнего (метастабильного) уровня. Это ведет к снижению инверсии населенностей и, следовательно, мощности генерации.

Оптимальное давление буферного газа $P_{\text{бр опт}}$, при котором обеспечивается максимальная мощность, как показывает эксперимент, обычно составляет 10–20 торр для He, 10–25 торр для Ne. Уменьшение мощности с ростом давления происходит сравнительно медленно. Так, при давлении неона 200–300 торр мощность генерации падает на 25–30% от максимальной. Увеличение давления буферного газа благоприятно сказывается на снижении скорости запыления оптических окон лазерной трубки. Диффузионный поток паров меди, а также продуктов эрозии разрядного канала, выходящих в направлении оптических окон, рассеивается на частицах буферного газа, его плотность на поверхности окон становится тем меньше, чем больше плотность буферного газа. Поэтому в серийно выпускаемых отпаянных разрядных трубках для лазеров на парах меди давление буферного газа устанавливают в 200–300 торр. Срок службы таких трубок составляет 1000 часов и более.

На рис. 8.3 пунктиром показана типичная зависимость выходной мощности $P_{\text{ген}}$ лазера на парах меди от температуры T рабочей трубки при неизменных параметрах импульса тока возбуждения. При низких температурах давление паров меди оказывается низким, концентрация атомов меди мала и мощность генерации незначительна. При высоких температурах концентрация атомов меди велика, однако в этом случае становится существенным тепловое заселение нижнего метастабильного лазерного уровня, что уменьшает инверсию населенностей. Кроме того, при увеличении концентрации атомов меди с ростом температуры снижается средняя энергия электронов в плазме, что ведет к уменьшению эффективности возбуждения верхних лазерных уровней.

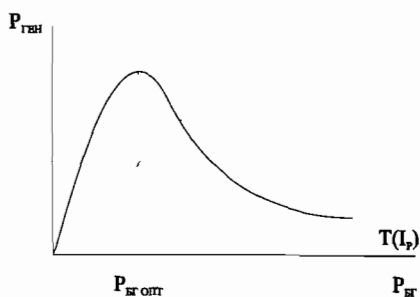


Рис. 8.3. Зависимость выходной мощности лазера на парах меди от давления буферного газа

Зависимость мощности генерации от амплитуды тока разряда I_p аналогична приведенной на рис. 8.3. С ростом

амплитуды тока увеличиваются плотность электронов в разряде и их скорость, что ведет к возрастанию заселенности верхнего (резонансного) лазерного уровня, а значит, к увеличению инверсии населенностей и мощности генерации. При слишком больших токах плотность электронов, их энергия (электронная температура) становятся такими, что сильно возрастают потери на ионизацию и возбуждение высоколежащих уровней атомов меди. Максимум мощности генерации соответствует оптимальным условиям, когда средняя энергия электронов составляет 5–7 эВ, а их плотность 10^{13} см^{-3} .

Большой практический интерес представляют сведения о средней мощности генерации в зависимости от частоты F следования питающих импульсов. На рис. 8.4 представлена такая зависимость, снятая при неизменном напряжении питания лазера. Пунктиром показана энергия в импульсе излучения в функции от частоты повторения питающих импульсов. Как видно, энергия в импульсе генерации падает с ростом частоты. Последнее объясняется повышением концентрации атомов меди, находящихся в метастабильном состоянии к началу очередного импульса накачки, с увеличением частоты повторения, что снижает инверсию населенностей и, как следствие, энергию генерации.

Зависимость мощности от частоты импульсов генерации имеет характерный максимум (см. рис. 8.4). Наличие его является следствием того, что средняя мощность генерации равна произведению частоты на энергию в импульсе, которая уменьшается с ростом частоты. Падение мощности генерации при высоких частотах происходит также из-за перегрева* активной среды (см. рис. 8.3). Оптимальная частота, на которой достигается максимум мощности генерации, зави-

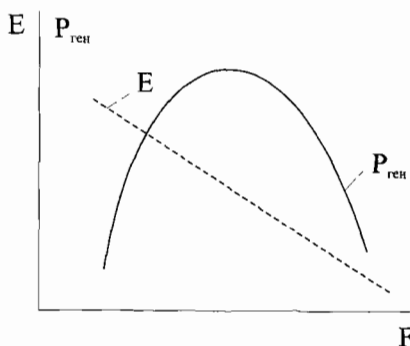


Рис. 8.4. Зависимость выходной мощности лазера на парах меди от частоты следования импульсов накачки

зависит от частоты импульсов генерации имеет характерный максимум (см. рис. 8.4). Наличие его является следствием того, что средняя мощность генерации равна произведению частоты на энергию в импульсе, которая уменьшается с ростом частоты. Падение мощности генерации при высоких частотах происходит также из-за перегрева* активной среды (см. рис. 8.3). Оптимальная частота, на которой достигается максимум мощности генерации, зави-

* При постоянном напряжении источника питания с ростом частоты увеличивается мощность, передаваемая в разряд, и в режиме саморазогрева температура рабочей среды возрастает.

сит от рабочей емкости, напряжения питания, а также рода и давления буферного газа и особенно от диаметра газоразрядной трубки, оказывающих значительное влияние на релаксацию заселенности метастабильного уровня. При релаксации атомов с нижнего лазерного (метастабильного) уровня существенную роль играют соударения атомов со стенками (особенно в разрядных трубках малого диаметра ≤ 10 мм и при малом давлении буферного газа в несколько торр). Оптимальная частота импульсов генерации составляет 3–15 кГц и тем выше, чем меньше диаметр разрядной трубки. Максимальная частота импульсов накачки, на которой еще возможна генерация в лазерах на парах меди, составляет ≈ 230 кГц.

При оптимальных условиях генерации для лазеров с длиной разрядной трубки ~ 1 м и диаметром 15–20 мм средняя мощность, или просто мощность генерации, 40–50 Вт, при этом пиковая мощность генерации достигает 200–250 кВт.

Коэффициент полезного действия лазеров на парах меди составляет $\approx 1\%$. Однако он принципиально может быть повышен, поскольку практически во всех реализованных лазерах длительность импульсов накачки (обычно 50 нс и более) значительно превышает длительность импульсов генерации (5–20 нс). Поэтому часть энергии источника питания тратится бесполезно. Для повышения КПД необходимо решить задачу создания источников питания, длительность тока накачки от которых соответствовала бы длительности импульсов генерации.

Отличительной особенностью лазеров на парах меди является чрезвычайно высокий коэффициент усиления активной среды, который может достигать значений 60 дБ/м и более в зависимости от накачки. При столь большом коэффициенте усиления активной среды лазер может работать без зеркал в режиме сверхсветимости. Чаще всего в резонаторе лазеров на парах меди используют одно глухое зеркало (с коэффициентом отражения $\approx 100\%$), а вместо выходного зеркала ставят плоскопараллельную пластину из кварцевого стекла, суммарный коэффициент отражения от двух противоположных параллельных граней которой составляет примерно 8%.

Расходимость выходного пучка (т. е. ширина диаграммы направленности выходного излучения) для лазерного излучателя с диаметром разрядной трубки 20 мм при использовании резонатора с плоскими зеркалами составляет несколько единиц миллирадиан,

что существенно выше дифракционной расходимости, соответствующей генерации основного поперечного типа колебаний. Уменьшить расходимость выходного пучка до величины, близкой к дифракционной, примерно равной λ/D (D – диаметр разрядной трубки; λ – длина волны излучения), удастся путем использования в лазере неустойчивого резонатора телескопического типа.

Как уже отмечалось, в лазерах на парах меди генерация может осуществляться на двух линиях: зеленой – $\lambda = 510,6$ нм (переход ${}^2P_{3/2} \rightarrow {}^2D_{5/2}$) и желтой – $\lambda = 578,2$ нм (переход ${}^2P_{1/2} \rightarrow {}^2D_{3/2}$).

С ростом накачки сначала возникает генерация на зеленой линии, а затем на желтой. Преимущественно генерация идет на зеленой линии. Максимум генерации на указанных линиях соответствует разным значениям мощности накачки. Причем оптимальная мощность накачки, при которой достигается наибольшая выходная мощность для генерации на зеленой линии, соответствует меньшим значениям, чем для желтой линии. Последнее связано, по-видимому, с тем, что тепловое заселение нижнего рабочего уровня ${}^2D_{5/2}$ на переходе ${}^2P_{3/2} \rightarrow {}^2D_{5/2}$ становится значительным при меньших температурах (меньшей накачке) рабочей среды, чем на переходе ${}^2P_{1/2} \rightarrow {}^2D_{3/2}$, так как состояние ${}^2D_{5/2}$ лежит ниже состояния ${}^2D_{3/2}$. При этом ширина спектра излучения на генерируемых линиях составляет ~ 5 ГГц.

8.2. Лазеры на электронных переходах двухатомных молекул. Азотный лазер

Режим самоограниченной генерации возникает не только тогда, когда нижний рабочий уровень является метастабильным, как в рассмотренных выше лазерах на парах металлов. Он возможен, очевидно, во всех случаях, когда нижний рабочий уровень имеет большее время жизни, чем верхний. В таком режиме работают лазеры на электронно-колебательных переходах ряда молекул N_2 , H_2 , D_2 , CO и др. В качестве примера рассмотрим лазер на молекулах азота, серийно выпускаемый нашей промышленностью.

Прежде чем обсуждать механизм создания инверсии населенностей в рабочей среде азотного лазера, ознакомимся с системой электронных энергетических уровней молекулы N_2 (рис. 8.5), имеющих отношение к работе азотного лазера.

Электронная энергия молекул является функцией расстояния между ядрами, входящими в молекулу. На рис. 8.5 использованы общепринятые символические обозначения электронных уровней двухатомных молекул. Классификация электронных состояний двухатомных молекул производится по значениям числа Λ , определяющего абсолютную величину проекции полного орбитального момента электронной оболочки на ось симметрии молекулы. По аналогии с обозначениями S, P, D, F, G атомных систем с $L = 0, 1, 2, 3, 4$ молекулярные состояния с $\Lambda = 0, 1, 2, 3, 4$ принято обозначать прописными греческими буквами $\Sigma, \Pi, \Delta, \Psi, \Gamma$. Электронная оболочка молекулы, как и атома, характеризуется определенным значением спинового квантового числа s . Подобно атому мультиплетность состояния $\kappa = 2S + 1$ указывается индексом слева вверху от символа. Например, состояние с $\Lambda = 0$ и $S = 1/2$ обозначают $^1\Sigma$ с $\Lambda = 1$ и $S = 1$ — как $^3\Pi$ и т. п. Справа сверху и снизу от символов Σ, Π вводятся индексы «+», «-», и g, u , характеризующие свойства волновых функций соответствующих электронных состояний, связанные с наличием у двухатомной молекулы плоскости и центра симметрии.

Наконец, для характеристики положения электронного состояния по энергетической шкале принято вводить перед символом состояния буквы x, a, b, c для синглетных и A, B, C — для триплетных состояний. Наименьшую энергию из синглетных уровней имеет основной $x^1\Sigma_g^+$, следующий по энергии синглетный уровень $a^1\Pi_g$. Из триплетных состояний меньшей энергией обладает уровень $A^3\Sigma_u^+$, выше него расположен триплетный уровень $B^3\Pi_g$, затем $C^3\Pi_u$ и т. д.

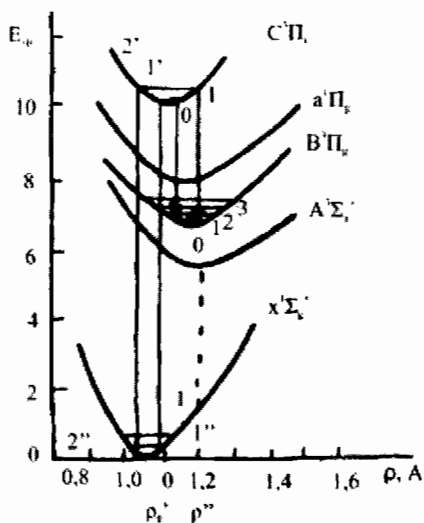


Рис. 8.5. Схема энергетических уровней молекулы азота

Как видно из рис. 8.5, энергия электронных состояний при некоторых значениях расстояний (ρ'_0, ρ''_0 и т. д.) между ядрами имеет минимальную величину. Значения ρ'_0, ρ''_0 и т. д. соответствуют положениям равновесия

ядер. Относительно равновесного положения в молекуле происходит колебательное движение ядер. Энергия колебательного движения ядер E_v определяется известной формулой: $E_v = hv(v+1/2)$, где v — частота колебаний ядер, определяемая упругими свойствами молекул; v — колебательное квантовое число, принимающее значения 0, 1, 2, ... Энергия электронно-колебательного состояния равна сумме электронной и колебательной энергии ядер.

На рис. 8.5 для каждого электронного состояния тонкими горизонтальными линиями нанесены колебательные уровни, соответствующие данным значениям числа v . В системе электронно-колебательных состояний возможные переходы определяются следующими правилами: $\Delta l = 0, \pm 1$, $+\leftrightarrow +$; $-\leftrightarrow -$; $g \leftrightarrow u$; $\Delta S = 0$, т. е. в дипольном приближении разрешены переходы между состояниями ${}^1\Sigma_g^+ \leftrightarrow {}^1\Sigma_u^+$, ${}^3\Pi_g^+ \leftrightarrow {}^3\Pi_u^+$, ${}^3\Pi_g^+ \leftrightarrow {}^3\Sigma_u^+$ и т. д.

При переходах между электронными состояниями на изменение колебательного квантового числа v не налагаются какие-либо правила отбора, т. е. можно комбинировать колебательные уровни с любой разностью колебательных чисел. Вместе с тем эти переходы регламентируются так называемым принципом Франка—Кондона, суть которого состоит в следующем. Электронный переход связан с перестройкой электронной оболочки и происходит очень быстро по сравнению с движением ядер. За время перехода молекул из одного электронного состояния в другое не успевают измениться ни относительное положение, ни скорости атомных ядер молекулы. Принцип Франка—Кондона разрешает переходы из одного электронного состояния в другое только при одном и том же расстоянии r между ядрами и их скорости, равной нулю. Таким образом, согласно принципу Франка—Кондона переходы между электронными состояниями могут происходить в основном только по вертикальным линиям, связывающим так называемые поворотные точки (см. точки 1', 1'', 2', 2'' и т. д. на рис. 8.6) энергетических кривых комбинируемых электронных состояний.

На рис. 8.6 для примера тонкими линиями со стрелками показаны излучательные переходы, допускаемые принципом Франка—Кондона с колебательного уровня v' верхнего электронного состояния на колебательные уровни с v'_1 , v'_2 нижнего электронного состояния.

Генерация в азотных лазерах осуществляется на двух электронных переходах: либо между состояниями $B^3\Pi_g^+ \leftrightarrow A^3\Sigma_u^+$ (так называемые

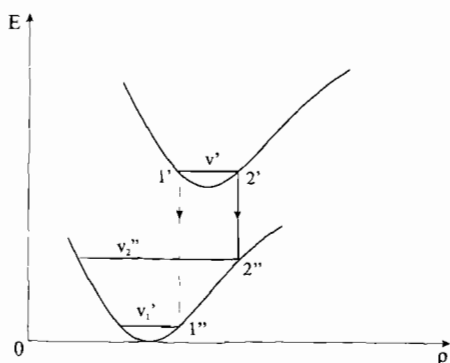


Рис. 8.6. Пояснение принципа Франка-Кондона

мая первая положительная система полос, длина волны $\lambda = 1,05$ мкм), либо между состояниями $C^3\Pi_u^+ \leftrightarrow B^3\Pi_g^+$ (вторая положительная система, $\lambda = 337$ нм).

Время жизни молекул в состояниях $C^3\Pi_u$, $B^3\Pi_g$ и $A^3\Sigma_u^+$ соответственно составляет $4 \cdot 10^{-8}$ с, $9 \cdot 10^{-6}$ с и 2 с*. Отсюда видно, что нижние состояния вышеуказанных рабочих переходов имеют

большее время жизни, чем верхние. Поэтому генерация в азотном лазере имеет самоограниченный характер.

Наибольшую практическую ценность представляет генерация в ультрафиолетовой области спектра ($\lambda = 337$ нм), т. е. на переходе $C^3\Pi_u^+ \leftrightarrow B^3\Pi_g^+$. Поэтому ограничимся рассмотрением механизма создания инверсии лишь для генерации на полосах второй положительной системы. Образование инверсии населенностей осуществляется импульсным разрядом в азоте за интервал Δt , меньший времени жизни τ молекул азота в верхнем лазерном состоянии $C^3\Pi_u$, т. е. $\Delta t < 4 \cdot 10^{-8} = 40$ нс. Заселение верхнего лазерного состояния происходит прямым электронным ударом из основного состояния $x^1\Sigma_g^+$ молекулы азота. Перед началом импульса возбуждения практически все молекулы азота находятся на нижнем колебательном уровне $v = 0$ основного состояния $x^1\Sigma_g^+$. Как видно из рис. 8.5, поворотные точки $1'$ и $2'$, а также $1''$ и $2''$ колебательного уровня $v = 0$ состояния $x^1\Sigma_g^+$ и уровней $v = 0$, $v = 1$ состояния $C^3\Pi_u$ соответствуют почти равным межъядерным расстояниям, т. е. находятся на одних и тех же вертикальных линиях. Поэтому при электронном возбуждении, в соответствии с принципом Франка-Кондона, происходит эффективная перекачка молекул N_2 из состояния $x^1\Sigma_g^+$, $v = 0$ в состояния $C^3\Pi_u$, $v = 0$

* Столь большое время жизни связано с тем, что состояние $A^3\Sigma_u^+$ метастабильное. Излучательный переход с состояния $A^3\Sigma_u^+$ в основное $x^1\Sigma_g^+$ запрещен, поскольку при этом изменение ΔS было бы равно единице, а не нулю, как того требуют правила отбора.

и $v = 1$. Электронными столкновениями также заселяются уровни с $v = 2$ и $v = 3$ нижнего состояния $B^3\Pi_g$, а уровни с $v = 0$ и $v = 1$ этого состояния, согласно принципу Франка–Кондона, практически не заселяются, так как их «поворотные точки» соответствуют большим межъядерным расстояниям, чем межъядерные расстояния поворотных точек уровня $v = 0$ состояния $x^1\Sigma_g^+$.

В результате указанных процессов возникает инверсия населенностей на трех полосах $0-0$ ($\lambda = 337,1$ нм), $0-1$ ($\lambda = 357,7$ нм) и $1-0^*$ ($\lambda = 315,9$ нм) электронного перехода $C^3\Pi_u^+ \leftrightarrow B^3\Pi_g^+$. Наибольшая инверсия имеет место на полосе $0-0$, наименьшая – на полосе $1-0$. На рис. 8.5 вертикальными стрелками из правых «поворотных точек» колебательных уровней с $v = 0$ и $v = 1$ электронного состояния $C^3\Pi_u$ условно показаны генерационные переходы $0 \rightarrow 0$, $0 \rightarrow 1$, $1 \rightarrow 0$.

В азотных лазерах, так же как в рассмотренных ранее лазерах на парах металлов, используют две схемы возбуждения с продольным и поперечным электрическим разрядом.

В нашей стране в настоящее время серийно выпускаются в основном лазеры с продольной схемой возбуждения. Разрядные трубки, изготавливаемые из стекла или керамики, наполняются азотом до достижения давления в несколько десятков торр. Диаметр разрядного канала составляет несколько миллиметров. В лазерах используются внутренние либо внешние зеркала. В первом случае зеркала резонатора устанавливаются на концах разрядной трубки. Одно из них выполняют полностью непрозрачным, глухим, обычно с алюминиевым покрытием, в качестве другого (выходного) зеркала используют плоскопараллельную пластину из кварцевого стекла (или кристаллического кварца). Во втором случае торцы разрядной трубки закрывают плоскопараллельными оптическими окнами также из плавленого или кристаллического кварца, прозрачного для ультрафиолетового излучения, с $\lambda = 337$ нм. В конструкции предусматривают воздушное или жидкостное охлаждение рабочей разрядной трубки. Вблизи от концов трубки вводятся металлические электроды, к которым подводятся импульсы напряжения питания, обес-

* Первая цифра в обозначении полос указывает колебательное квантовое число v' верхнего рабочего уровня электронного состояния v'' , вторая – квантовое число $C^3\Pi_u^+$ нижнего рабочего уровня электронного состояния $B^3\Pi_g^+$.

печивающие продольный разряд. Амплитуда импульсов составляет 20–30 кВ при длине разрядного промежутка $\sim 0,5$ м.

Поскольку время жизни верхнего лазерного состояния S^3P_u составляет примерно 40 нс, то для образования инверсии населенности фронт импульса тока накачки должен быть достаточно коротким (10 нс и менее). В связи с этим все, что говорилось о создании источников питания для лазеров на парах меди, в еще большей мере справедливо для азотных лазеров.

Азотные лазеры с продольной накачкой обеспечивают генерацию со следующими параметрами: длительность импульсов излучения 4–10 нс, импульсная мощность – до сотен киловатт (удельная мощность излучения 100 кВт с кубического сантиметра активной среды), средняя мощность – до 0,5 Вт при частоте повторения импульсов генерации ~ 100 Гц. КПД лазера составляет десятые–сотые доли процента. С повышением частоты повторения импульсов средняя мощность падает (рис. 8.7). Снижение мощности с увеличением частоты объясняется ростом колебательной температуры в активной среде, что ведет к заселению колебательных уровней с $v = 1, 2, 3, \dots$ основного состояния в $x^1\Sigma_g^+$. Из состояния $x^1\Sigma_g^+$ ($v = 1, 2$) электронными соударениями эффективно заселяется нижний лазерный уровень состояния B^3P_g $v = 0$, и инверсия населенностей на рабочем переходе падает. Уменьшение инверсии с ростом частоты также связано со снижением concentra-

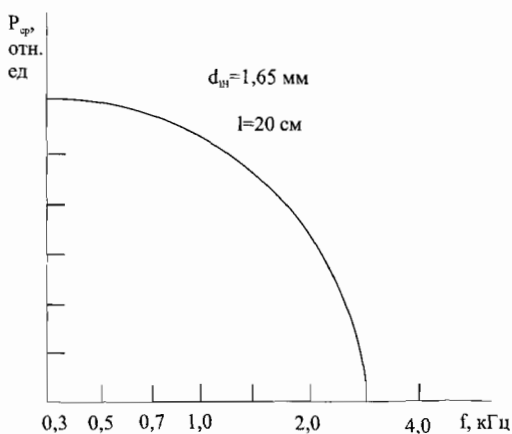


Рис. 8.7. Зависимость выходной мощности N_2 -лазера от частоты следования импульсов накачки

ции молекул азота в основном состоянии $x^1\Sigma_g^+$ $v = 0$ из-за увеличения концентрации их в метастабильном электронном состоянии B^3P_g и состояниях $x^1\Sigma_g^+$ ($v = 1, 2, \dots$).

Лучшие электрические характеристики (пиковая мощность 1 МВт при длительности импульса $\tau_{\text{и}} \approx 5$ нс) азотных лазеров обеспечиваются при использовании поперечного электрического разряда.

Генерация в азотном лазере происходит главным образом на полосе 0–0 с $\lambda = 337,1$ нм. Спектр излучения имеет линейчатый характер, связанный с наличием у каждого электронно-колебательного состояния молекулы набора вращательных энергетических подуровней. Инверсия населенностей на переходе $C^3\Pi_u (v=0) - B^3\Pi_g (v=0)$ образуется для большого числа тесно расположенных вращательных подуровней электронно-колебательных состояний. Поэтому генерация может наблюдаться на многих вращательно-колебательных электронных линиях R , P и Q -ветвей* полосы 0–0. Более благоприятные условия для генерации осуществляются на линиях P -ветви. Преимущественно генерация идет на линиях с $J = 8 \dots 9$.

* R -ветвь соответствует переходу $\Delta = J' - J'' = +1$, Q -ветвь — $\Delta = J' - J'' = 0$ и P -ветвь — $\Delta = J' - J'' = -1$ (J — вращательное квантовое число).

ГЛАВА 9

ЖИДКОСТНЫЕ ЛАЗЕРЫ. ЛАЗЕРЫ НА РАСТВОРАХ ОРГАНИЧЕСКИХ КРАСИТЕЛЕЙ

В жидкостных лазерах в качестве активной среды используют растворы металлоорганических соединений (хеллатов), соединений редкоземельных элементов в неорганических жидкостях, органических красителей. В основном жидкостные лазеры выполняются на основе растворов органических красителей. Такие лазеры кратко называют лазерами на органических красителях, или лазерами на красителях.

Красители представляют собой сложные органические соединения, как правило, обладающие интенсивной окраской (сильным широкополосным поглощением в видимой и ультрафиолетовой областях спектра). Их молекулы обычно состоят из бензольных (C_6H_6), пиридиновых (C_5H_5N), азотных ($C_4H_4N_2$) и других колец, содержат радикалы CH_3 , C_2H_5 , насыщенные хромоформные группы типа $-NO_2$, $-N=N-$, $=CO$, отвечающие за поглощение и окраску красителя.

Для иллюстрации на рис. 9.1 приведена структурная формула широко используемого в лазерах на красителях родамина 6G (ксантеновый краситель).

В лазерах применяются растворы красителей в органических жидкостях (метилловый спирт, бензол, толуол и т. д.) и воде. Спектральные люминесцентные свойства растворов красителей зависят от химической структуры красителя и его взаимодействия с растворителем.

В противоположность атомам и простым молекулам газовых и примесных рабочих ионов твердотельных лазеров для молекул лазеров на органических красителях, состоящих из многих (30 и более) атомов, невозможно изобразить точную схему энергетических уровней. Для описания красителей используют предельно упрощенную систему уровней, отражающую принципиальную

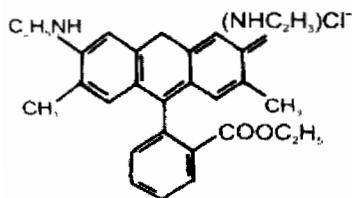


Рис. 9.1. Структурная формула родамина 6G

энергетических уровней, отражающую принципиальную

ГЛАВА 9

ЖИДКОСТНЫЕ ЛАЗЕРЫ. ЛАЗЕРЫ НА РАСТВОРАХ ОРГАНИЧЕСКИХ КРАСИТЕЛЕЙ

В жидкостных лазерах в качестве активной среды используют растворы металлоорганических соединений (хеллатов), соединений редкоземельных элементов в неорганических жидкостях, органических красителей. В основном жидкостные лазеры выполняются на основе растворов органических красителей. Такие лазеры кратко называют лазерами на органических красителях, или лазерами на красителях.

Красители представляют собой сложные органические соединения, как правило, обладающие интенсивной окраской (сильным широкополосным поглощением в видимой и ультрафиолетовой областях спектра). Их молекулы обычно состоят из бензольных (C_6H_6), пиридиновых (C_5H_5N), азотных ($C_4H_4N_2$) и других колец, содержат радикалы CH_3 , C_2H_5 , насыщенные хромоформные группы типа $-NO_2$, $-N=N-$, $=CO$, отвечающие за поглощение и окраску красителя.

Для иллюстрации на рис. 9.1 приведена структурная формула широко используемого в лазерах на красителях родамина 6G (ксантеновый краситель).

В лазерах применяются растворы красителей в органических жидкостях (метилловый спирт, бензол, толуол и т. д.) и воде. Спектральные люминесцентные свойства растворов красителей зависят от химической структуры красителя и его взаимодействия с растворителем.

В противоположность атомам и простым молекулам газовых и примесных рабочих ионов твердотельных лазеров для молекул лазеров на органических красителях, состоящих из многих (30 и более) атомов, невозможно изобразить точную схему энергетических уровней. Для описания красителей используют предельно упрощенную систему уровней, отражающую принципиальную

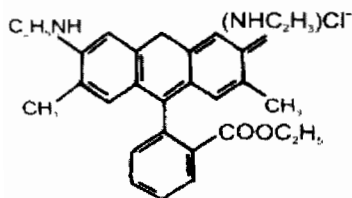


Рис. 9.1. Структурная формула родамина 6G

энергетических уровней, отражающую принципиальную

картину квантовых переходов в молекулах красителей, находящуюся в согласии с реальными спектральными характеристиками флуоресценции, фосфоресценции и поглощения красителей.

Общепринятая система уровней молекул органически красителей, построенная по аналогии с двухатомными молекулами и позволяющая объяснить все основные реальные спектральные свойства красителей, показана на рис. 9.2. Энергия молекул красителя, также как и двухатомных молекул, зависит от межатомных расстояний, т. е. от конфигурационных координат. В принятой системе уровней молекул красителей вся совокупность конфигурационных координат заменяется одной условной конфигурационной координатой, откладываемой вдоль оси ординат. Для молекул красителя существует набор синглетных S_0 , S_1 , S_2 (эффе́ктивный спин электронной оболочки молекул $S=0$) и триплетных T_1 , T_2 ... ($S=1$) электронных состояний. На рис. 9.2 начало конфигурационных координат триплетных T_1 -состояний сдвинуто к штриховой линии. Необходимо заметить, что координаты, отвечающие минимуму электронной энергии, различны для каждого состояния S_0 , S_1 , S_2 , T_1 , T_2 . Каждому электронному состоянию соответствует набор тесно расположенных энергетических колебательно-вращательных уровней.

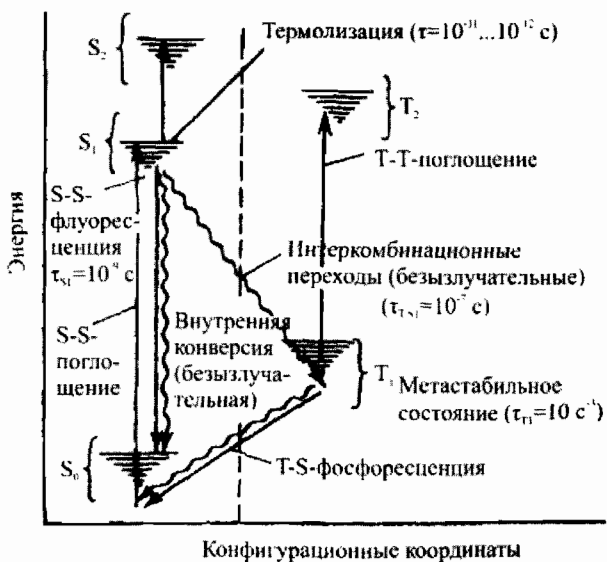


Рис. 9.2. Система энергетических уровней красителя

Состояние S_0 является основным. При комнатной температуре в равновесных условиях оказываются заселенными, в соответствии с законом Больцмана, лишь нижние ($kT = E \approx 200 \text{ см}^{-1}$) колебательно-вращательные уровни состояния S_0 .

При облучении резонансным светом, соответствующим переходу $S_0 - S_1$, молекулы красителя с термически заселенных колебательно-вращательных уровней основного состояния S_0 переводятся на колебательно-вращательные уровни S_1 -состояния. Поскольку при электронных переходах, согласно принципу Франка–Кондона, межъядерная конфигурация должна сохраняться, то, согласно рис. 9.2, при оптическом возбуждении с нижних колебательно-вращательных уровней состояния S_0 молекулы переселяются главным образом на верхние колебательно-вращательные уровни S_1 -состояния. С верхних уровней осуществляется быстрая (за время $10^{-11} - 10^{-12}$ с) безызлучательная релаксация молекул (с передачей избыточной энергии раствору красителя) в низко расположенные состояния S_1 , т. е. происходит процесс термолиза молекул внутри S_1 -состояния. Термолизация в пределах состояния S_1 происходит быстрее, чем релаксация молекул из S_1 в другие электронные состояния.

Релаксация молекул с S_1 -состояния идет по трем каналам. Прежде всего, это спонтанные излучательные переходы в основное состояние S_0 . Они определяют флуоресценцию красителя. Время релаксации молекул с уровней S_1 -состояния за счет спонтанных переходов составляет для разных красителей (1...5) 10^{-9} с. Спонтанные излучательные переходы подчиняется принципу Франка–Кондона. Как видно из рис. 9.2, флуоресценция красителя определяется переходами с нижних уровней S_1 -состояния на верхние незаполненные уровни S_0 -состояния.

Возбужденные молекулы с S_1 -состояния могут перейти в S_0 -состояние безызлучательно. Безызлучательную релаксацию на переходе $S_1 \rightarrow S_0$ называют внутренней конверсией. Внутренняя конверсия снижает количество молекул в состоянии S_1 , способных перейти с излучением в состояние S_0 , и таким образом уменьшает возможный квантовый выход флуоресценции*.

* Квантовый выход флуоресценции определяется как отношение полного числа фотонов, испущенных в процессе флуоресценции, к полному числу молекул, попавших при возбуждении в состояние T_1 .

В лазерах используются красители, в которых вероятность внутренней конверсии мала по сравнению с вероятностью флуоресцентного распада состояния S_1 .

С состояния S_1 возможна безызлучательная релаксация молекул в T_1 -состояние — так называемая интеркомбинационная синглетно-триплетная конверсия. Она, как и внутренняя конверсия $S_1 - S_0$, уменьшает квантовый выход флуоресценции. Хотя вероятность синглетно-триплетной конверсии и мала (ее скорость составляет $\sim 10^{-7}$ с) по сравнению с вероятностью флуоресцентной релаксации состояния, она может оказывать существенное влияние на излучательно-поглощательные процессы, проходящие в красителе. Дело в том, что триплетное состояние T_1 является метастабильным* и время жизни молекул в нем, если не принять специальных мер, довольно велико ($\sim 10^{-3}$ с). Поэтому заселенность состояния T_1 , даже при малой вероятности синглетно-триплетной конверсии, может оказаться существенной, что приводит к значительному триплетно-триплетному ($T_1 \rightarrow T_2$) поглощению, спектр которого перекрывается со спектром флуоресценции. Кроме того, накапливание молекул в состоянии T_1 уменьшает полное число молекул в системе синглетных состояний и, как следствие, также снижает интенсивность флуоресценции.

Исходя из системы энергетических уровней молекул красителя, процесс создания инверсии населенностей и генерация излучения в лазерах на красителях сводятся к следующему. Генерация идет на переходе $S_1 - S_0$ между системой нижних колебательно-вращательных уровней S_1 -состояния и системой верхних колебательно-вращательных уровней основного S_0 -состояния. Инверсия населенностей на рабочем переходе $S_1 - S_0$ создается оптической накачкой. Излучением накачки молекулы красителя переводятся с нижних заполненных уровней основного состояния S_0 на верхние уровни состояния S_1 , откуда они быстро релаксируют ($\sim 10^{-11}$ с) на нижние уровни состояния S_1 . В результате при достаточно интенсивной накачке на переходе $S_1 - S_0$ между нижними уровнями S_1 -состояния и верхними незаполненными уровнями S_0 -состояния создается инверсия

* Излучательный переход с триплетного уровня S_1 в основное состояние S_0 запрещен правилом отбора ($\Delta S = 0$) по спиновому числу S . Переход молекул из T_1 в S_0 происходит в основном безызлучательным путем. Однако всегда с метастабильного уровня существует малая вероятность излучательных переходов. Излучение на переходе $T_1 \rightarrow S_0$ называют фосфоресценцией.

населенностей, обеспечивающая генерацию в лазере. С конечных лазерных уровней молекулы релаксируют безызлучательным путем в исходное состояние — на нижние уровни основного состояния S_0 .

Трудность создания инверсии населенностей на переходе $S_1 - S_0$ состоит в том, что верхнее лазерное состояние S_1 имеет малое время жизни ($\sim 10^{-9}$ с). Для сравнения отметим, что в широко распространенных лазерах на кристаллах YAG-Nd время жизни активных частиц в верхнем лазерном состоянии составляет $\sim 10^{-4}$ с. Для обеспечения инверсии населенностей на переходе $S_1 - S_0$ красителя интенсивность накачки должна быть такой, чтобы скорость заселения верхнего лазерного состояния S_1 была больше скорости очищения его за счет флуоресценции (спонтанных переходов), внутренней и интеркомбинационной синглетно-триплетной конверсий. Как показывают исследования, требуемая интенсивность накачки в жидкостных лазерах более чем на два порядка выше, чем на твердотельных YAG-Nd-лазерах.

Существенное значение в работе лазеров на красителях имеет триплетно-триплетное ($T_1 \rightarrow T_2$) поглощение, спектр которого в большей или меньшей степени для разных красителей перекрывается со спектром флуоресценции (генерации). Благодаря синглетно-триплетной конверсии, при накачке верхнего лазерного состояния S_1 увеличивается заселенность триплетного состояния T_1 , а это ведет к росту триплетно-триплетного ($T_1 \rightarrow T_2$) поглощения, т. е. к росту потерь в резонаторе лазера, что является одной из основных причин затрудняющих получение непрерывной генерации в лазерах на красителях.

Растворы красителей, в которых существенно триплетно-триплетное поглощение, могут быть, однако, использованы для создания лазеров с импульсной накачкой. При этом длительность импульса накачки должна быть порядка или меньше характерного времени интеркомбинационной конверсии ($10^{-7} - 10^{-8}$ с), чтобы за время накачки триплетный уровень не успел заселиться.

Для накачки лазеров на красителях используют излучение импульсных ламп и лазеров, генерирующих короткие световые импульсы.

Лазеры на красителях с ламповой накачкой по своей конструкции сходны с твердотельными лазерами. При этом вместо твердотельного элемента используется кювета с раствором красителя, представляющая собой трубку, чаще всего из кварцевого стекла, закрытую с торцев оптическими окнами. Иногда применяются активные элемен-

ты из пористого стекла, пропитанного раствором красителя, а также элементы, выполненные на основе твердого раствора красителей в полимерах (полистироле, полиметил-метакрилате).

Длительность импульсов генерации лазеров на красителях с ламповой накачкой составляет 0,1–150 мкс, импульсная мощность достигает десятка мегаватт, КПД – до 1%, частота импульсов генерации – до 100 Гц (при наличии прокачки раствора красителя через кювету).

Широкое распространение получили лазеры на красителях с лазерной накачкой. Именно лазерная накачка красителей дает возможность создавать как лазеры, работающие в импульсном режиме, так и непрерывные лазеры.

Накачка красителей наносекундными импульсами лазерного излучения позволяет избежать накопления в состоянии T_1 и тем самым практически избавиться от триплетно-триплетного ($T_1 \rightarrow T_2$) поглощения, являющегося одним из главных препятствий осуществления генерации на растворах многих красителей. При длительности импульсов накачке 20–30 нс триплетное состояние T_1 красителя практически не заселяется интеркомбинационной конверсией (время конверсии красителей составляет $\sim 10^{-7}$ с).

Используют две схемы лазерной накачки – продольную и поперечную. В первой схеме излучение накачки параллельно оси резонатора лазера на красителе, во второй – перпендикулярно ей.

В качестве примера на рис. 9.3 приведена упрощенная схема серийно выпускаемого лазера ЛЖИ-501. Краситель накачивается излучением второй гармоники импульсного лазера на АИГ–Nd-кристалле. Используется квазипродольная схема накачки АИГ–Nd.

Лазер работает в режиме гигантских импульсов (см. раздел 11.1), который обеспечивает электрооптический затвор 1. Резонатор лазера образован глухим 2 и выходным 3 зеркалами. Излучение АИГ–Nd-лазера с длиной волны $\lambda = 1,06$ мкм, проходя

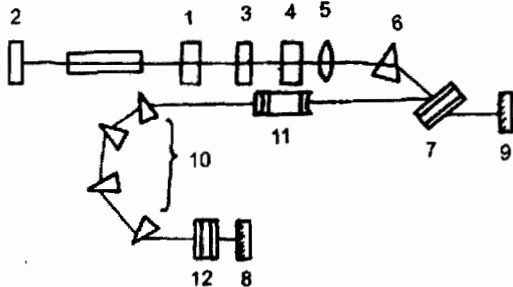


Рис. 9.3. Структурная схема импульсного жидкостного лазера на красителях

через нелинейный умножительный кристалл 4 ($\text{CDA}-\text{CsH}_2\text{AsO}_4$), преобразуется во вторую гармонику ($\lambda=0,532$ мкм) и направляется линзой 5 и призмой в лазер на красителе. Последний состоит из кюветы 7 с плоскопараллельными стенками, заполненной раствором красителя, и открытого резонатора, образованного глухим 8 и выходным 9 зеркалами. С целью уменьшения потерь, вследствие отражения от граней кюветы, ее устанавливают под углом Брюстера к оптической оси резонатора. Для перестройки длины волн излучения и сужения спектра генерации внутри резонатора помещают систему дисперсионных призм 10, телескоп 11 и наклонный интерферометр 12. Характеризуя импульсные лазеры на красителях с лазерной накачкой, приведем данные рассмотренного лазера типа ЛЖИ-501. Параметры лазера накачки: $\lambda=532$ нм, длительность импульсов накачки 20 нс, импульсная мощность накачки 2 МВт, частота следования импульсов 50 Гц. Параметры выходного излучения: диапазон перестройки длины волны 550–560 нм, спектральная ширина излучения не более 0,1 нм, импульсная мощность излучения $\sim 0,5$ МВт, длительность импульса излучения ~ 15 нс.

Одно из главных препятствий осуществления непрерывной генерации в лазерах на красителях – наличие синглетно-триплетной конверсии, вызывающей заселение триплетного состояния T_1 . Так как уровни T_1 являются метастабильными, то даже при малой вероятности интеркомбинационной синглетно-триплетной конверсии при непрерывной накачке населенность их становится значительной. Накопление молекул на уровнях триплетного состояния, во-первых, ведет к росту потерь на частоте генерации, связанных с триплетно-триплетным ($T-T$) поглощением; во-вторых, снижает число молекул в системе синглетных состояний, т. е. уменьшает концентрацию молекул, принимающих участие в генерации. Поэтому при создании непрерывных лазеров на красителях выбирают красители с возможно меньшей вероятностью синглетно-триплетной конверсии и принимают меры для дезактивации триплетного состояния T_1 . Триплетное состояние T_1 очищается в процессе соударений молекул, находящихся в этом состоянии, с молекулами вспомогательных примесей специально вводимых так называемых тушителей триплетного состояния. В качестве тушителей используют кислород O_2 , непредельные углеводороды циклооктатетраен C_8H_8 и дициклопентадиен $\text{C}_{10}\text{H}_{12}$. При этом удается снизить время жизни молекул в триплетном состоянии от 10^{-3} до 10^{-7} с.

Другим серьезным препятствием осуществления непрерывной генерации является неравномерный нагрев активной среды излучением накачки, вызывающий в ней сильную оптическую неоднородность. Возникновение в активной среде градиентов показателя преломления ведет к искажению картины поля в резонаторе и, как следствие, к дополнительным потерям энергии.

Обойти отмеченные трудности осуществления непрерывной генерации в жидкостных лазерах удалось путем использования быстрой прокачки раствора красителя, обеспечивая полную смену его в резонаторе за время в несколько микросекунд.

На рис. 9.4 приведена схема непрерывного лазера на растворах красителя. Резонатор лазера образован одним плоским 31 и двумя сферическими 32, 33 зеркалами. Как показывают исследования, из-за малого времени жизни рабочих молекул в верхнем лазерном состоянии пороговая интенсивность накачки лазеров на красителях составляет $5 \cdot 10^4$ Вт/см². Для накачки непрерывных лазеров чаще всего используются аргоновые или криптоновые ионные лазеры, мощностью от единиц до десятков ватт. При такой мощности лазера накачки обеспечение требуемой плотности накачки возможно лишь при фокусировке луча с диаметром каустики 10–20 мкм. Излучение от лазера накачки через дисперсионную призму ДП направляется на зеркало 32 и фокусируется им на кювете с красителем (СРК), обеспечивая необходимую плотность накачки.

Геометрия резонатора лазера на красителе выбирается такой, чтобы диаметр шейки каустики основной ТЕМ₀₀-моды примерно равнялся диаметру пятна фокусировки лазера накачки, т.е. был равен 10–20 мкм.

Серьезной проблемой в создании надежных непрерывных лазеров является изготовление рабочих кювет с быстрой прокачкой раствора красителя (~10 м/с). В потоке раствора красителя не должно быть турбулентностей и кавитации. Кювета должна выдерживать высокие плотности излучения накачки, необхо-

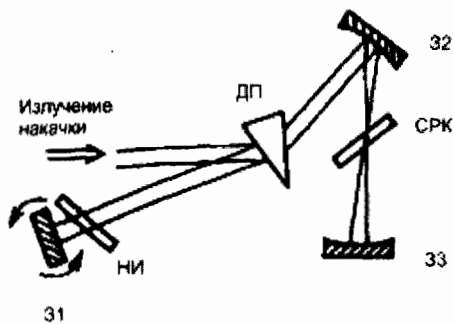


Рис. 9.4. Схема непрерывного лазера на растворах красителя

димые для возбуждения красителей. Часто при большой плотности накачки стенки кювет мутнеют и трескаются.

Было найдено оригинальное техническое решение: вместо кюветы использовать плоскопараллельную струю раствора красителя (СРК) в воздухе, формируемую с помощью специального сопла. Для устранения потерь на отражение плоскость струи ориентируют под углом Брюстера к оси резонатора. Струю пропускают через область перетяжки каустики основной TEM_{00} -моды резонатора лазера на красителе. При скорости потока красителя в струе 15–20 м/с и диаметре перетяжки каустики основной TEM_{00} -моды ≈ 15 мкм время прохождения t_n молекул активной области составляет 10^{-6} с и меньше. При такой скорости незначительный нагрев раствора красителя почти не влияет на работу лазера.

Быстрая прокачка красителя способствует (при $t_n < \tau_T$) уменьшению $(T_1 - T_2)$ -поглощения, так как молекулы в триплетном состоянии выводятся ею из активной области резонатора. В результате прокачки из зоны генерации также удаляются продукты фотораспада.

Дисперсионная призма не только служит для разделения пучка накачки и пучка лазера, но и является совместно с наклонным интерферометром (НИ) элементом для сужения спектра и перестройки частоты генерации.

В настоящее время непрерывные лазеры на растворах красителей выпускаются с выходной мощностью до 5–10 Вт, их КПД 20–40%. Ширина спектра генерации без использования селективных элементов достигает единиц нанометров. С помощью узкополосных селективирующих элементов ширину спектра сужают до 10^{-7} нм (вплоть до осуществления генерации на одном продольном типе резонатора лазера). Лазеры допускают плавную перестройку частоты без смены красителя до 50 нм и более, со сменой красителя диапазон перестройки достигает 400–750 нм.

ГЛАВА 9

ЖИДКОСТНЫЕ ЛАЗЕРЫ. ЛАЗЕРЫ НА РАСТВОРАХ ОРГАНИЧЕСКИХ КРАСИТЕЛЕЙ

В жидкостных лазерах в качестве активной среды используют растворы металлоорганических соединений (хеллатов), соединений редкоземельных элементов в неорганических жидкостях, органических красителей. В основном жидкостные лазеры выполняются на основе растворов органических красителей. Такие лазеры кратко называют лазерами на органических красителях, или лазерами на красителях.

Красители представляют собой сложные органические соединения, как правило, обладающие интенсивной окраской (сильным широкополосным поглощением в видимой и ультрафиолетовой областях спектра). Их молекулы обычно состоят из бензольных (C_6H_6), пиридиновых (C_5H_5N), азотных ($C_4H_4N_2$) и других колец, содержат радикалы CH_3 , C_2H_5 , насыщенные хромоформные группы типа $-NO_2$, $-N=N-$, $=CO$, отвечающие за поглощение и окраску красителя.

Для иллюстрации на рис. 9.1 приведена структурная формула широко используемого в лазерах на красителях родамина 6G (ксантеновый краситель).

В лазерах применяются растворы красителей в органических жидкостях (метилловый спирт, бензол, толуол и т. д.) и воде. Спектральные люминесцентные свойства растворов красителей зависят от химической структуры красителя и его взаимодействия с растворителем.

В противоположность атомам и простым молекулам газовых и примесных рабочих ионов твердотельных лазеров для молекул лазеров на органических красителях, состоящих из многих (30 и более) атомов, невозможно изобразить точную схему энергетических уровней. Для описания красителей используют предельно упрощенную систему уровней, отражающую принципиальную

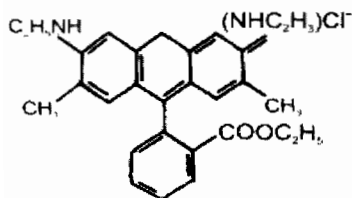


Рис. 9.1. Структурная формула родамина 6G

примесных рабочих ионов твердотельных лазеров для молекул лазеров на органических красителях, состоящих из многих (30 и более) атомов, невозможно изобразить точную схему энергетических уровней. Для описания красителей используют предельно упрощенную систему уровней, отражающую принципиальную

картину квантовых переходов в молекулах красителей, находящуюся в согласии с реальными спектральными характеристиками флуоресценции, фосфоресценции и поглощения красителей.

Общепринятая система уровней молекул органически красителей, построенная по аналогии с двухатомными молекулами и позволяющая объяснить все основные реальные спектральные свойства красителей, показана на рис. 9.2. Энергия молекул красителя, также как и двухатомных молекул, зависит от межатомных расстояний, т. е. от конфигурационных координат. В принятой системе уровней молекул красителей вся совокупность конфигурационных координат заменяется одной условной конфигурационной координатой, откладываемой вдоль оси ординат. Для молекул красителя существует набор синглетных S_0 , S_1 , S_2 (эффе́ктивный спин электронной оболочки молекул $S=0$) и триплетных T_1 , T_2 ... ($S=1$) электронных состояний. На рис. 9.2 начало конфигурационных координат триплетных T_1 -состояний сдвинуто к штриховой линии. Необходимо заметить, что координаты, отвечающие минимуму электронной энергии, различны для каждого состояния S_0 , S_1 , S_2 , T_1 , T_2 . Каждому электронному состоянию соответствует набор тесно расположенных энергетических колебательно-вращательных уровней.

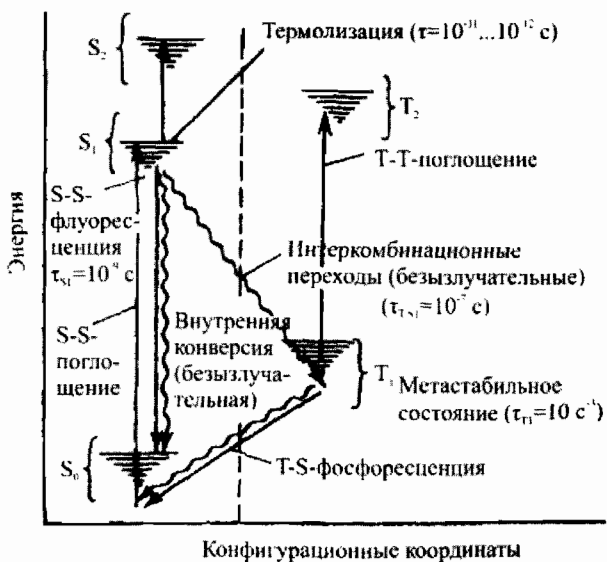


Рис. 9.2. Система энергетических уровней красителя

Состояние S_0 является основным. При комнатной температуре в равновесных условиях оказываются заселенными, в соответствии с законом Больцмана, лишь нижние ($kT = E \approx 200 \text{ см}^{-1}$) колебательно-вращательные уровни состояния S_0 .

При облучении резонансным светом, соответствующим переходу $S_0 - S_1$, молекулы красителя с термически заселенных колебательно-вращательных уровней основного состояния S_0 переводятся на колебательно-вращательные уровни S_1 -состояния. Поскольку при электронных переходах, согласно принципу Франка–Кондона, межъядерная конфигурация должна сохраняться, то, согласно рис. 9.2, при оптическом возбуждении с нижних колебательно-вращательных уровней состояния S_0 молекулы переселяются главным образом на верхние колебательно-вращательные уровни S_1 -состояния. С верхних уровней осуществляется быстрая (за время $10^{-11} - 10^{-12}$ с) безызлучательная релаксация молекул (с передачей избыточной энергии раствору красителя) в низко расположенные состояния S_1 , т. е. происходит процесс термолиза молекул внутри S_1 -состояния. Термолизация в пределах состояния S_1 происходит быстрее, чем релаксация молекул из S_1 в другие электронные состояния.

Релаксация молекул с S_1 -состояния идет по трем каналам. Прежде всего, это спонтанные излучательные переходы в основное состояние S_0 . Они определяют флуоресценцию красителя. Время релаксации молекул с уровней S_1 -состояния за счет спонтанных переходов составляет для разных красителей (1...5) 10^{-9} с. Спонтанные излучательные переходы подчиняется принципу Франка–Кондона. Как видно из рис. 9.2, флуоресценция красителя определяется переходами с нижних уровней S_1 -состояния на верхние незаполненные уровни S_0 -состояния.

Возбужденные молекулы с S_1 -состояния могут перейти в S_0 -состояние безызлучательно. Безызлучательную релаксацию на переходе $S_1 \rightarrow S_0$ называют внутренней конверсией. Внутренняя конверсия снижает количество молекул в состоянии S_1 , способных перейти с излучением в состояние S_0 , и таким образом уменьшает возможный квантовый выход флуоресценции*.

* Квантовый выход флуоресценции определяется как отношение полного числа фотонов, испущенных в процессе флуоресценции, к полному числу молекул, попавших при возбуждении в состояние T_1 .

В лазерах используются красители, в которых вероятность внутренней конверсии мала по сравнению с вероятностью флуоресцентного распада состояния S_1 .

С состояния S_1 возможна безызлучательная релаксация молекул в T_1 -состояние — так называемая интеркомбинационная синглетно-триплетная конверсия. Она, как и внутренняя конверсия $S_1 - S_0$, уменьшает квантовый выход флуоресценции. Хотя вероятность синглетно-триплетной конверсии и мала (ее скорость составляет $\sim 10^{-7}$ с) по сравнению с вероятностью флуоресцентной релаксации состояния, она может оказывать существенное влияние на излучательно-поглощательные процессы, проходящие в красителе. Дело в том, что триплетное состояние T_1 является метастабильным* и время жизни молекул в нем, если не принять специальных мер, довольно велико ($\sim 10^{-3}$ с). Поэтому заселенность состояния T_1 , даже при малой вероятности синглетно-триплетной конверсии, может оказаться существенной, что приводит к значительному триплетно-триплетному ($T_1 \rightarrow T_2$) поглощению, спектр которого перекрывается со спектром флуоресценции. Кроме того, накапливание молекул в состоянии T_1 уменьшает полное число молекул в системе синглетных состояний и, как следствие, также снижает интенсивность флуоресценции.

Исходя из системы энергетических уровней молекул красителя, процесс создания инверсии населенностей и генерация излучения в лазерах на красителях сводятся к следующему. Генерация идет на переходе $S_1 - S_0$ между системой нижних колебательно-вращательных уровней S_1 -состояния и системой верхних колебательно-вращательных уровней основного S_0 -состояния. Инверсия населенностей на рабочем переходе $S_1 - S_0$ создается оптической накачкой. Излучением накачки молекулы красителя переводятся с нижних заполненных уровней основного состояния S_0 на верхние уровни состояния S_1 , откуда они быстро релаксируют ($\sim 10^{-11}$ с) на нижние уровни состояния S_1 . В результате при достаточно интенсивной накачке на переходе $S_1 - S_0$ между нижними уровнями S_1 -состояния и верхними незаполненными уровнями S_0 -состояния создается инверсия

* Излучательный переход с триплетного уровня S_1 в основное состояние S_0 запрещен правилом отбора ($\Delta S = 0$) по спиновому числу S . Переход молекул из T_1 в S_0 происходит в основном безызлучательным путем. Однако всегда с метастабильного уровня существует малая вероятность излучательных переходов. Излучение на переходе $T_1 \rightarrow S_0$ называют фосфоресценцией.

населенностей, обеспечивающая генерацию в лазере. С конечных лазерных уровней молекулы релаксируют безызлучательным путем в исходное состояние — на нижние уровни основного состояния S_0 .

Трудность создания инверсии населенностей на переходе $S_1 - S_0$ состоит в том, что верхнее лазерное состояние S_1 имеет малое время жизни ($\sim 10^{-9}$ с). Для сравнения отметим, что в широко распространенных лазерах на кристаллах YAG-Nd время жизни активных частиц в верхнем лазерном состоянии составляет $\sim 10^{-4}$ с. Для обеспечения инверсии населенностей на переходе $S_1 - S_0$ красителя интенсивность накачки должна быть такой, чтобы скорость заселения верхнего лазерного состояния S_1 была больше скорости очищения его за счет флуоресценции (спонтанных переходов), внутренней и интеркомбинационной синглетно-триплетной конверсий. Как показывают исследования, требуемая интенсивность накачки в жидкостных лазерах более чем на два порядка выше, чем на твердотельных YAG-Nd-лазерах.

Существенное значение в работе лазеров на красителях имеет триплетно-триплетное ($T_1 \rightarrow T_2$) поглощение, спектр которого в большей или меньшей степени для разных красителей перекрывается со спектром флуоресценции (генерации). Благодаря синглетно-триплетной конверсии, при накачке верхнего лазерного состояния S_1 увеличивается заселенность триплетного состояния T_1 , а это ведет к росту триплетно-триплетного ($T_1 \rightarrow T_2$) поглощения, т. е. к росту потерь в резонаторе лазера, что является одной из основных причин затрудняющих получение непрерывной генерации в лазерах на красителях.

Растворы красителей, в которых существенно триплетно-триплетное поглощение, могут быть, однако, использованы для создания лазеров с импульсной накачкой. При этом длительность импульса накачки должна быть порядка или меньше характерного времени интеркомбинационной конверсии ($10^{-7} - 10^{-8}$ с), чтобы за время накачки триплетный уровень не успел заселиться.

Для накачки лазеров на красителях используют излучение импульсных ламп и лазеров, генерирующих короткие световые импульсы.

Лазеры на красителях с ламповой накачкой по своей конструкции сходны с твердотельными лазерами. При этом вместо твердотельного элемента используется кювета с раствором красителя, представляющая собой трубку, чаще всего из кварцевого стекла, закрытую с торцев оптическими окнами. Иногда применяются активные элемен-

ты из пористого стекла, пропитанного раствором красителя, а также элементы, выполненные на основе твердого раствора красителей в полимерах (полистироле, полиметил-метакрилате).

Длительность импульсов генерации лазеров на красителях с ламповой накачкой составляет 0,1–150 мкс, импульсная мощность достигает десятка мегаватт, КПД – до 1%, частота импульсов генерации – до 100 Гц (при наличии прокачки раствора красителя через кювету).

Широкое распространение получили лазеры на красителях с лазерной накачкой. Именно лазерная накачка красителей дает возможность создавать как лазеры, работающие в импульсном режиме, так и непрерывные лазеры.

Накачка красителей наносекундными импульсами лазерного излучения позволяет избежать накопления в состоянии T_1 и тем самым практически избавиться от триплетно-триплетного ($T_1 \rightarrow T_2$) поглощения, являющегося одним из главных препятствий осуществления генерации на растворах многих красителей. При длительности импульсов накачке 20–30 нс триплетное состояние T_1 красителя практически не заселяется интеркомбинационной конверсией (время конверсии красителей составляет $\sim 10^{-7}$ с).

Используют две схемы лазерной накачки – продольную и поперечную. В первой схеме излучение накачки параллельно оси резонатора лазера на красителе, во второй – перпендикулярно ей.

В качестве примера на рис. 9.3 приведена упрощенная схема серийно выпускаемого лазера ЛЖИ-501. Краситель накачивается излучением второй гармоники импульсного лазера на АИГ–Nd-кристалле. Используется квазипродольная схема накачки АИГ–Nd.

Лазер работает в режиме гигантских импульсов (см. раздел 11.1), который обеспечивает электрооптический затвор 1. Резонатор лазера образован глухим 2 и выходным 3 зеркалами. Излучение АИГ–Nd-лазера с длиной волны $\lambda = 1,06$ мкм, проходя

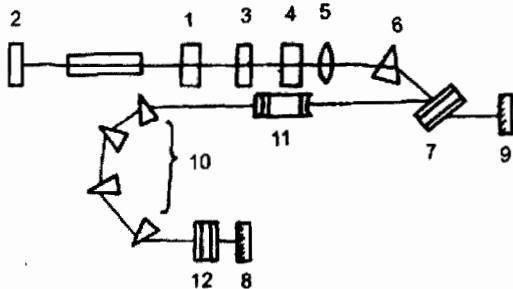


Рис. 9.3. Структурная схема импульсного жидкостного лазера на красителях

через нелинейный умножительный кристалл 4 ($\text{CDA}-\text{CsH}_2\text{AsO}_4$), преобразуется во вторую гармонику ($\lambda=0,532$ мкм) и направляется линзой 5 и призмой в лазер на красителе. Последний состоит из кюветы 7 с плоскопараллельными стенками, заполненной раствором красителя, и открытого резонатора, образованного глухим 8 и выходным 9 зеркалами. С целью уменьшения потерь, вследствие отражения от граней кюветы, ее устанавливают под углом Брюстера к оптической оси резонатора. Для перестройки длины волн излучения и сужения спектра генерации внутри резонатора помещают систему дисперсионных призм 10, телескоп 11 и наклонный интерферометр 12. Характеризуя импульсные лазеры на красителях с лазерной накачкой, приведем данные рассмотренного лазера типа ЛЖИ-501. Параметры лазера накачки: $\lambda=532$ нм, длительность импульсов накачки 20 нс, импульсная мощность накачки 2 МВт, частота следования импульсов 50 Гц. Параметры выходного излучения: диапазон перестройки длины волны 550–560 нм, спектральная ширина излучения не более 0,1 нм, импульсная мощность излучения $\sim 0,5$ МВт, длительность импульса излучения ~ 15 нс.

Одно из главных препятствий осуществления непрерывной генерации в лазерах на красителях – наличие синглетно-триплетной конверсии, вызывающей заселение триплетного состояния T_1 . Так как уровни T_1 являются метастабильными, то даже при малой вероятности интеркомбинационной синглетно-триплетной конверсии при непрерывной накачке населенность их становится значительной. Накопление молекул на уровнях триплетного состояния, во-первых, ведет к росту потерь на частоте генерации, связанных с триплетно-триплетным ($T-T$) поглощением; во-вторых, снижает число молекул в системе синглетных состояний, т. е. уменьшает концентрацию молекул, принимающих участие в генерации. Поэтому при создании непрерывных лазеров на красителях выбирают красители с возможно меньшей вероятностью синглетно-триплетной конверсии и принимают меры для дезактивации триплетного состояния T_1 . Триплетное состояние T_1 очищается в процессе соударений молекул, находящихся в этом состоянии, с молекулами вспомогательных примесей специально вводимых так называемых тушителей триплетного состояния. В качестве тушителей используют кислород O_2 , непредельные углеводороды циклооктатетраен C_8H_8 и дициклопентадиен $\text{C}_{10}\text{H}_{12}$. При этом удается снизить время жизни молекул в триплетном состоянии от 10^{-3} до 10^{-7} с.

Другим серьезным препятствием осуществления непрерывной генерации является неравномерный нагрев активной среды излучением накачки, вызывающий в ней сильную оптическую неоднородность. Возникновение в активной среде градиентов показателя преломления ведет к искажению картины поля в резонаторе и, как следствие, к дополнительным потерям энергии.

Обойти отмеченные трудности осуществления непрерывной генерации в жидкостных лазерах удалось путем использования быстрой прокачки раствора красителя, обеспечивая полную смену его в резонаторе за время в несколько микросекунд.

На рис. 9.4 приведена схема непрерывного лазера на растворах красителя. Резонатор лазера образован одним плоским 31 и двумя сферическими 32, 33 зеркалами. Как показывают исследования, из-за малого времени жизни рабочих молекул в верхнем лазерном состоянии пороговая интенсивность накачки лазеров на красителях составляет $5 \cdot 10^4$ Вт/см². Для накачки непрерывных лазеров чаще всего используются аргоновые или криптоновые ионные лазеры, мощностью от единиц до десятков ватт. При такой мощности лазера накачки обеспечение требуемой плотности накачки возможно лишь при фокусировке луча с диаметром каустики 10–20 мкм. Излучение от лазера накачки через дисперсионную призму ДП направляется на зеркало 32 и фокусируется им на кювете с красителем (СРК), обеспечивая необходимую плотность накачки.

Геометрия резонатора лазера на красителе выбирается такой, чтобы диаметр шейки каустики основной ТЕМ₀₀-моды примерно равнялся диаметру пятна фокусировки лазера накачки, т.е. был равен 10–20 мкм.

Серьезной проблемой в создании надежных непрерывных лазеров является изготовление рабочих кювет с быстрой прокачкой раствора красителя (~10 м/с). В потоке раствора красителя не должно быть турбулентностей и кавитации. Кювета должна выдерживать высокие плотности излучения накачки, необхо-

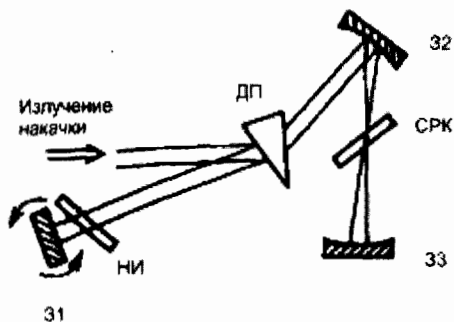


Рис. 9.4. Схема непрерывного лазера на растворах красителя

димые для возбуждения красителей. Часто при большой плотности накачки стенки кювет мутнеют и трескаются.

Было найдено оригинальное техническое решение: вместо кюветы использовать плоскопараллельную струю раствора красителя (СРК) в воздухе, формируемую с помощью специального сопла. Для устранения потерь на отражение плоскость струи ориентируют под углом Брюстера к оси резонатора. Струю пропускают через область перетяжки каустики основной TEM_{00} -моды резонатора лазера на красителе. При скорости потока красителя в струе 15–20 м/с и диаметре перетяжки каустики основной TEM_{00} -моды ≈ 15 мкм время прохождения t_n молекул активной области составляет 10^{-6} с и меньше. При такой скорости незначительный нагрев раствора красителя почти не влияет на работу лазера.

Быстрая прокачка красителя способствует (при $t_n < \tau_T$) уменьшению $(T_1 - T_2)$ -поглощения, так как молекулы в триплетном состоянии выводятся ею из активной области резонатора. В результате прокачки из зоны генерации также удаляются продукты фотораспада.

Дисперсионная призма не только служит для разделения пучка накачки и пучка лазера, но и является совместно с наклонным интерферометром (НИ) элементом для сужения спектра и перестройки частоты генерации.

В настоящее время непрерывные лазеры на растворах красителей выпускаются с выходной мощностью до 5–10 Вт, их КПД 20–40%. Ширина спектра генерации без использования селективных элементов достигает единиц нанометров. С помощью узкополосных селективирующих элементов ширину спектра сужают до 10^{-7} нм (вплоть до осуществления генерации на одном продольном типе резонатора лазера). Лазеры допускают плавную перестройку частоты без смены красителя до 50 нм и более, со сменой красителя диапазон перестройки достигает 400–750 нм.

ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ЛАЗЕРЫ

Среди многообразных веществ, применяемых в качестве активного тела лазера, важное место занимают полупроводники. Физические свойства и особенности системы энергетических уровней полупроводников позволяют создавать на их основе высокоэффективные (с КПД в несколько десятков процентов) оптические квантовые генераторы, отличающиеся простотой конструкции и малыми размерами. При размерах излучающего кристалла, не превышающих 1×1 мм², удается получать мощность излучения в непрерывном режиме ≈ 10 Вт. Прежде чем перейти к описанию работы, устройства и характеристик полупроводниковых ОКГ, рассмотрим некоторые основные свойства полупроводников.

Свойства полупроводников тесно связаны со структурой электронных оболочек атомов, из которых они образованы. Атомы характеризуются стационарными состояниями, соответствующими дискретной последовательности значений энергии, и каждому такому состоянию отвечает определенная конфигурация электронных оболочек атомов. В полупроводнике атомы, образующие его, настолько близко располагаются друг к другу, что внешние электронные оболочки их соприкасаются или даже перекрываются. В результате характер движения валентных электронов резко изменяется. Электроны, находящиеся на определенном энергетическом уровне одного атома, получают возможность переходить без затраты энергии на соответствующий уровень соседнего атома и таким образом свободно перемещаться вдоль всего полупроводника. Вместо индивидуальных атомных орбит образуются коллективные, и подоболочки отдельных атомов объединяются в единый для всего полупроводника коллектив – зону. Дискретные электронные уровни изолированных атомов полупроводника в результате взаимодействия расщепляются в относительно широкие зоны (шириной ~ 1 эВ) разрешенных значений энергии, разделенные запрещенными зонами.

Каждая разрешенная зона образуется из большого числа уровней, равного количеству атомов в полупроводнике. Расстояние между соседними уровнями в разрешенных зонах очень мало ($\sim 10^{-22}$ эВ). Поэтому зоны можно рассматривать как сплошные полосы. Однако существенно, что в зоне число уровней все-таки конечно, что играет важную роль в определении характера распределения электронов полупроводника по состояниям.

Согласно принципу Паули, в каждом состоянии может быть только один электрон. Электроны стремятся, как и любые частицы и системы, занять состояния с наименьшей энергией. При ограниченном числе электронов, содержащихся в твердом теле, заполненными оказываются лишь несколько наиболее низких энергетических зон. Характер заполнения зон электронами и ширина запрещенных зон твердого тела определяют его энергетические и другие физические свойства.

Электроны полностью заполненных нижних зон не принимают участия в электропроводности вещества. Действительно, так как все состояния в заполненных зонах заняты, то внешнее электрическое поле не может оказывать какого-либо влияния на движение электронов. Оно может лишь вызвать перестановку электронов местами, не нарушая распределения их по скоростям (увеличение скорости одного электрона компенсируется соответствующим уменьшением скорости другого), т. е. электроны полностью заполненной зоны не могут приобрести под действием внешнего поля преимущественное направление движения, определяющее электрический ток. Поскольку нижние заполненные зоны не влияют на электрические, а также многие другие свойства твердого тела, то их в большинстве случаев вообще не учитывают. Рассматривают только самую верхнюю зону, целиком заполненную при абсолютном нуле температуры, — валентную зону, ближайшую лежащую над ней, разрешенную зону, называемую зоной проводимости.

Между зоной проводимости и валентной зоной лежит запрещенная зона (рис. 10.1, *a*), ширина которой для различных полупроводников составляет от долей до нескольких электронвольт. При температурах, близких к абсолютному нулю, в зоне проводимости полупроводникового кристалла электроны отсутствуют, а валентная зона полностью заполнена, т. е. кристалл полупроводника при температурах, близких к нулю, является диэлектриком.



Рис. 10.1. Зонная структура полупроводников

При повышении температуры часть электронов из валентной зоны за счет тепловой энергии переходит в зону проводимости. Уровни энергии в разрешенных зонах, как известно, расположены очень близко (интервал между соседними уровнями $\sim 10^{-22}$ эВ). Поэтому заброшенные в зону проводимости электроны уже слабым электрическим полем могут переводиться на ближайшие свободные уровни этой же зоны, т. е. электроны в зоне проводимости ведут себя как свободные и определяют проводимость вещества.

Чем выше температура и чем меньше ширина запрещенной зоны, тем больше забрасывается электронов из валентной зоны в зону проводимости и тем выше проводимость полупроводника.

При ширине запрещенной зоны более 2–3 эВ из валентной зоны в зону проводимости при всех «доступных» нам температурах электронов забрасывается ничтожно мало. Поэтому вещества с пустой зоной проводимости, имеющие ширину запрещенной зоны более 2 эВ, не проводят ток, являясь диэлектриками. В металлах зона проводимости вплотную примыкает к валентной зоне или частично перекрывается с ней. Проводимость в полупроводниках создается не только электронами, попавшими в зону проводимости. Дело в том, что после ухода электронов в зону проводимости из полностью заполненной валентной зоны в ней остаются незаполненные состояния — дырки. Благодаря этому электроны валентной зоны получают возможность перемещаться под действием электрического поля и тем самым вносят вклад в ток. Во внешнем электрическом поле электрон валентной зоны совершает переход на освободившееся состояние, в результате дырка движется в направлении, противоположном направлению движения электронов, как если бы она обладала положительным

зарядом. Дырка ведет себя как частица с положительным зарядом, равным по величине заряду электрона.

Таким образом, электропроводность полупроводников обуславливается двумя типами носителей тока: электронами в зоне проводимости и положительными дырками в почти заполненной валентной зоне. В первом случае говорят об электронной, во втором – о дырочной проводимости.

Полупроводники, в которых свободные электроны и дырки образуются только за счет переброса из валентной зоны в зону проводимости, называют собственными, а их проводимость – собственной проводимостью. В них число свободных электронов равно числу дырок.

Свойства полупроводников весьма существенно зависят от примесей. Это связано с тем, что атомы примеси, внедряясь в кристаллическую решетку полупроводника, изменяют его энергетическую структуру и влияют на концентрацию носителей тока. Так, если в решетку кристалла входят атомы примеси, то часть энергетических уровней этих атомов попадает в запрещенный промежуток между валентной зоной и зоной проводимости.

Различают донорные и акцепторные примеси. У донорных примесей энергетический уровень основного состояния, занятый валентным электроном, лежит внутри запрещенной зоны вблизи от нижнего края (дна) зоны проводимости (рис. 10.1, б), а уровни возбужденных состояний – в зоне проводимости.

При температуре, близкой к абсолютному нулю, валентные электроны примесей находятся на энергетическом уровне основного состояния и не могут участвовать в проводимости. При возрастании температуры валентные электроны будут переходить в зону проводимости, вызывая в ней проводимость. Поскольку величина энергии, необходимой для перехода с донорного уровня в зону проводимости, значительно меньше ширины запрещенной зоны, то при низких температурах в зоне проводимости благодаря переходам с донорных уровней образуются электроны. Полупроводники, у которых электроны в зоне проводимости появляются вследствие перехода с примесных донорных уровней, называются электронными полупроводниками, или полупроводниками *n*-типа.

У акцепторных примесей электронный энергетический уровень основного состояния лежит в валентной зоне, а следующий за ним свободный уровень расположен выше верхнего края (потолка) вален-

тной зоны вблизи от него (рис. 10.1, в). При температуре абсолютно нуля электроны кристалла и примесей заполняют валентную зону и электропроводность его равна нулю. При повышении температуры часть электронов из валентной зоны будет забрасываться на свободные уровни примесных атомов, в ней появятся пустые места — дырки и станет возможна дырочная проводимость.

Полупроводники, в которых дырки в валентной зоне образуются в результате перехода электронов из нее на примесные уровни, называются дырочными полупроводниками, или полупроводниками *p*-типа.

В отличие от собственных полупроводников, где проводимость осуществляется одновременно электронами и дырками, в примесных полупроводниках проводимость обуславливается в основном носителями одного типа: электронами — в полупроводниках *n*-типа и дырками — в *p*-полупроводниках. Эти носители называются основными. Кроме них в полупроводнике присутствуют неосновные носители: в электронном полупроводнике — дырки, в дырочном — электроны. Концентрация основных носителей обычно превалирует над концентрацией неосновных.

Для анализа и описания различных физических процессов в полупроводниках необходимо знать распределение электронов и дырок по энергетическим уровням. Оно зависит от взаимодействия электронов с тепловыми колебаниями атомов решетки кристалла и внешними электромагнитными полями (например, светом), вызывающими перераспределение электронов как внутри частично заполненных зон, так и из зоны в зону.

Особое значение имеет распределение электронов по энергетическим уровням для полупроводников, находящихся в состоянии термодинамического равновесия. Благодаря взаимодействиям с атомами кристаллической решетки в состоянии равновесия температуры электронов и атомов одинаковы. При этом каждой температуре соответствует вполне определенное распределение электронов по энергетическим уровням. Распределение носителей тока по энергетическим состояниям, которое существует в полупроводнике, находящемся в тепловом равновесии, а также соответствующие ему концентрации электронов и дырок, называют равновесными. Если возбуждение электронов происходит не в результате взаимодействия с тепловыми колебаниями атомов решетки, а за счет других процес-

сов (например, облучением светом), то в течение некоторого времени электроны могут обладать температурой, превышающей колебательную температуру атомной решетки. Такие электроны (и дырки) называют неравновесными носителями тока. Неравновесные носители, сталкиваясь с решеткой, быстро (за время 10^{-10} – 10^{-13} с в зависимости от типа полупроводника) отдают ей излишки энергии, переходя в тепловое равновесие с решеткой, и становятся не отличимыми от равновесных носителей. Это означает, что распределение неравновесных носителей по энергетическим состояниям такое же, как и равновесных, только их концентрация больше равновесной.

Как показывает теория, при термодинамическом равновесии распределение электронов по энергетическим состояниям описывается функцией Ферми-Дирака:

$$f_e(E) = \frac{1}{\exp\left[\frac{E - \mu_F}{kT}\right] + 1}, \quad (10.1)$$

где T – абсолютная температура; k – постоянная Больцмана. Величина μ_F называется энергией Ферми, или химическим потенциалом. Функция $f_e(E)$ характеризует вероятность того, что состояние с данной энергией E занято.

Как следует из (10.1), при $T \rightarrow 0$ для $E - \mu_F < 0$ функция $f_e(E) \rightarrow 1$, для $E - \mu_F > 0$ $f_e(E) \rightarrow 0$. Поэтому при абсолютном нуле температуры в интервале энергий от нуля до μ_F функция распределения Ферми-Дирака равна единице (рис. 10.2). При энергии, большей μ_F , она равна нулю. Это означает, что при абсолютном нуле температуры все разрешенные энергетические состояния, лежащие ниже энергетического уровня Ферми, заняты, а лежащие выше него – пусты.

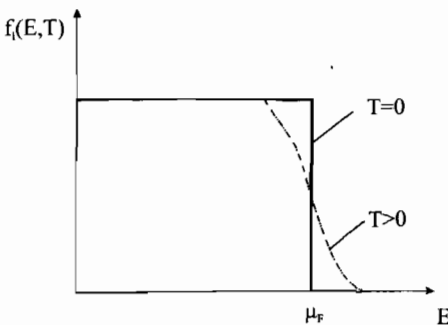


Рис. 10.2. Функция распределения Ферми-Дирака

При температуре, отличной от абсолютного нуля, вместо скачкообразного изменения функции Ферми происходит сравнительно

плавное изменение функции Ферми. При температуре, отличной от абсолютного нуля, вместо скачкообразного изменения функции Ферми происходит сравнительно

плавное изменение ее от значения $f_e(E)=1$ к значению $f_e(E)=0$ (пунктирная линия на рис. 10.2). В интервале температур, для которых $kT \ll \mu_F$, этот постепенный переход происходит вблизи от $E = \mu_F$ в узкой полосе $\sim kT$. Нагревание ведет к перераспределению электронов по энергетическим уровням. Электроны в результате теплового возбуждения переходят из состояний с энергией, меньшей μ_F , в состояния с энергией, большей μ_F . При $kT \ll \mu_F$ тепловому возбуждению в основном подвергаются лишь электроны, находящиеся на уровнях, тесно примыкающих к уровню Ферми. При $E = \mu_F$ и $T \neq 0$ функция Ферми-Дирака принимается равной $f_e(E) = 1/2$. Следовательно, вероятность заполнения электронами состояния с энергией Ферми равна 0,5.

Так как зависимость $f_e(E)$ определяет вероятность заполнения данного уровня электроном, то функция

$$f_p(E) = 1 - f_e(E)$$

означает вероятность того, что уровень свободен, т. е. занят дыркой. Иначе говоря, функция

$$f_p(E) = \frac{1}{\exp\left[\frac{\mu_F - E}{kT}\right] + 1}$$

характеризует распределение дырок по энергетическим уровням.

Величина μ_F является основным параметром, определяющим энергетическое распределение электронов и дырок в полупроводнике. Он зависит от типа полупроводника, количества примесей и температуры. Принципиально теория позволяет для каждого конкретного случая рассчитать энергию Ферми. Величина μ_F в однородном кристалле определяется из условия нейтральности, которое сводится к тому, чтобы концентрация электронов равнялась концентрации дырок. При этом расчет основывается на том свойстве, что химический потенциал для электронов и дырок данного полупроводника один и тот же.

В собственном полупроводнике уровень Ферми при температуре абсолютного нуля проходит посередине запрещенной зоны (рис. 10.3,а). В примесном слаболегированном электронном по-

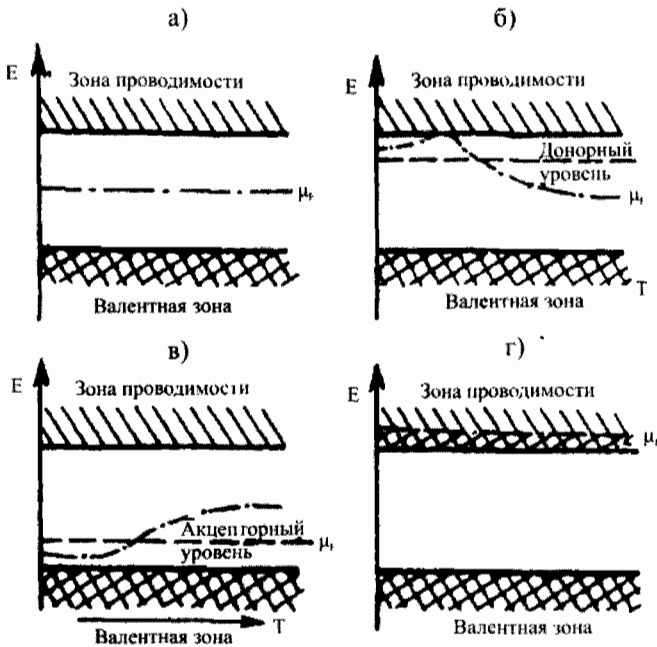


Рис. 10.3. Расположение уровня Ферми-Дирака в полупроводниках различного типа

лупроводнике при температуре абсолютного нуля уровень Ферми проходит посередине между дном зоны проводимости и донорными уровнями. С повышением температуры он сначала поднимается вверх, не доходя до дна зоны проводимости, а затем смещается вниз, стремясь к середине запрещенной зоны (рис. 10,б). В примесном слаболегированном дырочном полупроводнике при $T = 0$ уровень Ферми проходит посередине между потолком валентной зоны и акцепторными уровнями. При повышении температуры он поднимается, стремясь к середине запрещенной зоны (рис. 10.3,в).

Положение уровня Ферми зависит от концентрации примесей. Увеличение концентрации акцепторных (донорных) примесей ведет к смещению уровня Ферми ко дну зоны проводимости (потолку валентной зоны). При сильной степени легирования донорные и акцепторные уровни вследствие взаимодействия примесных атомов расщепляются в полосы, сливающиеся с зоной проводимости или валентной зоны, и уровень Ферми оказывается в одной из них

(рис. 10.3,з). Такие полупроводники называют вырожденными. Они широко используются для создания полупроводниковых лазеров.

Как следует из термодинамики, химический потенциал для всех частей системы, находящейся в равновесии, должен быть один и тот же. Эта важная особенность химического потенциала позволяет описывать поведение энергетических уровней при соединении двух различных полупроводников. На рис. 10.4,а приведена система энергетических уровней изолированных *n*- и *p*-полупроводников, а на рис. 10.4,б — система этих же полупроводников, приведенных в контакт между собой и находящихся в равновесии.

В контактной области полупроводников возникают потенциальные барьеры: для электронов — в *n*-полупроводнике, для дырок — в *p*-полупроводнике. Образование потенциального барьера связано с появлением на границе полупроводников двойного слоя зарядов. Поскольку в *n*-полупроводнике концентрация электронов больше, чем в *p*-полупроводнике, то они диффундируют в *p*-область. Благодаря этому в граничном слое *n*-полупроводника из-за ухода электронов образуется объемный положительный заряд ионизированных

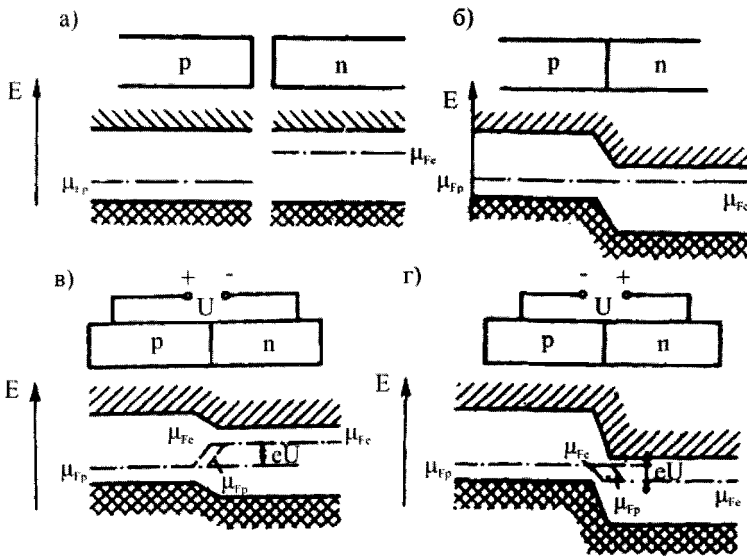


Рис. 10.4. Схема энергетических уровней изолированных *n*- и *p*-полупроводников (а) и система этих же полупроводников находящихся в контакте (б)

донорных атомов. С другой стороны, в результате диффузии дырок из акцепторного полупроводника в n -область в граничном слое p -полупроводника образуется объемный заряд неподвижных атомов акцепторной примеси. Между слоями объемного заряда образуется разность потенциалов, направленная от n – к p -полупроводнику, препятствующая перетеканию электронов из n – в p -область, а дырок из p – в n -область. Образующаяся разность потенциалов, наоборот, способствует перетеканию неосновных носителей между полупроводниками, т. е. электронов из p – в n – и дырок из n – в p -область. Величина потенциального барьера, возникающая в контакте двух полупроводников, находящихся в равновесии, такова, что потоки носителей тока, направленные в противоположные стороны, равны, это обеспечивается при равенстве потенциала Ферми в обеих частях перехода.

При подведении напряжения к полупроводникам, находящимся в контакте, уровни Ферми в них сдвигаются на величину приложенной разности потенциалов. При прямой полярности напряжения, когда положительный потенциал подан на p -полупроводник, а отрицательный – к полупроводнику с n -проводимостью, уровни энергии полупроводников смещаются так, что величина потенциального барьера в граничном слое полупроводников уменьшается (рис. 10.4,а). Это ведет к увеличению диффузии электронов из n – в p –, а дырок из p – в n -области, и через переход течет ток (ток прямой ветви).

В случае обратной полярности напряжения потенциальный барьер увеличивается (рис. 10.4,б), что уменьшает поток основных носителей через него, и через переход идет слабый ток, определяемый неосновными носителями (обратный ток).

При наличии между полупроводниками внешнего напряжения, вызывающего инжекцию носителей тока из n - и p -областей, в области перехода концентрация электронов и дырок получается отличной от равновесного значения. Распределение электронов и дырок в области перехода характеризуется квазиуровнями Ферми μ_{Fc} и μ_{Fp} . Вне перехода квазиуровни Ферми совпадают с уровнями Ферми соответствующего полупроводника (см. рис. 10.4).

Отличительной особенностью энергетической структуры полупроводников, играющей первостепенную роль в процессе взаимодействия их с электромагнитным излучением, является зависимость электронных уровней от импульса (волнового вектора) носителей

тока. Она обусловлена процессами взаимодействия электронов с внутренним полем кристаллической решетки.

На рис. 10.5 показана зависимость структуры энергетических зон от импульса для двух типов полупроводников. У полупроводников типа

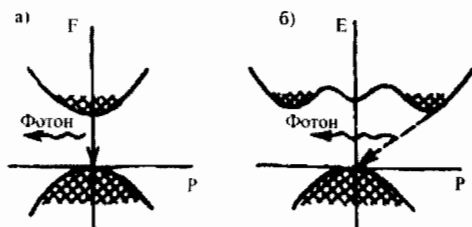


Рис. 10.5. Зависимость структуры энергетических зон от импульса для двух типов полупроводников

арсенида галлия (GaAs), фосфида индия (InP) и некоторых других потолки валентной зоны и дно зоны проводимости имеют вид парабол, вершины которых соответствуют одному и тому же значению P (рис. 10.5, а).

У многих полупроводников, таких, как германий (Ge), кремний (Si), границы валентной зоны и зоны проводимости имеют сложный вид (рис. 10.5, б). Здесь максимум валентной зоны и минимум зоны проводимости имеют место при различных значениях импульса.

Любые частицы стремятся занять такое состояние, при котором их энергия минимальна. Поэтому электроны в зоне проводимости стремятся занять уровни вблизи минимума границы валентной зоны, а дырки сосредотачиваются вблизи максимума границы валентной зоны. Таким образом, обычно электроны и дырки скапливаются на энергетических уровнях вблизи экстремумов границ разрешенных зон.

В полупроводниковых лазерах в качестве рабочего могут быть использованы различные переходы: валентная зона – зона проводимости, разрешенная зона – уровни примесных атомов и переходы между уровнями примесей. Во всех практически осуществленных полупроводниковых лазерах используются межзонные переходы. Они сопровождаются либо ре-комбинацией электронов зоны проводимости с дырками валентной зоны, либо генерацией (рождением) электронно-дырочных пар.

В соответствии с основами физики при любых переходах наряду с выполнением закона сохранения энергии выполняется закон сохранения импульса. Согласно последнему, при межзонных переходах с поглощением или испусканием фотона должно выполняться равенство $\vec{P}_1 = \vec{P}_2 + \vec{P}_\phi$, где \vec{P}_1 и \vec{P}_2 – соответственно импульс электрона в начальном и конечном состояниях, \vec{P}_ϕ – импульс фотона.

Импульс фотона равен $h\nu/c \approx \Delta E/c$ ($h\nu$ – энергия кванта, ΔE – ширина запрещенной зоны). Для полупроводников $\Delta E \sim 1$ эВ и значение P_ϕ существенно меньше импульса электрона, имеющего величину $\sim h\frac{\pi}{a}$ (a – период решетки кристалла). Поэтому $\vec{P}_1 \equiv \vec{P}_2$, т. е. излучение и поглощение фотона при межзонных переходах могут происходить без участия других частиц лишь в том случае, если импульсы электронов в начальном и конечном состояниях равны. Квантовые переходы, происходящие без изменения импульса электрона, называются прямыми. Прямые переходы осуществляются в полупроводниках, у которых максимум границы валентной зоны и минимум границы зоны проводимости соответствуют одному и тому же значению импульса P (на рис. 10.5,а прямой переход изображен вертикальной стрелкой).

В отличие от рассмотренного случая в полупроводниках с энергетической структурой, изображенной на рис. 10.5,б, процесс испускания и поглощения фотонов при переходах между состояниями, лежащими вблизи экстремумов валентной зоны и зоны проводимости, сопровождается изменением импульсов электронов. Последнее обуславливается изменением колебательного состояния решетки кристалла, т. е. излучением или поглощением фонона. При таких переходах, в соответствии с законом сохранения импульса, должно выполняться равенство: $\vec{P}_1 = \vec{P}_2 + \vec{P}_\phi + \vec{P}_{\text{фн}}$, где $\vec{P}_{\text{фн}}$ – импульс фонона.

Переходы, при которых электрон изменяет свой импульс, называются непрямыми (на рис. 10.5,б не прямой переход изображен наклонной стрелкой). Вероятность не прямых переходов существенно меньше, чем прямых. В настоящее время для полупроводниковых лазеров применяют только материалы с прямыми переходами.

Метод создания инверсии населенностей полупроводниковых лазеров. Основной проблемой создания лазера на полупроводниках, как и любого другого, является получение состояния с инверсией населенностей, обеспечивающей усиление света резонансной частоты перехода. Определим условие достижения инверсной населенности в полупроводнике. Для этого необходимо потребовать, чтобы в нем индуцированное излучение преобладало над поглощением.

Рассмотрим два уровня полупроводника, первый из которых лежит в валентной зоне и имеет энергию E_1 , а второй с энергией E_2 –

в зоне проводимости. Переходы между этими уровнями будут определять поглощение или излучение с квантами энергии $h\nu_{21} = E_2 - E_1$.

Среднее число электронов на уровнях 1 и 2 определяется функциями распределения Ферми-Дирака:

$$f_1(E_1) = \frac{1}{\exp\left[\frac{E_1 - \mu_{\text{Фр}}}{kT}\right] + 1} \quad \text{и} \quad f_2(E_2) = \frac{1}{\exp\left[\frac{E_2 - \mu_{\text{Фс}}}{kT}\right] + 1},$$

где $\mu_{\text{Фс}}$ и $\mu_{\text{Фр}}$ – квазиуровни Ферми для электронов в валентной зоне и дырок в зоне проводимости.

Количество излучаемых фотонов пропорционально числу электронов на верхнем уровне f_2 и числу пустых мест, т. е. числу дырок $(1 - f_1)$ на нижнем уровне. Количество поглощенных фотонов, наоборот, пропорционально числу электронов на нижнем уровне f_1 и числу дырок $(1 - f_2)$ на верхнем. Энергия, излучаемая полупроводником за счет индуцированных переходов $2 \rightarrow 1$, пропорциональна произведению $f_2(1 - f_1)h\nu_{21}$, а поглощаемая – величине $f_1(1 - f_2)h\nu_{21}$. Отсюда следует, что индуцированное излучение будет превышать потери, если $f_2(1 - f_1) > f_1(1 - f_2)$, т. е. $f_2 > f_1$, или с учетом выражения для функции Ферми f_2 и f_1 имеем

$$\mu_{\text{Фс}} - \mu_{\text{Фр}} > E_2 - E_1 = h\nu_{21}.$$

Считая уровни 2 и 1 совпадающими с границами разрешенных зон, условие инверсной населенности в полупроводнике для межзонных переходов запишем в виде: $\mu_{\text{Фс}} - \mu_{\text{Фр}} > \Delta E_3$, где ΔE_3 – ширина запрещенной зоны.

Таким образом, в проводнике, в котором создано состояние инверсии населенностей, расстояние между квазиуровнями Ферми для электронов и дырок должно превышать ширину запрещенной зоны. Это означает следующее: хотя бы один из квазиуровней Ферми должен находиться в разрешенной зоне, т. е. должно иметь место состояние вырождения для электронов или для дырок, или одновременно для тех и других.

На рис. 10.6 показана энергетическая схема полупроводника, в котором создано вырождение для электронов и для дырок. Заштрихованные области соответствуют плотному заполнению состояний

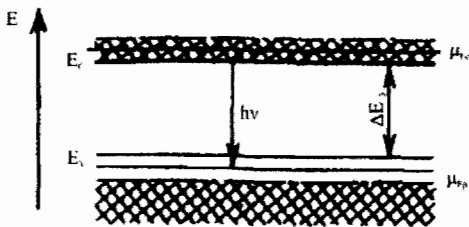


Рис. 10.6. Энергетическая схема полупроводника, в котором создано вырождение для электронов и для дырок

электронами. Свет с частотой, лежащей в пределах от $\mu_{Fc} - \mu_{Fp}/h$ до $(E_c - E_v)/h$, при прохождении через такой полупроводник будет усиливаться благодаря индуцированным переходам электронов из зоны проводимости в валентную зону.

Для создания инверсии населенностей в полупроводниках в настоящее время используется несколько способов возбуждения: инжекция носителей тока через электронно-дырочный переход, электронное возбуждение, оптическое возбуждение, ударная ионизация.

Наиболее широкое распространение получил метод инжекции через $n-p$ -переход неравновесных носителей тока. Преимуществом этого метода возбуждения является простота в сочетании с высоким коэффициентом полезного действия, величина которого теоретически может быть близкой к 100%. Полупроводниковые лазеры, в которых для создания инверсной населенности применяется метод инжекции неосновных носителей через $p-n$ -переход, получили название инжекционных.

В инжекционных лазерах используется $p-n$ -переход вырожденных полупроводников. Как показывает энергетическая диаграмма $p-n$ -перехода вырожденных полупроводников в отсутствие внешнего напряжения (рис. 10.7, а), уровни Ферми для p - и n -областей совпадают. При этом, естественно, условие $\mu_{Fc} - \mu_{Fp} > \Delta E_3$ не выполняется и инверсия населенностей отсутствует. Последнее означает, что в любой области полупроводника населенность электронных уровней в зоне проводимости меньше населенности дырок в валентной зоне. Возникновению инверсии населенностей препятствует образующийся на границе полупроводников потенциальный барьер, преграждающий перемещение электронов из n -области в зону проводимости p -полупроводника и дырок из p -области в валентную зону n -полупроводника. Для получения состояния с инверсией населенностей к $p-n$ -переходу нужно приложить напряжение $U > \Delta E_3/e$. При приложении к $p-n$ -переходу напряжения U в пропускном направлении потенциальный барьер уменьшается на величину

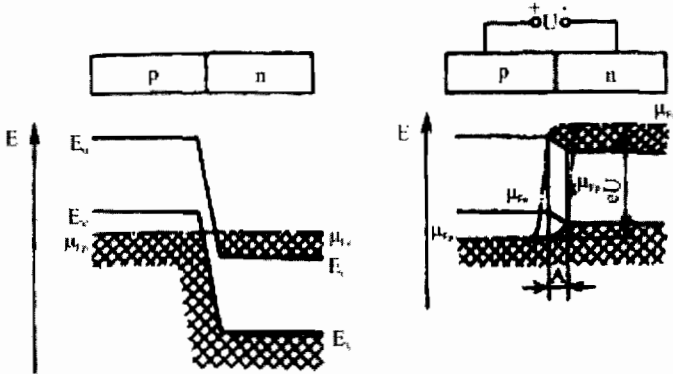


Рис. 10.7. Энергетические диаграммы p - n -перехода вырожденных полупроводников в отсутствие внешнего напряжения (а) и при его наличии (б)

ну eU электроны из n -области и дырки из p -области устремляются через переход навстречу друг другу. В p - n -переходе в слое, толщиной порядка диффузионной длины, образуется неравновесная концентрация носителей тока. Квазиуровни Ферми, характеризующие концентрацию электронов и дырок в области перехода, мало чем отличаются от соответствующих уровней Ферми в электронной и дырочной частях. При приложении в прямом направлении напряжения (рис. 10.7, б) в p - n -переходе образуется активная область с инверсией населенностей, содержащая одновременно вырожденные электроны и дырки. Теория показывает, что ширина активной области имеет величину порядка диффузионной длины носителей тока и составляет несколько микрон.

Устройство инжекционных лазеров. На рис. 10.8 показано схематическое устройство инжекционного лазера. Полупроводниковый кристалл с p - n -переходом, имеющий форму прямоугольной призмы, помещается между двумя массивными металлическими контактными пластинами, которые служат для подвода возбуждающего тока и одновременно обеспечивают отвод от него тепла. Две боковые противоположные грани кристалла, перпендикулярные плоскости перехода, выполняются параллельными и полируются с оптической точностью. Они представляют собой отражающие поверхности открытого резонатора. Чаще всего отражающие поверхности получают путем скола кристалла вдоль кристаллографической плоскости,

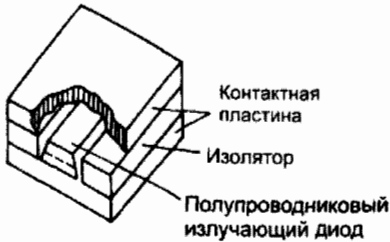


Рис. 10.8. Устройство полупроводникового инжекционного лазера

что обеспечивает идеально ровные и одновременно параллельные поверхности. Вследствие высокого показателя преломления большинства полупроводников, используемых в лазерах (например, у GaAs $n = 3,6$), поверхность полупроводник – воздух имеет довольно значительный коэффициент отражения, который оказывается до-

статочно для выполнения условия возбуждения. Часто на одну из граней напыляется полностью отражающее покрытие для того, чтобы излучение происходило в одном направлении. Две другие грани кристалла делают шероховатыми или скашивают их под небольшим углом, чтобы воспрепятствовать возникновению колебаний в нерабочих направлениях.

Излучающий кристалл имеет следующие габариты: расстояние между полированными поверхностями (длина резонатора) обычно составляет 0,2–0,5 мм, поперечные размеры того же порядка. Большинство полупроводниковых лазеров требует для работы принудительного охлаждения до азотных (77 К) или даже гелиевых (4,2 К) температур. Для этого применяют сосуды Дюара с жидким азотом или гелием, микрохолодильные машины замкнутого типа, осуществляют охлаждение на основе использования эффектов Пельтье и Джоуля–Томсона.

Излучающий кристалл с p – n -переходом имеет низкое сопротивление (доли ома) в прямом направлении. Поэтому для накачки требуются низковольтные (единицы вольт) источники тока. Возбуждение осуществляется импульсами тока длительностью от нескольких до десятых долей микросекунд. Частота повторения импульсов может достигать сотен кГц. Источник питания лазера обычно представляет собой генератор импульсов с согласующим трансформатором, выходная обмотка которого состоит из одного витка с большим поперечным сечением провода.

Основные технические характеристики и параметры инжекционных лазеров. В настоящее время инжекционные лазеры созданы на основе многих полупроводниковых материалов. В табл. 10.1 приведены материалы, используемые для инжекционных лазеров, и дли-

ны волн излучения. У смешанных кристаллов (Ga + Al) As ширина запрещенной зоны зависит от процентного содержания компонентов. Поэтому для них указана не фиксированная длина волны, а диапазон длин волн.

Наиболее полно изучены и получили широкое распространение инжекционные лазеры на основе арсенида галлия GaAs. Для возникновения колебаний в полупроводниковом генераторе, как и в любом лазере, инверсия населенностей должна быть такой, при которой усиление превышает потери в рабочем веществе и потери, связанные с пропусканием зеркал и дифракцией на них. Инверсия населенностей в инжекционном лазере определяется возбуждающим током. Ток, при котором в полупроводниковом лазере возникает когерентное излучение, называют пороговым. Для сравнительной характеристики качества излучающих диодов лазера удобнее пользоваться не пороговым током $i_{\text{пор}}$, а его плотностью $j_{\text{пор}} = i_{\text{пор}}/S$, где S — площадь p - n -перехода.

Таблица 10.1

Полупроводник	Длина волны, мкм	Полупроводник	Длина волны, мкм
		Смешанный кристалл (твердый раствор)	
Арсенид галлия GaAs	0,85	$\text{GaP}_x\text{As}_{1-x}$	0,63–0,9
Фосфид индия InP	0,9	$\text{JnAs}_x\text{P}_{1-x}$	0,90–3,1
Антимонид галлия GaSb	1,6	$\text{JnGa}_{1-x}\text{As}_x$	0,85–3,2
Арсенид индия InAs	3,2	$\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$	0,63–0,9
Сульфид свинца PbS	4,2	$\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}$	1,1–1,6
Антимонид индия InSb	5,3	$\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_{1-y}\text{P}_y$	0,62–0,90
Теллурид свинца PbTe	6,5	$\text{Ga}_x\text{Jn}_{1-x}\text{As}_y\text{P}_{1-y}$	0,6–3,0
Селенид свинца PbSe	8,5	$\text{GaAs}_{1-x}\text{Sb}_x$	0,85–1,60

Величина пороговой плотности тока зависит от многих факторов. Существенное влияние на нее оказывают посторонние примеси и различные дефекты кристаллической решетки материала излучающего диода. Они увеличивают вероятность релаксационных безызлучательных переходов, что затрудняет создание инверсии населенностей. Для уменьшения плотности порогового тока при изготовлении лазерных диодов используют материалы особой чистоты.

Плотность порогового тока зависит от длины резонатора. Эту зависимость легко установить, если воспользоваться условием возникновения колебаний в лазере и считать, что показатель усиления α_v в полупроводниковом лазере пропорционален плотности инжекционного тока $\alpha_v = \xi j$, где ξ – некоторый коэффициент, представляющий по смыслу показатель усиления при единичной плотности тока. Тогда условие возникновения колебаний можно записать в виде

$$\exp\left[2(\xi j_{\text{пор}} - \beta_0)L\right] r_1 r_2 = 1,$$

следовательно,

$$j_{\text{пор}} = \frac{1}{\xi} \left(\beta_0 + \frac{1}{2L} \ln r_1 r_2 \right). \tag{10.2}$$

Согласно (10.2), плотность порогового тока линейно зависит от $1/L$. Эта функция подтверждается экспериментально (рис. 10.9). В «хороших» диодах из GaAs величина β_0 составляет $10\text{--}20 \text{ см}^{-1}$, коэффициент $\xi \cong 2 \cdot 10^{-2} \text{ см/А}$ для температуры 77 К и сильно зависит от температуры.

Практически используются кристаллы длиной 0,2–0,5 мм, хотя с точки зрения уменьшения пороговой плотности необходимы кристаллы длиной в несколько раз больше указанной величины. Однако длинные кристаллы высокого оптического качества технически выполнить весьма трудно.

Пороговая плотность тока существенно зависит от температуры (рис. 10.10). Увеличение порогового тока с ростом температуры обусловлено одновременным действием нескольких основных причин. Во-первых, с повышением температуры электроны переходят на уровни с большей энергией. Поэтому населенность уровней вблизи дна зоны проводимости в *n*-области перехода уменьшается (уровень Ферми смещается ко дну зоны про-

во-

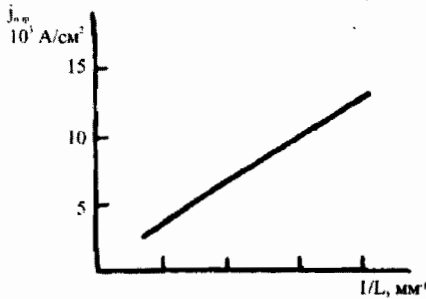


Рис. 10.9. Зависимость порогового тока лазера от длины резонатора

димости), а населенность уровней вблизи потолка валентной зоны в p -области перехода увеличивается (уровень Ферми p -полупроводника смещается к потолку валентной зоны). В результате с возрастанием температуры инверсия населенностей уменьшается. Во-вторых, с ростом температуры увеличиваются релаксационные безызлучательные межзонные переходы, что ведет также к уменьшению инверсии населенностей. И, наконец, при повышении температуры растут нерезонансные потери (коэффициент β_0).

Как показывают теоретические и экспериментальные исследования, при низкой температуре ($T > 30$ К) $j_{\text{пор}}$ возрастает медленно. При высоких температурах ($T > 100$ К) плотность порогового тока растет приблизительно пропорционально T^3 и имеет величину $\sim 10^5$ А/см² при комнатной температуре (при реальном размере кристалла $0,2 \times 0,1$ мм² пороговый ток около 10 А). Почти также быстро растет и мощность, рассеиваемая в излучающем кристалле, достигая величин, при которых кристалл разрушается. Это является основным препятствием в создании инжекционных лазеров, работающих в непрерывном режиме при комнатной температуре.

Выход из создавшегося положения был найден Ж.И. Алферовым (СССР) в использовании гетеропереходов, позволивших снизить плотность порогового тока более чем на два порядка и получить непрерывный режим генерации полупроводникового инжекционного лазера при комнатной температуре. Гетеропереходы образуются на стыке полупроводников с разной шириной запрещенной зоны. Оптимальной для лазера является двойная гетероструктура, представляющая собой трехслойную полупроводниковую систему, имеющую два гетероперехода.

Наиболее подходящими для создания гетеропереходов оказались два полупроводника: арсенид галлия GaAs и твердый раствор (Ga + Al)As, обладающие практически одинаковыми кристаллическими решетками, но разными величинами запрещенных зон.

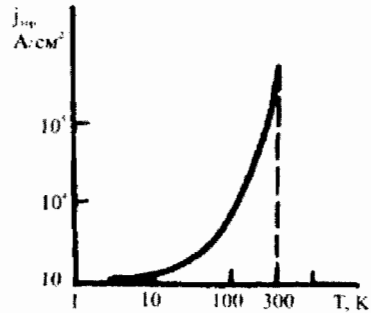


Рис. 10.10. Зависимость порогового тока лазера от температуры кристалла

На основе этой пары были созданы инжекционные лазеры на арсениде галлия с двухсторонней гетероструктурой типа $n(\text{Al}, \text{Ga})\text{As}-p\text{GaAs}-p(\text{Al}, \text{Ga})\text{As}$. Двойная гетероструктура этих лазеров состоит из тонкого слоя (толщиной около микрона) арсенида галлия p -типа, заключенного между p - и n -областями раствора $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, имеющего более широкую запрещенную зону.

На рис. 10.11 приведена упрощенная энергетическая зонная диаграмма двойной гетероструктуры в отсутствие напряжения (рис. 10.11, а) и с внешним напряжением (рис. 10.11, б), приложенным в прямом направлении. Приложенное к гетеропереходу напряжение приводит к инжекции электронов из широкозонного n -полупроводника $(\text{Al}, \text{Ga})\text{As}$ в область $p\text{GaAs}$, где образуется инверсия населенностей.

Особенностью рассматриваемой гетероструктуры является возможность осуществления режима суперинъекции. Для этого режима характерно то, что плотность инжектируемых в узкозонный активный материал $p\text{GaAs}$ электронов превышает их равновесную концентрацию в широкозонном эмиттере (кристалле $p(\text{Al}, \text{Ga})\text{As}$). Суперинъекция создается при напряжениях, близких и больших контактной разности потенциалов пары полупроводников $p\text{GaAs}-n(\text{Al}, \text{Ga})\text{As}$, когда потенциальный барьер для электронов исчезает.

Увеличению инверсии в активном слое $p\text{GaAs}$ двойной гетероструктуры способствует так называемое электронное ограничение. Оно состоит в том, что инжектируемые в $p\text{GaAs}$ электроны не могут диф-

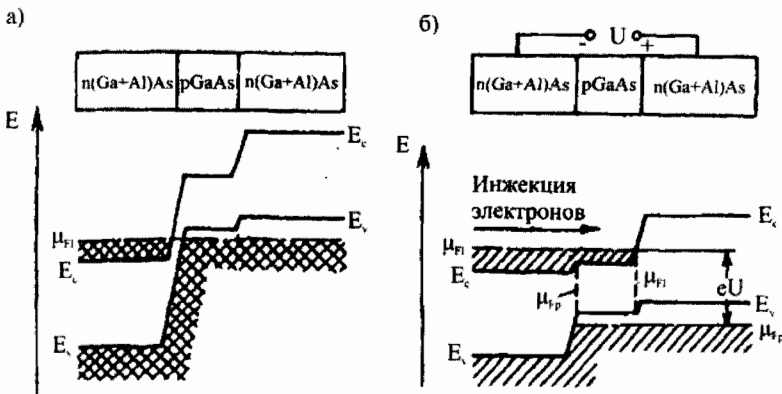


Рис. 10.11. Энергетические диаграммы двойной гетероструктуры в отсутствие внешнего напряжения (а) и при его наличии (б)

фундировать в соседнюю широкозонную область $p(\text{Al}, \text{Ga})\text{As}$ полупроводника, и их плотность в активной области возрастает. Диффузии электронов в область $p(\text{Al}, \text{Ga})\text{As}$ препятствует, как видно из рис. 10.11, потенциальный барьер, существующий на ее границе.

Важную роль в уменьшении пороговой плотности тока гетеролазеров играют оптические свойства гетероструктур. Центральный активный слой $p\text{GaAs}$ гетероструктуры имеет большую диэлектрическую проницаемость, чем области n и p смешанного кристалла $(\text{Al}, \text{Ga})\text{As}$. Поэтому активный слой с инверсией населенности служит диэлектрическим волноводом, внутри которого распространяется основная доля поля генерации.

Меньшая плотность порогового тока в лазере на двойных гетероструктурах связана также с тем, что в широкозонных областях $(\text{Al}, \text{Ga})\text{As}$, соседних с активным слоем $p\text{GaAs}$, отсутствует межзонное поглощение, поскольку энергия квантов генерируемого излучения меньше ширины их запрещенной зоны.

Лучшие инжекционные гетеролазеры на GaAs имеют плотность порогового тока $\sim(1-3)10^3 \text{ А/см}^2$ при комнатной температуре, что почти на два порядка меньше, чем в лучших инжекционных гомолазерах на GaAs .

Одной из важных характеристик инжекционных лазеров является зависимость мощности генерации от тока. На рис. 10.12 представлена зависимость интенсивности выходного излучения полупроводникового лазера от инжекционного тока. Начальный пологий участок кривой соответствует спонтанному излучению с широким спектром излучения, относительно резкий излом на нижнем участке кривой — значению тока, когда возникает генерация когерентного излучения. При токах, превышающих пороговый, мощность генерации растет с усилением тока линейно. Загиб в верхней части характеристики в области больших токов вызывается перегревом излучающего кристалла.

На рис. 10.13 приведена спектральная характеристика лазера на

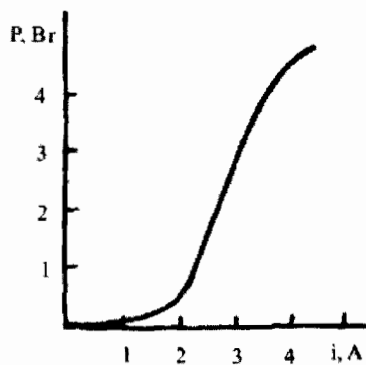


Рис. 10.12. Зависимость мощности излучения полупроводникового инжекционного лазера от тока

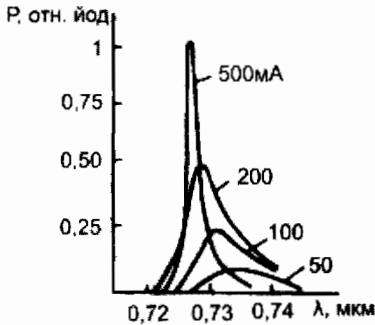


Рис. 10.13. Зависимость мощности излучения полупроводникового лазера от длины волны при различных инжекционных токах

GaAs для различных значений токов инжекции. При малых значениях тока инжекции наблюдается лишь спонтанное излучение и ширина спектра довольно велика ($\Delta\lambda = 10$ нм).

С увеличением тока спектр излучения сужается, а максимум смещается в сторону коротких волн. При токе, немного превышающем пороговое значение, излучается узкая линия с шириной доли нанометра. В случае большого превышения тока над

пороговым значением спектр излучения обычно расширяется до 10 нм и более. На спектр излучения полупроводниковых лазеров сильно влияет температура. Так, нагрев на 1°C в лазере на GaAs вызывает смещение центра спектральной линии излучения в сторону длинных волн примерно на 0,3 нм. Такое смещение частоты излучения лазера связано с уменьшением ширины запрещенной зоны при росте температуры полупроводника.

Из-за малых размеров $(1-5) \times (20-100)$ мкм излучающей поверхности направленность излучения полупроводниковых лазеров значительно больше, чем у других видов лазеров. Типичная ширина диаграммы направленности в плоскости, перпендикулярной переходу, составляет около 10° , а в плоскости перехода — несколько градусов.

В настоящее время созданы инжекционные гетеролазеры, работающие в непрерывном режиме при комнатной температуре на всех смешанных кристаллах, указанных в табл. 10.1, и многих других в качестве активной среды. Их излучение перекрывает диапазон длин волн от ближней инфракрасной до коротковолновой области видимого света ($\lambda \approx 400$ нм). Так, на гетероструктуре с активной областью из смешанного кристалла $\text{Cd}_x\text{Zn}_{1-x}\text{Se}$, заключенной между слоями ZnSe *p* и *n* типа, создан инжекционный лазер, генерирующий излучение (при подборе состава *x*) на длинах волн $583+535$ нм. Еще более коротковолновое излучение с длинами волн $376+420$ нм удалось получить от лазера на гетероструктуре $\text{AlGaIn}/\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}/\text{GaIn}$, работающей при комнатной температуре.

Расширение диапазона рабочих волн и улучшение параметров инжекционных гетеролазеров стало возможным благодаря использованию сверхтонких активных слоев в гетероструктурах. При толщине ℓ^* активного слоя гетероструктуры меньшей длины свободного пробега электронов физические характеристики материала полупроводника существенно меняются. Электроны в таком тонком активном слое, представляющем квантово-размерную структуру, ведут себя как в квантовой яме. Энергетический спектр электронов и дырок в сверхтонкой активной области становится зависимым от толщины слоя, а также меняется плотность электронных состояний. Как показывают теоретический анализ и экспериментальные исследования, изменение энергетического спектра и плотности состояний благоприятно влияют на условия создания инверсной населенности. Инжекционные гетеролазеры со сверхмалой толщиной активной области, т. е. лазеры с квантово-размерной активной областью**, принято называть лазерами с квантовыми ямами. Пороговая плотность тока лазеров с квантовыми ямами при комнатной температуре составляет величину $\leq 10^2$ А/см, что более чем на три порядка меньше порогового тока гомолазеров. Пороговый ток лазеров с квантовыми точками еще ниже и может быть доведен до 15 А/см².

Указанные выше лазеры, излучающие в коротковолновой (фиолетовой и зеленой) области света, представляют пример лазеров с квантовыми ямами, в которых в качестве квантовых ям использовались квантово-размерные области из смешанных кристаллов $\text{Cd}_x\text{Zn}_{x-1}\text{Se}$ и $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$.

Инжекционные лазеры на гетероструктурах обладают уникальными энергетическими характеристиками. Мощность излучения одного лазерного диода в непрерывном режиме может составлять (5÷10) Вт. Диодные линейки, изготовленные на основе гетероструктур, позволяют генерировать непрерывное излучение в несколько сот ватт.

* $\ell \leq 10$ нм

** Квантово-размерная активная область может быть представлена не только в виде тонкого слоя, но и в виде набора узких нитей (квантовых нитей) или решетки субмикронных полупроводниковых образований (квантовых точек). Поэтому, кроме лазеров с квантовыми ямами, рассматривают лазеры с квантовыми нитями и квантовыми точками.

Гетеролазеры имеют рекордный коэффициент полезного действия из всего богатого набора существующих лазеров. В лабораторных образцах КПД гетеролазеров достигает $60 \div 70$ %. КПД промышленных лазерных диодных линеек составляет ≈ 45 %, гетеролазеров со стыкованным световолокнами ≈ 25 %. Срок службы гетеролазеров достигает 10 000 ч.

Обладая уникальными весогабаритными, энергетическими и эксплуатационными характеристиками, инжекционные гетеролазеры являются самыми востребованными для различных применений.

Так, гетеролазеры на структурах AlGaAs/GaAs широко используются в бытовой технике (компакт-дисковые системы записи и считывания информации – CD и DVD и минидисковые проигрыватели, CD-драйверы в компьютерах, компьютерные системы памяти, лазерные принтеры и т.д.). Лазеры на гетероструктурах JnGaAsP/JnP являются основными источниками в волокно-оптических линиях связи, обеспечивающих работу Интернет-систем, кабельного телевидения, дальней телефонной широкополосной кабельной связи и т.д. Лазеры на JnGaAsP/JnP-структурах работают на длинах волн 1,3 мкм и 1,55 мкм, соответствующих минимальным затуханиям в световолокнах на двуокиси кремния.

Гетеролазеры используют для эффективной оптической накачки твердотельных и волоконных лазеров. Для этих целей разработаны гетеролазеры (диодные линейки и матрицы), длина волны излучения которых совпадает с линиями поглощения активных частиц (ионов) указанных лазеров.

Широко используются гетеролазеры в робототехнике для измерительных целей (дальномеры, доплеровские измерители скоростей и т.д.), лазерной медицине (хирургия, обезболивание, заживление ран и т.д.), лазерной технологии (маркировка, микросварка, резка и т.п.).

ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ЛАЗЕРЫ

Среди многообразных веществ, применяемых в качестве активного тела лазера, важное место занимают полупроводники. Физические свойства и особенности системы энергетических уровней полупроводников позволяют создавать на их основе высокоэффективные (с КПД в несколько десятков процентов) оптические квантовые генераторы, отличающиеся простотой конструкции и малыми размерами. При размерах излучающего кристалла, не превышающих 1×1 мм², удается получать мощность излучения в непрерывном режиме ≈ 10 Вт. Прежде чем перейти к описанию работы, устройства и характеристик полупроводниковых ОКГ, рассмотрим некоторые основные свойства полупроводников.

Свойства полупроводников тесно связаны со структурой электронных оболочек атомов, из которых они образованы. Атомы характеризуются стационарными состояниями, соответствующими дискретной последовательности значений энергии, и каждому такому состоянию отвечает определенная конфигурация электронных оболочек атомов. В полупроводнике атомы, образующие его, настолько близко располагаются друг к другу, что внешние электронные оболочки их соприкасаются или даже перекрываются. В результате характер движения валентных электронов резко изменяется. Электроны, находящиеся на определенном энергетическом уровне одного атома, получают возможность переходить без затраты энергии на соответствующий уровень соседнего атома и таким образом свободно перемещаться вдоль всего полупроводника. Вместо индивидуальных атомных орбит образуются коллективные, и подоболочки отдельных атомов объединяются в единый для всего полупроводника коллектив – зону. Дискретные электронные уровни изолированных атомов полупроводника в результате взаимодействия расщепляются в относительно широкие зоны (шириной ~ 1 эВ) разрешенных значений энергии, разделенные запрещенными зонами.

Каждая разрешенная зона образуется из большого числа уровней, равного количеству атомов в полупроводнике. Расстояние между соседними уровнями в разрешенных зонах очень мало ($\sim 10^{-22}$ эВ). Поэтому зоны можно рассматривать как сплошные полосы. Однако существенно, что в зоне число уровней все-таки конечно, что играет важную роль в определении характера распределения электронов полупроводника по состояниям.

Согласно принципу Паули, в каждом состоянии может быть только один электрон. Электроны стремятся, как и любые частицы и системы, занять состояния с наименьшей энергией. При ограниченном числе электронов, содержащихся в твердом теле, заполненными оказываются лишь несколько наиболее низких энергетических зон. Характер заполнения зон электронами и ширина запрещенных зон твердого тела определяют его энергетические и другие физические свойства.

Электроны полностью заполненных нижних зон не принимают участия в электропроводности вещества. Действительно, так как все состояния в заполненных зонах заняты, то внешнее электрическое поле не может оказывать какого-либо влияния на движение электронов. Оно может лишь вызвать перестановку электронов местами, не нарушая распределения их по скоростям (увеличение скорости одного электрона компенсируется соответствующим уменьшением скорости другого), т. е. электроны полностью заполненной зоны не могут приобрести под действием внешнего поля преимущественное направление движения, определяющее электрический ток. Поскольку нижние заполненные зоны не влияют на электрические, а также многие другие свойства твердого тела, то их в большинстве случаев вообще не учитывают. Рассматривают только самую верхнюю зону, целиком заполненную при абсолютном нуле температуры, — валентную зону, ближайшую лежащую над ней, разрешенную зону, называемую зоной проводимости.

Между зоной проводимости и валентной зоной лежит запрещенная зона (рис. 10.1, *a*), ширина которой для различных полупроводников составляет от долей до нескольких электронвольт. При температурах, близких к абсолютному нулю, в зоне проводимости полупроводникового кристалла электроны отсутствуют, а валентная зона полностью заполнена, т. е. кристалл полупроводника при температурах, близких к нулю, является диэлектриком.



Рис. 10.1. Зонная структура полупроводников

При повышении температуры часть электронов из валентной зоны за счет тепловой энергии переходит в зону проводимости. Уровни энергии в разрешенных зонах, как известно, расположены очень близко (интервал между соседними уровнями $\sim 10^{-22}$ эВ). Поэтому заброшенные в зону проводимости электроны уже слабым электрическим полем могут переводиться на ближайшие свободные уровни этой же зоны, т. е. электроны в зоне проводимости ведут себя как свободные и определяют проводимость вещества.

Чем выше температура и чем меньше ширина запрещенной зоны, тем больше забрасывается электронов из валентной зоны в зону проводимости и тем выше проводимость полупроводника.

При ширине запрещенной зоны более 2–3 эВ из валентной зоны в зону проводимости при всех «доступных» нам температурах электронов забрасывается ничтожно мало. Поэтому вещества с пустой зоной проводимости, имеющие ширину запрещенной зоны более 2 эВ, не проводят ток, являясь диэлектриками. В металлах зона проводимости вплотную примыкает к валентной зоне или частично перекрывается с ней. Проводимость в полупроводниках создается не только электронами, попавшими в зону проводимости. Дело в том, что после ухода электронов в зону проводимости из полностью заполненной валентной зоны в ней остаются незаполненные состояния — дырки. Благодаря этому электроны валентной зоны получают возможность перемещаться под действием электрического поля и тем самым вносят вклад в ток. Во внешнем электрическом поле электрон валентной зоны совершает переход на освободившееся состояние, в результате дырка движется в направлении, противоположном направлению движения электронов, как если бы она обладала положительным

зарядом. Дырка ведет себя как частица с положительным зарядом, равным по величине заряду электрона.

Таким образом, электропроводность полупроводников обуславливается двумя типами носителей тока: электронами в зоне проводимости и положительными дырками в почти заполненной валентной зоне. В первом случае говорят об электронной, во втором – о дырочной проводимости.

Полупроводники, в которых свободные электроны и дырки образуются только за счет переброса из валентной зоны в зону проводимости, называют собственными, а их проводимость – собственной проводимостью. В них число свободных электронов равно числу дырок.

Свойства полупроводников весьма существенно зависят от примесей. Это связано с тем, что атомы примеси, внедряясь в кристаллическую решетку полупроводника, изменяют его энергетическую структуру и влияют на концентрацию носителей тока. Так, если в решетку кристалла входят атомы примеси, то часть энергетических уровней этих атомов попадает в запрещенный промежуток между валентной зоной и зоной проводимости.

Различают донорные и акцепторные примеси. У донорных примесей энергетический уровень основного состояния, занятый валентным электроном, лежит внутри запрещенной зоны вблизи от нижнего края (дна) зоны проводимости (рис. 10.1, б), а уровни возбужденных состояний – в зоне проводимости.

При температуре, близкой к абсолютному нулю, валентные электроны примесей находятся на энергетическом уровне основного состояния и не могут участвовать в проводимости. При возрастании температуры валентные электроны будут переходить в зону проводимости, вызывая в ней проводимость. Поскольку величина энергии, необходимой для перехода с донорного уровня в зону проводимости, значительно меньше ширины запрещенной зоны, то при низких температурах в зоне проводимости благодаря переходам с донорных уровней образуются электроны. Полупроводники, у которых электроны в зоне проводимости появляются вследствие перехода с примесных донорных уровней, называются электронными полупроводниками, или полупроводниками *n*-типа.

У акцепторных примесей электронный энергетический уровень основного состояния лежит в валентной зоне, а следующий за ним свободный уровень расположен выше верхнего края (потолка) вален-

тной зоны вблизи от него (рис. 10.1, в). При температуре абсолютно нуля электроны кристалла и примесей заполняют валентную зону и электропроводность его равна нулю. При повышении температуры часть электронов из валентной зоны будет забрасываться на свободные уровни примесных атомов, в ней появятся пустые места — дырки и станет возможна дырочная проводимость.

Полупроводники, в которых дырки в валентной зоне образуются в результате перехода электронов из нее на примесные уровни, называются дырочными полупроводниками, или полупроводниками *p*-типа.

В отличие от собственных полупроводников, где проводимость осуществляется одновременно электронами и дырками, в примесных полупроводниках проводимость обуславливается в основном носителями одного типа: электронами — в полупроводниках *n*-типа и дырками — в *p*-полупроводниках. Эти носители называются основными. Кроме них в полупроводнике присутствуют неосновные носители: в электронном полупроводнике — дырки, в дырочном — электроны. Концентрация основных носителей обычно превалирует над концентрацией неосновных.

Для анализа и описания различных физических процессов в полупроводниках необходимо знать распределение электронов и дырок по энергетическим уровням. Оно зависит от взаимодействия электронов с тепловыми колебаниями атомов решетки кристалла и внешними электромагнитными полями (например, светом), вызывающими перераспределение электронов как внутри частично заполненных зон, так и из зоны в зону.

Особое значение имеет распределение электронов по энергетическим уровням для полупроводников, находящихся в состоянии термодинамического равновесия. Благодаря взаимодействиям с атомами кристаллической решетки в состоянии равновесия температуры электронов и атомов одинаковы. При этом каждой температуре соответствует вполне определенное распределение электронов по энергетическим уровням. Распределение носителей тока по энергетическим состояниям, которое существует в полупроводнике, находящемся в тепловом равновесии, а также соответствующие ему концентрации электронов и дырок, называют равновесными. Если возбуждение электронов происходит не в результате взаимодействия с тепловыми колебаниями атомов решетки, а за счет других процес-

сов (например, облучением светом), то в течение некоторого времени электроны могут обладать температурой, превышающей колебательную температуру атомной решетки. Такие электроны (и дырки) называют неравновесными носителями тока. Неравновесные носители, сталкиваясь с решеткой, быстро (за время 10^{-10} – 10^{-13} с в зависимости от типа полупроводника) отдают ей излишки энергии, переходя в тепловое равновесие с решеткой, и становятся не отличимыми от равновесных носителей. Это означает, что распределение неравновесных носителей по энергетическим состояниям такое же, как и равновесных, только их концентрация больше равновесной.

Как показывает теория, при термодинамическом равновесии распределение электронов по энергетическим состояниям описывается функцией Ферми-Дирака:

$$f_e(E) = \frac{1}{\exp\left[\frac{E - \mu_F}{kT}\right] + 1}, \quad (10.1)$$

где T – абсолютная температура; k – постоянная Больцмана. Величина μ_F называется энергией Ферми, или химическим потенциалом. Функция $f_e(E)$ характеризует вероятность того, что состояние с данной энергией E занято.

Как следует из (10.1), при $T \rightarrow 0$ для $E - \mu_F < 0$ функция $f_e(E) \rightarrow 1$, для $E - \mu_F > 0$ $f_e(E) \rightarrow 0$. Поэтому при абсолютном нуле температуры в интервале энергий от нуля до μ_F функция распределения Ферми-Дирака равна единице (рис. 10.2). При энергии, большей μ_F , она равна нулю. Это означает, что при абсолютном нуле температуры все разрешенные энергетические состояния, лежащие ниже энергетического уровня Ферми, заняты, а лежащие выше него – пусты.

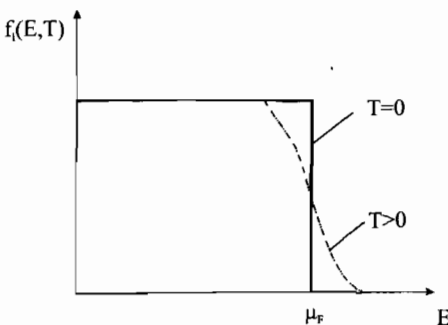


Рис. 10.2. Функция распределения Ферми-Дирака

При температуре, отличной от абсолютного нуля, вместо скачкообразного изменения функции Ферми происходит сравнительно

плавное изменение функции Ферми. При температуре, отличной от абсолютного нуля, вместо скачкообразного изменения функции Ферми происходит сравнительно

плавное изменение ее от значения $f_e(E)=1$ к значению $f_e(E)=0$ (пунктирная линия на рис. 10.2). В интервале температур, для которых $kT \ll \mu_F$, этот постепенный переход происходит вблизи от $E=\mu_F$ в узкой полосе $\sim kT$. Нагревание ведет к перераспределению электронов по энергетическим уровням. Электроны в результате теплового возбуждения переходят из состояний с энергией, меньшей μ_F , в состояния с энергией, большей μ_F . При $kT \ll \mu_F$ тепловому возбуждению в основном подвергаются лишь электроны, находящиеся на уровнях, тесно примыкающих к уровню Ферми. При $E=\mu_F$ и $T \neq 0$ функция Ферми-Дирака принимается равной $f_e(E)=1/2$. Следовательно, вероятность заполнения электронами состояния с энергией Ферми равна 0,5.

Так как зависимость $f_e(E)$ определяет вероятность заполнения данного уровня электроном, то функция

$$f_p(E) = 1 - f_e(E)$$

означает вероятность того, что уровень свободен, т. е. занят дыркой. Иначе говоря, функция

$$f_p(E) = \frac{1}{\exp\left[\frac{\mu_F - E}{kT}\right] + 1}$$

характеризует распределение дырок по энергетическим уровням.

Величина μ_F является основным параметром, определяющим энергетическое распределение электронов и дырок в полупроводнике. Он зависит от типа полупроводника, количества примесей и температуры. Принципиально теория позволяет для каждого конкретного случая рассчитать энергию Ферми. Величина μ_F в однородном кристалле определяется из условия нейтральности, которое сводится к тому, чтобы концентрация электронов равнялась концентрации дырок. При этом расчет основывается на том свойстве, что химический потенциал для электронов и дырок данного полупроводника один и тот же.

В собственном полупроводнике уровень Ферми при температуре абсолютного нуля проходит посередине запрещенной зоны (рис. 10.3,а). В примесном слаболегированном электронном по-

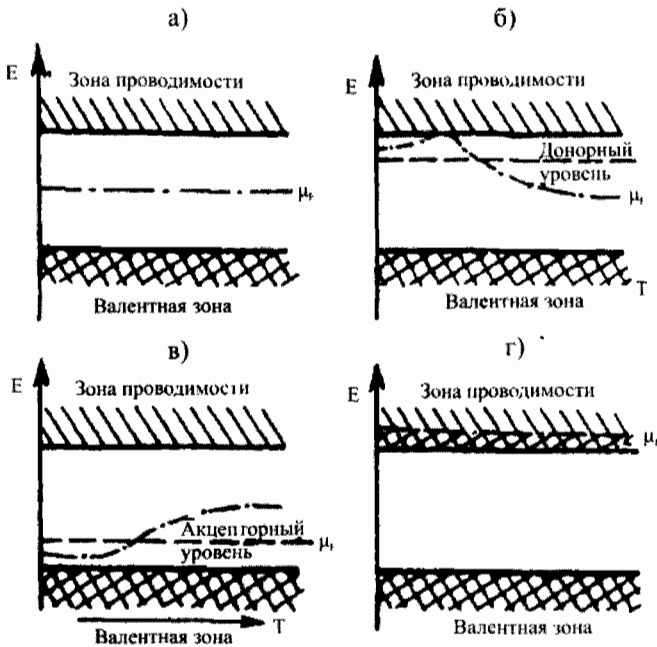


Рис. 10.3. Расположение уровня Ферми-Дирака в полупроводниках различного типа

лупроводнике при температуре абсолютного нуля уровень Ферми проходит посередине между дном зоны проводимости и донорными уровнями. С повышением температуры он сначала поднимается вверх, не доходя до дна зоны проводимости, а затем смещается вниз, стремясь к середине запрещенной зоны (рис. 10,б). В примесном слаболегированном дырочном полупроводнике при $T = 0$ уровень Ферми проходит посередине между потолком валентной зоны и акцепторными уровнями. При повышении температуры он поднимается, стремясь к середине запрещенной зоны (рис. 10.3,в).

Положение уровня Ферми зависит от концентрации примесей. Увеличение концентрации акцепторных (донорных) примесей ведет к смещению уровня Ферми ко дну зоны проводимости (потолку валентной зоны). При сильной степени легирования донорные и акцепторные уровни вследствие взаимодействия примесных атомов расщепляются в полосы, сливающиеся с зоной проводимости или валентной зоны, и уровень Ферми оказывается в одной из них

(рис. 10.3,з). Такие полупроводники называют вырожденными. Они широко используются для создания полупроводниковых лазеров.

Как следует из термодинамики, химический потенциал для всех частей системы, находящейся в равновесии, должен быть один и тот же. Эта важная особенность химического потенциала позволяет описывать поведение энергетических уровней при соединении двух различных полупроводников. На рис. 10.4,а приведена система энергетических уровней изолированных *n*- и *p*-полупроводников, а на рис. 10.4,б — система этих же полупроводников, приведенных в контакт между собой и находящихся в равновесии.

В контактной области полупроводников возникают потенциальные барьеры: для электронов — в *n*-полупроводнике, для дырок — в *p*-полупроводнике. Образование потенциального барьера связано с появлением на границе полупроводников двойного слоя зарядов. Поскольку в *n*-полупроводнике концентрация электронов больше, чем в *p*-полупроводнике, то они диффундируют в *p*-область. Благодаря этому в граничном слое *n*-полупроводника из-за ухода электронов образуется объемный положительный заряд ионизированных

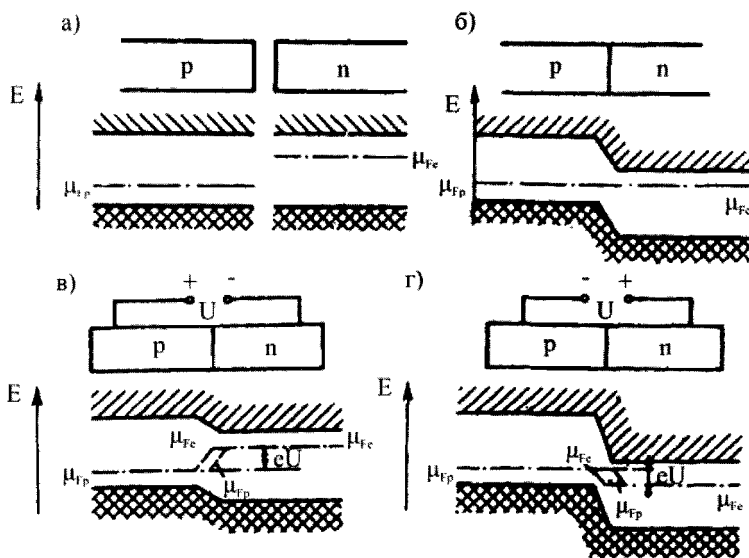


Рис. 10.4. Схема энергетических уровней изолированных *n*- и *p*-полупроводников (а) и система этих же полупроводников находящихся в контакте (б)

донорных атомов. С другой стороны, в результате диффузии дырок из акцепторного полупроводника в n -область в граничном слое p -полупроводника образуется объемный заряд неподвижных атомов акцепторной примеси. Между слоями объемного заряда образуется разность потенциалов, направленная от n – к p -полупроводнику, препятствующая перетеканию электронов из n – в p -область, а дырок из p – в n -область. Образующаяся разность потенциалов, наоборот, способствует перетеканию неосновных носителей между полупроводниками, т. е. электронов из p – в n – и дырок из n – в p -область. Величина потенциального барьера, возникающая в контакте двух полупроводников, находящихся в равновесии, такова, что потоки носителей тока, направленные в противоположные стороны, равны, это обеспечивается при равенстве потенциала Ферми в обеих частях перехода.

При подведении напряжения к полупроводникам, находящимся в контакте, уровни Ферми в них сдвигаются на величину приложенной разности потенциалов. При прямой полярности напряжения, когда положительный потенциал подан на p -полупроводник, а отрицательный – к полупроводнику с n -проводимостью, уровни энергии полупроводников смещаются так, что величина потенциального барьера в граничном слое полупроводников уменьшается (рис. 10.4,а). Это ведет к увеличению диффузии электронов из n – в p –, а дырок из p – в n -области, и через переход течет ток (ток прямой ветви).

В случае обратной полярности напряжения потенциальный барьер увеличивается (рис. 10.4,б), что уменьшает поток основных носителей через него, и через переход идет слабый ток, определяемый неосновными носителями (обратный ток).

При наличии между полупроводниками внешнего напряжения, вызывающего инжекцию носителей тока из n - и p -областей, в области перехода концентрация электронов и дырок получается отличной от равновесного значения. Распределение электронов и дырок в области перехода характеризуется квазиуровнями Ферми μ_{Fc} и μ_{Fp} . Вне перехода квазиуровни Ферми совпадают с уровнями Ферми соответствующего полупроводника (см. рис. 10.4).

Отличительной особенностью энергетической структуры полупроводников, играющей первостепенную роль в процессе взаимодействия их с электромагнитным излучением, является зависимость электронных уровней от импульса (волнового вектора) носителей

тока. Она обусловлена процессами взаимодействия электронов с внутренним полем кристаллической решетки.

На рис. 10.5 показана зависимость структуры энергетических зон от импульса $P = \hbar k$ для двух типов полупроводников. У полупроводников типа

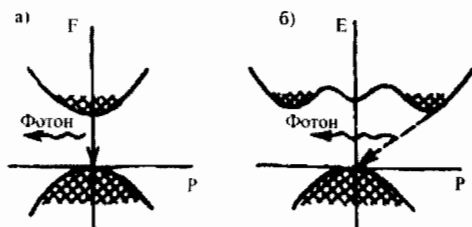


Рис. 10.5. Зависимость структуры энергетических зон от импульса для двух типов полупроводников

типа антимонида индия (JnSb), арсенида галлия (GaAs), фосфида индия (JnP) и некоторых других потолка валентной зоны и дно зоны проводимости имеют вид парабол, вершины которых соответствуют одному и тому же значению P (рис. 10.5, а).

У многих полупроводников, таких, как германий (Ge), кремний (Si), границы валентной зоны и зоны проводимости имеют сложный вид (рис. 10.5, б). Здесь максимум валентной зоны и минимум зоны проводимости имеют место при различных значениях импульса.

Любые частицы стремятся занять такое состояние, при котором их энергия минимальна. Поэтому электроны в зоне проводимости стремятся занять уровни вблизи минимума границы валентной зоны, а дырки сосредотачиваются вблизи максимума границы валентной зоны. Таким образом, обычно электроны и дырки скапливаются на энергетических уровнях вблизи экстремумов границ разрешенных зон.

В полупроводниковых лазерах в качестве рабочего могут быть использованы различные переходы: валентная зона – зона проводимости, разрешенная зона – уровни примесных атомов и переходы между уровнями примесей. Во всех практически осуществленных полупроводниковых лазерах используются межзонные переходы. Они сопровождаются либо ре-комбинацией электронов зоны проводимости с дырками валентной зоны, либо генерацией (рождением) электронно-дырочных пар.

В соответствии с основами физики при любых переходах наряду с выполнением закона сохранения энергии выполняется закон сохранения импульса. Согласно последнему, при межзонных переходах с поглощением или испусканием фотона должно выполняться равенство $\vec{P}_1 = \vec{P}_2 + \vec{P}_\phi$, где \vec{P}_1 и \vec{P}_2 – соответственно импульс электрона в начальном и конечном состояниях, \vec{P}_ϕ – импульс фотона.

Импульс фотона равен $h\nu/c \approx \Delta E/c$ ($h\nu$ – энергия кванта, ΔE – ширина запрещенной зоны). Для полупроводников $\Delta E \sim 1$ эВ и значение P_ϕ существенно меньше импульса электрона, имеющего величину $\sim h\frac{\pi}{a}$ (a – период решетки кристалла). Поэтому $\vec{P}_1 \equiv \vec{P}_2$, т. е. излучение и поглощение фотона при межзонных переходах могут происходить без участия других частиц лишь в том случае, если импульсы электронов в начальном и конечном состояниях равны. Квантовые переходы, происходящие без изменения импульса электрона, называются прямыми. Прямые переходы осуществляются в полупроводниках, у которых максимум границы валентной зоны и минимум границы зоны проводимости соответствуют одному и тому же значению импульса P (на рис. 10.5,а прямой переход изображен вертикальной стрелкой).

В отличие от рассмотренного случая в полупроводниках с энергетической структурой, изображенной на рис. 10.5,б, процесс испускания и поглощения фотонов при переходах между состояниями, лежащими вблизи экстремумов валентной зоны и зоны проводимости, сопровождается изменением импульсов электронов. Последнее обуславливается изменением колебательного состояния решетки кристалла, т. е. излучением или поглощением фонона. При таких переходах, в соответствии с законом сохранения импульса, должно выполняться равенство: $\vec{P}_1 = \vec{P}_2 + \vec{P}_\phi + \vec{P}_{\text{фн}}$, где $\vec{P}_{\text{фн}}$ – импульс фонона.

Переходы, при которых электрон изменяет свой импульс, называются непрямыми (на рис. 10.5,б не прямой переход изображен наклонной стрелкой). Вероятность не прямых переходов существенно меньше, чем прямых. В настоящее время для полупроводниковых лазеров применяют только материалы с прямыми переходами.

Метод создания инверсии населенностей полупроводниковых лазеров. Основной проблемой создания лазера на полупроводниках, как и любого другого, является получение состояния с инверсией населенностей, обеспечивающей усиление света резонансной частоты перехода. Определим условие достижения инверсной населенности в полупроводнике. Для этого необходимо потребовать, чтобы в нем индуцированное излучение преобладало над поглощением.

Рассмотрим два уровня полупроводника, первый из которых лежит в валентной зоне и имеет энергию E_1 , а второй с энергией E_2 –

в зоне проводимости. Переходы между этими уровнями будут определять поглощение или излучение с квантами энергии $h\nu_{21} = E_2 - E_1$.

Среднее число электронов на уровнях 1 и 2 определяется функциями распределения Ферми-Дирака:

$$f_1(E_1) = \frac{1}{\exp\left[\frac{E_1 - \mu_{\text{Фр}}}{kT}\right] + 1} \quad \text{и} \quad f_2(E_2) = \frac{1}{\exp\left[\frac{E_2 - \mu_{\text{Фс}}}{kT}\right] + 1},$$

где $\mu_{\text{Фс}}$ и $\mu_{\text{Фр}}$ – квазиуровни Ферми для электронов в валентной зоне и дырок в зоне проводимости.

Количество излучаемых фотонов пропорционально числу электронов на верхнем уровне f_2 и числу пустых мест, т. е. числу дырок $(1 - f_1)$ на нижнем уровне. Количество поглощенных фотонов, наоборот, пропорционально числу электронов на нижнем уровне f_1 и числу дырок $(1 - f_2)$ на верхнем. Энергия, излучаемая полупроводником за счет индуцированных переходов $2 \rightarrow 1$, пропорциональна произведению $f_2(1 - f_1)h\nu_{21}$, а поглощаемая – величине $f_1(1 - f_2)h\nu_{21}$. Отсюда следует, что индуцированное излучение будет превышать потери, если $f_2(1 - f_1) > f_1(1 - f_2)$, т. е. $f_2 > f_1$, или с учетом выражения для функции Ферми f_2 и f_1 имеем

$$\mu_{\text{Фс}} - \mu_{\text{Фр}} > E_2 - E_1 = h\nu_{21}.$$

Считая уровни 2 и 1 совпадающими с границами разрешенных зон, условие инверсной населенности в полупроводнике для межзонных переходов запишем в виде: $\mu_{\text{Фс}} - \mu_{\text{Фр}} > \Delta E_3$, где ΔE_3 – ширина запрещенной зоны.

Таким образом, в проводнике, в котором создано состояние инверсии населенностей, расстояние между квазиуровнями Ферми для электронов и дырок должно превышать ширину запрещенной зоны. Это означает следующее: хотя бы один из квазиуровней Ферми должен находиться в разрешенной зоне, т. е. должно иметь место состояние вырождения для электронов или для дырок, или одновременно для тех и других.

На рис. 10.6 показана энергетическая схема полупроводника, в котором создано вырождение для электронов и для дырок. Заштрихованные области соответствуют плотному заполнению состояний

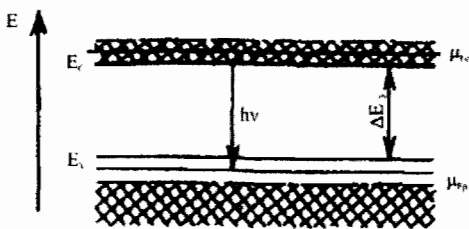


Рис. 10.6. Энергетическая схема полупроводника, в котором создано вырождение для электронов и для дырок

электронами. Свет с частотой, лежащей в пределах от $\mu_{Fc} - \mu_{Fp}/h$ до $(E_c - E_v)/h$, при прохождении через такой полупроводник будет усиливаться благодаря индуцированным переходам электронов из зоны проводимости в валентную зону.

Для создания инверсии населенностей в полупроводниках в настоящее время используется несколько способов возбуждения: инжекция носителей тока через электронно-дырочный переход, электронное возбуждение, оптическое возбуждение, ударная ионизация.

Наиболее широкое распространение получил метод инжекции через $n-p$ -переход неравновесных носителей тока. Преимуществом этого метода возбуждения является простота в сочетании с высоким коэффициентом полезного действия, величина которого теоретически может быть близкой к 100%. Полупроводниковые лазеры, в которых для создания инверсной населенности применяется метод инжекции неосновных носителей через $p-n$ -переход, получили название инжекционных.

В инжекционных лазерах используется $p-n$ -переход вырожденных полупроводников. Как показывает энергетическая диаграмма $p-n$ -перехода вырожденных полупроводников в отсутствие внешнего напряжения (рис. 10.7, а), уровни Ферми для p - и n -областей совпадают. При этом, естественно, условие $\mu_{Fc} - \mu_{Fp} > \Delta E_3$ не выполняется и инверсия населенностей отсутствует. Последнее означает, что в любой области полупроводника населенность электронных уровней в зоне проводимости меньше населенности дырок в валентной зоне. Возникновению инверсии населенностей препятствует образующийся на границе полупроводников потенциальный барьер, преграждающий перемещение электронов из n -области в зону проводимости p -полупроводника и дырок из p -области в валентную зону n -полупроводника. Для получения состояния с инверсией населенностей к $p-n$ -переходу нужно приложить напряжение $U > \Delta E_3/e$. При приложении к $p-n$ -переходу напряжения U в пропускном направлении потенциальный барьер уменьшается на величину

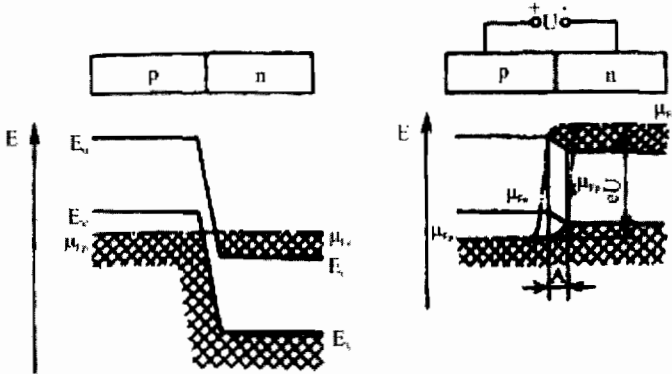


Рис. 10.7. Энергетические диаграммы p - n -перехода вырожденных полупроводников в отсутствие внешнего напряжения (а) и при его наличии (б)

ну eU электроны из n -области и дырки из p -области устремляются через переход навстречу друг другу. В p - n -переходе в слое, толщиной порядка диффузионной длины, образуется неравновесная концентрация носителей тока. Квазиуровни Ферми, характеризующие концентрацию электронов и дырок в области перехода, мало чем отличаются от соответствующих уровней Ферми в электронной и дырочной частях. При приложении в прямом направлении напряжения (рис. 10.7, б) в p - n -переходе образуется активная область с инверсией населенностей, содержащая одновременно вырожденные электроны и дырки. Теория показывает, что ширина активной области имеет величину порядка диффузионной длины носителей тока и составляет несколько микрон.

Устройство инжекционных лазеров. На рис. 10.8 показано схематическое устройство инжекционного лазера. Полупроводниковый кристалл с p - n -переходом, имеющий форму прямоугольной призмы, помещается между двумя массивными металлическими контактными пластинами, которые служат для подвода возбуждающего тока и одновременно обеспечивают отвод от него тепла. Две боковые противоположные грани кристалла, перпендикулярные плоскости перехода, выполняются параллельными и полируются с оптической точностью. Они представляют собой отражающие поверхности открытого резонатора. Чаще всего отражающие поверхности получают путем скола кристалла вдоль кристаллографической плоскости,

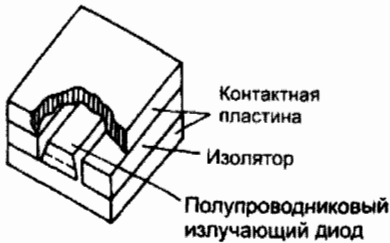


Рис. 10.8. Устройство полупроводникового инжекционного лазера

что обеспечивает идеально ровные и одновременно параллельные поверхности. Вследствие высокого показателя преломления большинства полупроводников, используемых в лазерах (например, у GaAs $n = 3,6$), поверхность полупроводник – воздух имеет довольно значительный коэффициент отражения, который оказывается до-

статочно для выполнения условия возбуждения. Часто на одну из граней напыляется полностью отражающее покрытие для того, чтобы излучение происходило в одном направлении. Две другие грани кристалла делают шероховатыми или скашивают их под небольшим углом, чтобы воспрепятствовать возникновению колебаний в нерабочих направлениях.

Излучающий кристалл имеет следующие габариты: расстояние между полированными поверхностями (длина резонатора) обычно составляет 0,2–0,5 мм, поперечные размеры того же порядка. Большинство полупроводниковых лазеров требует для работы принудительного охлаждения до азотных (77 К) или даже гелиевых (4,2 К) температур. Для этого применяют сосуды Дюара с жидким азотом или гелием, микрохолодильные машины замкнутого типа, осуществляют охлаждение на основе использования эффектов Пельтье и Джоуля–Томсона.

Излучающий кристалл с p – n -переходом имеет низкое сопротивление (доли ома) в прямом направлении. Поэтому для накачки требуются низковольтные (единицы вольт) источники тока. Возбуждение осуществляется импульсами тока длительностью от нескольких до десятых долей микросекунд. Частота повторения импульсов может достигать сотен кГц. Источник питания лазера обычно представляет собой генератор импульсов с согласующим трансформатором, выходная обмотка которого состоит из одного витка с большим поперечным сечением провода.

Основные технические характеристики и параметры инжекционных лазеров. В настоящее время инжекционные лазеры созданы на основе многих полупроводниковых материалов. В табл. 10.1 приведены материалы, используемые для инжекционных лазеров, и дли-

ны волн излучения. У смешанных кристаллов (Ga + Al) As ширина запрещенной зоны зависит от процентного содержания компонентов. Поэтому для них указана не фиксированная длина волны, а диапазон длин волн.

Наиболее полно изучены и получили широкое распространение инжекционные лазеры на основе арсенида галлия GaAs. Для возникновения колебаний в полупроводниковом генераторе, как и в любом лазере, инверсия населенностей должна быть такой, при которой усиление превышает потери в рабочем веществе и потери, связанные с пропусканием зеркал и дифракцией на них. Инверсия населенностей в инжекционном лазере определяется возбуждающим током. Ток, при котором в полупроводниковом лазере возникает когерентное излучение, называют пороговым. Для сравнительной характеристики качества излучающих диодов лазера удобнее пользоваться не пороговым током $i_{\text{пор}}$, а его плотностью $j_{\text{пор}} = i_{\text{пор}}/S$, где S — площадь p - n -перехода.

Таблица 10.1

Полупроводник	Длина волны, мкм	Полупроводник	Длина волны, мкм
		Смешанный кристалл (твердый раствор)	
Арсенид галлия GaAs	0,85	GaP _x As _{1-x}	0,63–0,9
Фосфид индия InP	0,9	JnAs _x P _{1-x}	0,90–3,1
Антимонид галлия GaSb	1,6	JnGa _{1-x} As _x	0,85–3,2
Арсенид индия InAs	3,2	Al _x Ga _{1-x} As	0,63–0,9
Сульфид свинца PbS	4,2	Al _x Ga _{1-x} Sb	1,1–1,6
Антимонид индия InSb	5,3	Al _x Ga _{1-x} As _{1-y} P _y	0,62–0,90
Теллурид свинца PbTe	6,5	Ga _x Jn _{1-x} As _y P _{1-y}	0,6–3,0
Селенид свинца PbSe	8,5	GaAs _{1-x} Sb _x	0,85–1,60

Величина пороговой плотности тока зависит от многих факторов. Существенное влияние на нее оказывают посторонние примеси и различные дефекты кристаллической решетки материала излучающего диода. Они увеличивают вероятность релаксационных безызлучательных переходов, что затрудняет создание инверсии населенностей. Для уменьшения плотности порогового тока при изготовлении лазерных диодов используют материалы особой чистоты.

Плотность порогового тока зависит от длины резонатора. Эту зависимость легко установить, если воспользоваться условием возникновения колебаний в лазере и считать, что показатель усиления α_v в полупроводниковом лазере пропорционален плотности инжекционного тока $\alpha_v = \xi j$, где ξ — некоторый коэффициент, представляющий по смыслу показатель усиления при единичной плотности тока. Тогда условие возникновения колебаний можно записать в виде

$$\exp\left[2(\xi j_{\text{пор}} - \beta_0)L\right] r_1 r_2 = 1,$$

следовательно,

$$j_{\text{пор}} = \frac{1}{\xi} \left(\beta_0 + \frac{1}{2L} \ln r_1 r_2 \right). \quad (10.2)$$

Согласно (10.2), плотность порогового тока линейно зависит от $1/L$. Эта функция подтверждается экспериментально (рис. 10.9). В «хороших» диодах из GaAs величина β_0 составляет $10\text{--}20 \text{ см}^{-1}$, коэффициент $\xi \cong 2 \cdot 10^{-2} \text{ см/А}$ для температуры 77 К и сильно зависит от температуры.

Практически используются кристаллы длиной 0,2–0,5 мм, хотя с точки зрения уменьшения пороговой плотности необходимы кристаллы длиной в несколько раз больше указанной величины. Однако длинные кристаллы высокого оптического качества технически выполнить весьма трудно.

Пороговая плотность тока существенно зависит от температуры (рис. 10.10). Увеличение порогового тока с ростом температу-

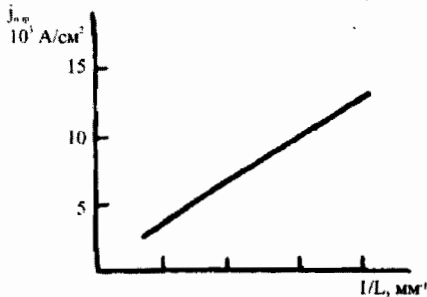


Рис. 10.9. Зависимость порогового тока лазера от длины резонатора

ры обусловлено одновременным действием нескольких основных причин. Во-первых, с повышением температуры электроны переходят на уровни с большей энергией. Поэтому населенность уровней вблизи дна зоны проводимости в n -области перехода уменьшается (уровень Ферми смещается ко дну зоны прово-

димости), а населенность уровней вблизи потолка валентной зоны в p -области перехода увеличивается (уровень Ферми p -полупроводника смещается к потолку валентной зоны). В результате с возрастанием температуры инверсия населенностей уменьшается. Во-вторых, с ростом температуры увеличиваются релаксационные безызлучательные межзонные переходы, что ведет также к уменьшению инверсии населенностей. И, наконец, при повышении температуры растут нерезонансные потери (коэффициент β_0).

Как показывают теоретические и экспериментальные исследования, при низкой температуре ($T > 30$ К) $j_{\text{пор}}$ возрастает медленно. При высоких температурах ($T > 100$ К) плотность порогового тока растет приблизительно пропорционально T^3 и имеет величину $\sim 10^5$ А/см² при комнатной температуре (при реальном размере кристалла $0,2 \times 0,1$ мм² пороговый ток около 10 А). Почти также быстро растет и мощность, рассеиваемая в излучающем кристалле, достигая величин, при которых кристалл разрушается. Это является основным препятствием в создании инжекционных лазеров, работающих в непрерывном режиме при комнатной температуре.

Выход из создавшегося положения был найден Ж.И. Алферовым (СССР) в использовании гетеропереходов, позволивших снизить плотность порогового тока более чем на два порядка и получить непрерывный режим генерации полупроводникового инжекционного лазера при комнатной температуре. Гетеропереходы образуются на стыке полупроводников с разной шириной запрещенной зоны. Оптимальной для лазера является двойная гетероструктура, представляющая собой трехслойную полупроводниковую систему, имеющую два гетероперехода.

Наиболее подходящими для создания гетеропереходов оказались два полупроводника: арсенид галлия GaAs и твердый раствор (Ga + Al)As, обладающие практически одинаковыми кристаллическими решетками, но разными величинами запрещенных зон.

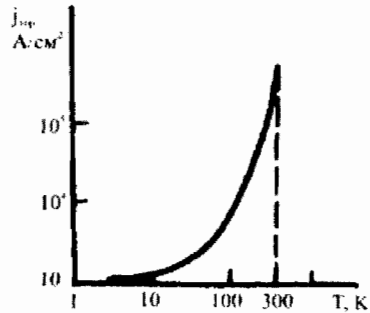


Рис. 10.10. Зависимость порогового тока лазера от температуры кристалла

На основе этой пары были созданы инжекционные лазеры на арсениде галлия с двухсторонней гетероструктурой типа $n(\text{Al}, \text{Ga})\text{As}-p\text{GaAs}-p(\text{Al}, \text{Ga})\text{As}$. Двойная гетероструктура этих лазеров состоит из тонкого слоя (толщиной около микрона) арсенида галлия p -типа, заключенного между p - и n -областями раствора $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, имеющего более широкую запрещенную зону.

На рис. 10.11 приведена упрощенная энергетическая зонная диаграмма двойной гетероструктуры в отсутствие напряжения (рис. 10.11, а) и с внешним напряжением (рис. 10.11, б), приложенным в прямом направлении. Приложенное к гетеропереходу напряжение приводит к инжекции электронов из широкозонного n -полупроводника $(\text{Al}, \text{Ga})\text{As}$ в область $p\text{GaAs}$, где образуется инверсия населенностей.

Особенностью рассматриваемой гетероструктуры является возможность осуществления режима суперинъекции. Для этого режима характерно то, что плотность инжектируемых в узкозонный активный материал $p\text{GaAs}$ электронов превышает их равновесную концентрацию в широкозонном эмиттере (кристалле $p(\text{Al}, \text{Ga})\text{As}$). Суперинъекция создается при напряжениях, близких и больших контактной разности потенциалов пары полупроводников $p\text{GaAs}-n(\text{Al}, \text{Ga})\text{As}$, когда потенциальный барьер для электронов исчезает.

Увеличению инверсии в активном слое $p\text{GaAs}$ двойной гетероструктуры способствует так называемое электронное ограничение. Оно состоит в том, что инжектируемые в $p\text{GaAs}$ электроны не могут диф-

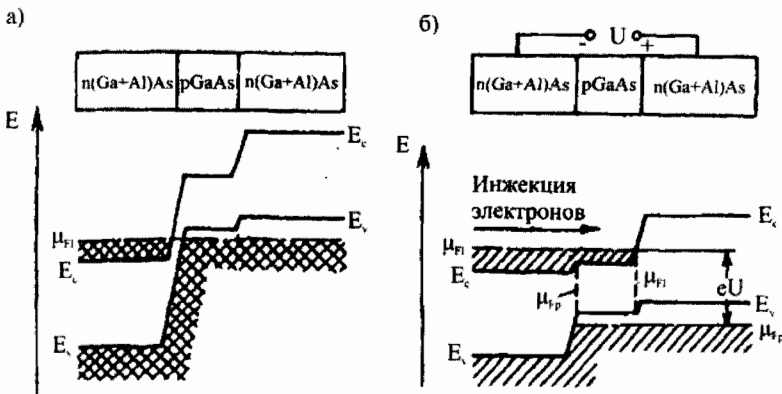


Рис. 10.11. Энергетические диаграммы двойной гетероструктуры в отсутствие внешнего напряжения (а) и при его наличии (б)

фундировать в соседнюю широкозонную область $p(\text{Al}, \text{Ga})\text{As}$ полупроводника, и их плотность в активной области возрастает. Диффузии электронов в область $p(\text{Al}, \text{Ga})\text{As}$ препятствует, как видно из рис. 10.11, потенциальный барьер, существующий на ее границе.

Важную роль в уменьшении пороговой плотности тока гетеролазеров играют оптические свойства гетероструктур. Центральный активный слой $p\text{GaAs}$ гетероструктуры имеет большую диэлектрическую проницаемость, чем области n и p смешанного кристалла $(\text{Al}, \text{Ga})\text{As}$. Поэтому активный слой с инверсией населенности служит диэлектрическим волноводом, внутри которого распространяется основная доля поля генерации.

Меньшая плотность порогового тока в лазере на двойных гетероструктурах связана также с тем, что в широкозонных областях $(\text{Al}, \text{Ga})\text{As}$, соседних с активным слоем $p\text{GaAs}$, отсутствует межзонное поглощение, поскольку энергия квантов генерируемого излучения меньше ширины их запрещенной зоны.

Лучшие инжекционные гетеролазеры на GaAs имеют плотность порогового тока $\sim(1-3)10^3 \text{ А/см}^2$ при комнатной температуре, что почти на два порядка меньше, чем в лучших инжекционных гомолазерах на GaAs .

Одной из важных характеристик инжекционных лазеров является зависимость мощности генерации от тока. На рис. 10.12 представлена зависимость интенсивности выходного излучения полупроводникового лазера от инжекционного тока. Начальный пологий участок кривой соответствует спонтанному излучению с широким спектром излучения, относительно резкий излом на нижнем участке кривой — значению тока, когда возникает генерация когерентного излучения. При токах, превышающих пороговый, мощность генерации растет с усилением тока линейно. Загиб в верхней части характеристики в области больших токов вызывается перегревом излучающего кристалла.

На рис. 10.13 приведена спектральная характеристика лазера на

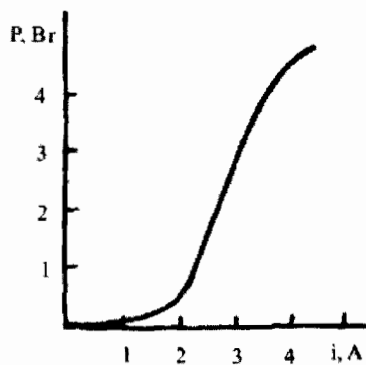


Рис. 10.12. Зависимость мощности излучения полупроводникового инжекционного лазера от тока

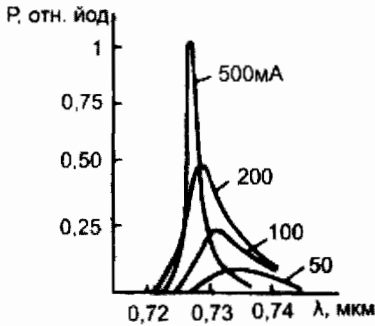


Рис. 10.13. Зависимость мощности излучения полупроводникового лазера от длины волн при различных инжекционных токах

GaAs для различных значений токов инжекции. При малых значениях тока инжекции наблюдается лишь спонтанное излучение и ширина спектра довольно велика ($\Delta\lambda = 10$ нм).

С увеличением тока спектр излучения сужается, а максимум смещается в сторону коротких волн. При токе, немного превышающем пороговое значение, излучается узкая линия с шириной доли нанометра. В случае большого превышения тока над

пороговым значением спектр излучения обычно расширяется до 10 нм и более. На спектр излучения полупроводниковых лазеров сильно влияет температура. Так, нагрев на 1°C в лазере на GaAs вызывает смещение центра спектральной линии излучения в сторону длинных волн примерно на 0,3 нм. Такое смещение частоты излучения лазера связано с уменьшением ширины запрещенной зоны при росте температуры полупроводника.

Из-за малых размеров $(1-5) \times (20-100)$ мкм излучающей поверхности направленность излучения полупроводниковых лазеров значительно больше, чем у других видов лазеров. Типичная ширина диаграммы направленности в плоскости, перпендикулярной переходу, составляет около 10° , а в плоскости перехода — несколько градусов.

В настоящее время созданы инжекционные гетеролазеры, работающие в непрерывном режиме при комнатной температуре на всех смешанных кристаллах, указанных в табл. 10.1, и многих других в качестве активной среды. Их излучение перекрывает диапазон длин волн от ближней инфракрасной до коротковолновой области видимого света ($\lambda \approx 400$ нм). Так, на гетероструктуре с активной областью из смешанного кристалла $\text{Cd}_x\text{Zn}_{1-x}\text{Se}$, заключенной между слоями ZnSe *p* и *n* типа, создан инжекционный лазер, генерирующий излучение (при подборе состава *x*) на длинах волн $583+535$ нм. Еще более коротковолновое излучение с длинами волн $376+420$ нм удалось получить от лазера на гетероструктуре $\text{AlGaIn}/\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}/\text{GaIn}$, работающей при комнатной температуре.

Расширение диапазона рабочих волн и улучшение параметров инжекционных гетеролазеров стало возможным благодаря использованию сверхтонких активных слоев в гетероструктурах. При толщине ℓ^* активного слоя гетероструктуры меньшей длины свободного пробега электронов физические характеристики материала полупроводника существенно меняются. Электроны в таком тонком активном слое, представляющем квантово-размерную структуру, ведут себя как в квантовой яме. Энергетический спектр электронов и дырок в сверхтонкой активной области становится зависимым от толщины слоя, а также меняется плотность электронных состояний. Как показывают теоретический анализ и экспериментальные исследования, изменение энергетического спектра и плотности состояний благоприятно влияют на условия создания инверсной населенности. Инжекционные гетеролазеры со сверхмалой толщиной активной области, т. е. лазеры с квантово-размерной активной областью**, принято называть лазерами с квантовыми ямами. Пороговая плотность тока лазеров с квантовыми ямами при комнатной температуре составляет величину $\leq 10^2$ А/см, что более чем на три порядка меньше порогового тока гомолазеров. Пороговый ток лазеров с квантовыми точками еще ниже и может быть доведен до 15 А/см².

Указанные выше лазеры, излучающие в коротковолновой (фиолетовой и зеленой) области света, представляют пример лазеров с квантовыми ямами, в которых в качестве квантовых ям использовались квантово-размерные области из смешанных кристаллов $\text{Cd}_x\text{Zn}_{1-x}\text{Se}$ и $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$.

Инжекционные лазеры на гетероструктурах обладают уникальными энергетическими характеристиками. Мощность излучения одного лазерного диода в непрерывном режиме может составлять (5÷10) Вт. Диодные линейки, изготовленные на основе гетероструктур, позволяют генерировать непрерывное излучение в несколько сот ватт.

* $\ell \leq 10$ нм

** Квантово-размерная активная область может быть представлена не только в виде тонкого слоя, но и в виде набора узких нитей (квантовых нитей) или решетки субмикронных полупроводниковых образований (квантовых точек). Поэтому, кроме лазеров с квантовыми ямами, рассматривают лазеры с квантовыми нитями и квантовыми точками.

Гетеролазеры имеют рекордный коэффициент полезного действия из всего богатого набора существующих лазеров. В лабораторных образцах КПД гетеролазеров достигает $60 \div 70$ %. КПД промышленных лазерных диодных линеек составляет ≈ 45 %, гетеролазеров со стыкованным световолокнами ≈ 25 %. Срок службы гетеролазеров достигает 10 000 ч.

Обладая уникальными весогабаритными, энергетическими и эксплуатационными характеристиками, инжекционные гетеролазеры являются самыми востребованными для различных применений.

Так, гетеролазеры на структурах AlGaAs/GaAs широко используются в бытовой технике (компакт-дисковые системы записи и считывания информации – CD и DVD и минидисковые проигрыватели, CD-драйверы в компьютерах, компьютерные системы памяти, лазерные принтеры и т.д.). Лазеры на гетероструктурах JnGaAsP/JnP являются основными источниками в волокно-оптических линиях связи, обеспечивающих работу Интернет-систем, кабельного телевидения, дальней телефонной широкополосной кабельной связи и т.д. Лазеры на JnGaAsP/JnP-структурах работают на длинах волн 1,3 мкм и 1,55 мкм, соответствующих минимальным затуханиям в световолокнах на двуокиси кремния.

Гетеролазеры используют для эффективной оптической накачки твердотельных и волоконных лазеров. Для этих целей разработаны гетеролазеры (диодные линейки и матрицы), длина волны излучения которых совпадает с линиями поглощения активных частиц (ионов) указанных лазеров.

Широко используются гетеролазеры в робототехнике для измерительных целей (дальномеры, доплеровские измерители скоростей и т.д.), лазерной медицине (хирургия, обезболивание, заживление ран и т.д.), лазерной технологии (маркировка, микросварка, резка и т.п.).

УЛУЧШЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ЛАЗЕРОВ

11.1. Режим гигантских импульсов

Излучение импульсных оптических квантовых генераторов на твердом теле, как известно, носит «пиковый» характер и обычно представляет собой хаотическую последовательность различных по амплитуде импульсов («пиков»). Это ограничивает возможности использования твердотельных лазеров. Можно добиться такого режима работы лазера (режим гигантских импульсов), в котором выходное излучение состоит из импульсов большой мощности с управляемым моментом их возникновения.

Для осуществления режима гигантских импульсов используют модуляцию добротности резонатора. Лазер с управляемой добротностью позволяет получать импульсы света длительностью 10^{-7} – 10^{-9} с при пиковой мощности до нескольких гигаватт.

Принцип действия лазера с управляемой добротностью состоит в том, что во время накачки активного вещества искусственно увеличиваются потери резонатора («разрывается обратная связь»). В результате условия самовозбуждения не выполняются. При достаточной интенсивности накачки на верхнем (метастабильном) рабочем уровне накапливается большой избыток рабочих частиц. В момент, когда населенность верхнего уровня достигает максимальной величины, быстро уменьшаются потери («включается обратная связь»). При этом возбужденные частицы переходят в нижнее состояние, и вся накопленная энергия излучается в одном импульсе малой длительности (примерно равной времени двойного прохождения света между зеркалами резонатора).

Для пояснения работы лазера в режиме гигантского импульса на рис. 11.1 приведены зависимости от времени интенсивности накачки I_n (а), добротности резонатора Q (в), инверсии населенностей рабочей пары уровней ΔN (б) и интенсивности излучения $I_{из}$ (г).

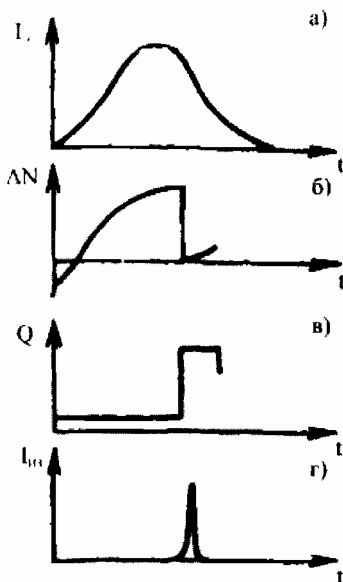


Рис. 11.1. Зависимость от времени интенсивности света накачки, разности населенностей, добротности и интенсивности излученного света лазером

Специальное устройство синхронизирует включение ламп накачки с вращением зеркала таким образом, чтобы к моменту, когда зеркало займет положение, соответствующее съюстированному резонатору, в активном теле лазера была достигнута максимальная инверсия населенностей рабочих уровней. Обычно вместо зеркала для модуляции добротности используют прямоугольную призму полного внутреннего отражения (рис. 11.2). Призму вращают вокруг оси, перпендикулярной ребру прямого двугранного угла. Достоинством прямоугольной призмы является то, что случайные колебания ее вокруг линии, перпендикулярной оси вращения, в силу свойств призмы, не оказывают существенного влияния на работу генератора.

Для управления добротностью резонатора широко применяются электрооптические затворы. Основным звеном такого затвора является электрооптический элемент, в качестве которого используются ячейки Керра или Поккельса.

Ячейка Керра представляет собой конденсатор, заполненный изотропным веществом, обладающим свойством приобретать двой-

Управление добротностью резонатора обеспечивают различные оптические затворы (механические, электрооптические, основанные на явлении просветления и др.).

В механических затворах широко используется метод, основанный на вращении одного из зеркал резонатора. Возбуждение колебаний в лазере с вращающимся зеркалом возможно лишь в течение короткого интервала времени, когда зеркала параллельны с большой степенью точности.

При скорости вращения 20000–30000 об/мин, легко реализуемой на практике, время переключения добротности составляет примерно 10^{-7} с.

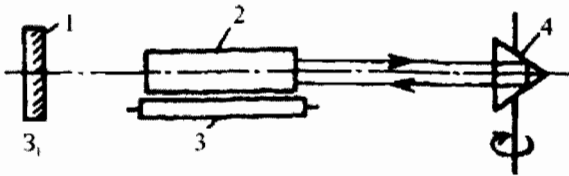


Рис. 11.2. Схема применения механического затвора в лазере

ное лучепреломление под действием электрического поля (эффект Керра). Вещество в конденсаторе Керра под влиянием электрического поля в оптическом отношении становится подобным одноосному кристаллу с оптической осью вдоль направления электрического поля. Величина разности показателей преломления обыкновенного (n_0) и необыкновенного (n_e) лучей пропорциональна квадрату электрического поля ϵ : $n_0 - n_e = \lambda B \epsilon^2$ (λ — длина волны света, B — постоянная Керра). При этом разность фаз, приобретаемая лучами на длине ячейки L , равна $\phi = (2\pi L/\lambda) \cdot (n_0 - n_e) = 2\pi B L \epsilon^2$. В ячейках Керра широко используется нитробензол, имеющий большую постоянную B , равную $4 \cdot 10^{-5} \text{ В}^{-2} \text{ см}$.

Ячейка Поккельса представляет собой кристалл, обладающий электрооптическим эффектом, который помещен в электрическое поле. В настоящее время в ячейках Поккельса, предназначенных для модуляции добротности, наиболее часто используют одноосные кристаллы фосфида калия (KDP), дигидрофосфида аммония (ADP), дигидрофосфида рубидия (RDP). Действие такой ячейки основано на явлении изменения оптической анизотропии кристалла от внешнего электрического поля. Ячейку Поккельса обычно выполняют с так называемой продольной геометрией, для которой характерно, что луч света и направление управляющего поля параллельны (рис. 11.3). Кристалл устанавливают таким образом, чтобы луч света проходил вдоль оптической оси z . При этом, в отсутствие внешнего модулиру-

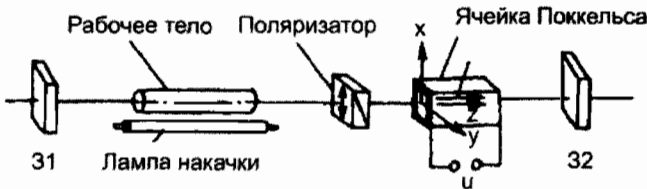


Рис. 11.3. Схема применения электрооптического затвора в лазере

ющего поля, свет любой поляризации распространяется с одной и той же скоростью, не претерпевая двойного лучепреломления. При приложении электрического поля ϵ вдоль оси z появляется двойное лучепреломление.

Показатели преломления волн с ортогональными поляризациями, направленными под углом $\pm 45^\circ$ к кристаллографическим осям x и y , отличаются на величину, пропорциональную полю ϵ . Разность фаз, приобретаемая этими волнами в кристалле, является линейной функцией от модулирующего поля ϵ , в отличие от эффекта Керра, где она пропорциональна квадрату поля.

Для управления добротностью резонатора с помощью ячейки Керра (Поккельса) ее помешают в резонатор вместе с поляризационной призмой между зеркалом и активным телом лазера (см. рис. 11.3). Призму ориентируют так, чтобы ее главная плоскость составляла угол 45° к направлению поля в ячейке Керра. В случае использования в затворе ячейки Поккельса продольной геометрии поляризационную призму ориентируют таким образом, чтобы ее главная плоскость совпадала с одной из кристаллографических осей x и y электрооптического кристалла. При этом обыкновенный и необыкновенный лучи в ячейках будут иметь одинаковую интенсивность. К ячейке прикладывают напряжение такой величины, чтобы разность хода обыкновенного и необыкновенного лучей при двукратном прохождении их составляла половину длины волны. В результате плоскость поляризации света после прохождения через ячейку в направлении от призмы и обратно повернется на 90° относительно первоначального положения, задаваемого поляризационной призмой, и свет не сможет пройти через нее. Это соответствует закрытому состоянию затвора, т. е. «разрыву обратной связи». При снятии напряжения с ячейки затвор открывается, «обратная связь» восстанавливается.

Достоинством электрооптических затворов является малое время переключения, которое может составлять единицы наносекунд, отсутствие подвижных частей, возможность электрического управления. К недостаткам электрооптических затворов следует отнести то, что они вносят заметные потери в резонатор и для управления ими обычно требуется высокое напряжение — порядка десятков киловольт.

Для осуществления режима гигантского импульса широко используются пассивные просветляющиеся затворы, насыщающиеся

фильтры. Их действие основано на свойстве некоторых веществ менять прозрачность под действием проходящего через них оптического излучения. Таким свойством обладают растворы красителей и некоторые марки стекол.

На рис. 11.4,а приведена зависимость коэффициента пропускания T кюветы с фталоцианином, растворенным в нитробензоле, от величины интенсивности проходящего излучения. Видно, что с ростом интенсивности света поглощение уменьшается. Поглощение излучения связано с переводом молекул фталоцианина из основного состояния 1 в возбужденное 3, с которого они возвращаются обратно через промежуточный метастабильный уровень 2, имеющий время жизни $\tau_{21} \sim 10^{-3}$ с (рис. 11.4,б). Время безызлучательного перехода τ_{32} уровня 3 на уровень 2 составляет 10^{-7} с. При малой мощности излучения молекулы фталоцианина находятся в основном на уровне 1 и поглощение имеет максимальную величину. С ростом интенсивности потока излучения все большее число молекул переходит в состояния 3 и 2, а концентрация молекул в основном состоянии уменьшается и поглощение падает. При больших плотностях потока населенность уровня основного состояния оказывается достаточно низкой и среда становится прозрачной.

Введение в резонатор лазера просветляющегося затвора увеличивает потери и, следовательно, повышает пороговый уровень накачки. В результате во время накачки происходит значительное накопление активных частиц в верхнем состоянии излучательного перехода активной среды лазера. С увеличением населенности верхнего рабочего уровня возрастает мощность спонтанного излучения активной среды.

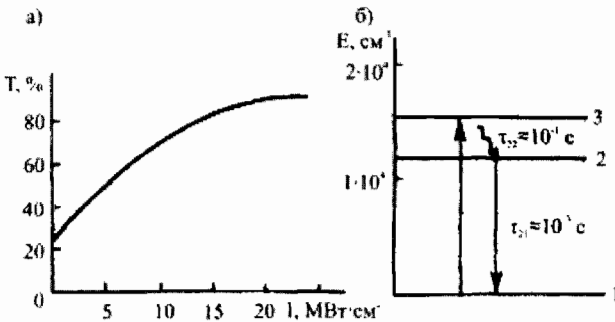


Рис. 11.4. Схема, поясняющая принцип действия пассивного оптического затвора

Это ведет к уменьшению коэффициента поглощения пассивного затвора. Когда прозрачность затвора достигает такой величины, при которой выполняются условия самовозбуждения, происходит регенеративный лавинообразный процесс нарастания амплитуды колебаний и вся запасенная в активном теле энергия излучается в виде мощного импульса длительностью несколько наносекунд. По окончании импульса генерации молекулы затвора релаксируют в основное состояние, и он восстанавливает свои оптические свойства.

Пассивный затвор имеет крайне простую конструкцию. Он представляет собой кювету с плоскопараллельными стенками, наполняемую просветляющейся жидкостью, или пластину (для твердых просветляющихся сред). Обычно выбирается начальное пропускание просветляющихся затворов в несколько десятков процентов. В качестве просветляющихся сред в рубиновых лазерах используют растворы фталоцианина или селенокадмиевые стекла марки КС-18, КС-19, в лазерах на средах, активированных ионами неодима, — растворы полиметиловых красителей и стекла с примесью солей урана.

Недостатком метода модуляции пассивными затворами является то, что они не позволяют управлять моментом их отпирания.

11.2. Синхронизация типов колебаний

Спектр излучения лазера состоит из частот, соответствующих различным собственным типам колебаний резонансной системы генератора. Его ширина ограничивается областью частот, в пределах которой усиление рабочей среды генератора превышает потери β_0 (рис. 11.5). В газовых лазерах с низким давлением (~ 10 мм рт. ст.) рабочего газа полоса усиления $\Delta\nu_y$ составляет обычно несколько гигагерц и меньше (для He-Ne-лазера $\Delta\nu_y \approx 10^9$ Гц). В лазере на твердом теле она достигает десятков и сотен гигагерц (для рубина $\Delta\nu_y \approx 3 \cdot 10^9$ Гц, для неодимового стекла $\Delta\nu_y = 10^{12}$ Гц). Частотный интервал $\Delta\nu$ между соседними продольными типами колебаний, определяемый оптическим расстоянием L между зеркалами резонатора, составляет сотни мегагерц (при $L = 50$ см $\Delta\nu = 3 \cdot 10^8$ Гц). Поэтому в газовых лазерах генерация, если не приняты специальные меры, может происходить одновременно на десяти и более собственных частотах, а в твердотельных лазерах число генерируемых типов колебаний достигает многих тысяч (для лазера на неодимовом стекле оно может превышать 10^5).

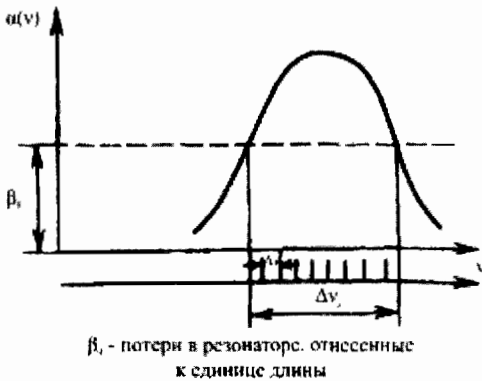


Рис. 11.5. Схема, поясняющая зависимость числа генерируемых лазером продольных типов колебаний от потерь в лазере и ширины линии усиления активной среды

где β — коэффициент потерь в резонаторе; $\Delta\nu$ — ширина линии усиления активной среды; t — время.

В большинстве лазеров генерация отдельных типов колебаний происходит независимо друг от друга, т. е. фазы, а также амплитуды их не связаны. В процессе работы лазера случайные флуктуации и нелинейные явления в активной среде вызывают изменения амплитуд и фаз генерируемых типов колебаний. Поэтому выходное излучение лазера, генерирующего несколько типов колебаний, изменяется со временем хаотическим образом, что значительно ограничивает возможности их применения.

Однако можно стабилизировать форму выходного сигнала лазера, работающего в режиме многих мод, если принудительно поддерживать частотный интервал между отдельными генерирующими типами колебаний постоянным и фиксировать сдвиг фаз между ними. В этом случае говорят, что в лазере синхронизированы типы колебаний. В таком лазере выходное излучение изменяется во времени строго определенным образом. Форма выходного сигнала лазера с синхронизацией мод зависит от фазовых соотношений, которые устанавливаются между типами колебаний. Так, если установить разность фаз между генерируемыми типами колебаний равной нулю, то выходное излучение будет представлять последовательность импульсов с периодом, равным двойному времени прохода света между зерка-

Характер излучения лазера с одновременной генерацией нескольких типов колебаний зависит от их амплитуд, частот и относительных фаз. Поле в резонаторе лазера определяется суммой полей генерируемых типов колебаний

$$\sum_k \epsilon_k \sin \frac{z\omega_k}{c} \sin(\omega_k t + \phi_k),$$

где ϵ_k , ω_k , и ϕ_k — соответственно амплитуда, частота

и фаза k -го типа колебаний; z — координата, отсчитываемая вдоль

оси резонатора; t — время.

лами резонатора. Поле в резонаторе лазера в случае синфазно-синхронизируемых типов колебаний представляется в виде ряда

$$\begin{aligned} \epsilon(z, t) &= \sum_k \epsilon_k \sin \frac{z\omega_k}{c} \sin(\omega_k t) = \\ &= \sum_k \epsilon_k \left\{ \cos \left[\omega_k \left(t + \frac{z}{c} \right) \right] - \cos \left[\omega_k \left(t - \frac{z}{c} \right) \right] \right\}. \end{aligned} \quad (11.1)$$

Удобно частоты типов колебаний отсчитывать от частоты ω_0 , соответствующей центральной частоте усиления активной среды, так что $\omega_k = \omega_0 k \Omega$, $\Omega = 2\pi \Delta\nu = 2\pi c / (2L)$, $k = 0, 1, 2, \dots$; $\Delta\nu$ — частотный интервал между соседними типами колебаний; L — оптическое расстояние между зеркалами резонатора. При этом из (11.1) получаем:

$$\begin{aligned} \epsilon(z, t) &= \left\{ \sum_{k=-\frac{n}{2}}^{\frac{n}{2}} \epsilon_k \cos \left[\frac{k\pi c}{L} \left(t - \frac{z}{c} \right) \right] \right\} \cos \left[\omega_0 \left(t - \frac{z}{c} \right) \right] + \\ &+ \left\{ \sum_{k=-\frac{n}{2}}^{\frac{n}{2}} \epsilon_k \cos \left[\frac{k\pi c}{L} \left(t + \frac{z}{c} \right) \right] \right\} \cos \left[\omega_0 \left(t + \frac{z}{c} \right) \right]. \end{aligned} \quad (11.2)$$

Согласно выражению (11.2)*, поле внутри резонатора представляет собой цуг длительностью (пространственной) $\sim 2L/n$ (n — число генерируемых продольных типов колебаний), который циркулирует между зеркалами со скоростью света c . При каждом подходе цуга к полупрозрачному зеркалу из резонатора будет излучаться импульс света длительностью $\tau_u = 2L/nc$. Таким образом, при синхронизации типов колебаний в случае, когда сдвиг фаз между соседними типами колебаний равен нулю, выходное излучение лазера представляет собой последовательность импульсов света длительностью $\tau_u = 2L/(nc)$ и с интервалом между ними t_0 , равным двойному времени прохождения света между зеркалами: $t_0 = 2L/c$.

* Первый член выражения (11.2) описывает гребенку световых импульсов шириной $2L/n$ (в пространстве) и периодом $2L$, движущихся со скоростью c в направлении положительных z , второй член — такую же гребенку импульсов, но движущихся в противоположную сторону. Внутри резонатора ($0 \leq z \leq L$) циркулирует со скоростью c от зеркала к зеркалу один импульс шириной $2L/n$.

Число генерируемых продольных типов колебаний n ограничивается шириной $\Delta\nu_1$ линии усиления рабочего перехода активного вещества лазера, т. е. $n = \Delta\nu_1 / (c/2L)$. Поэтому длительность генерируемых импульсов $\tau_u = (\Delta\nu_1)^{-1}$.

Длительность импульсов, таким образом, может достигать величины, равной обратной ширине линии усиления рабочего перехода активной среды лазера. Для гелий-неонового лазера $\Delta\nu_1 \approx 1,5 \cdot 10^9$ Гц, длительность импульсов составляет $\sim 6 \cdot 10^{-10}$ с, для лазера на стекле, активированном неодимом, $\Delta\nu_1 \approx 5 \cdot 10^{12}$ Гц, и длительность импульсов может достигать значений $\tau_u \approx 2 \cdot 10^{-13}$ с.

Синхронизацию типов колебаний можно осуществлять посредством модуляции потерь резонатора с частотой, равной разности частот соседних продольных типов колебаний. При модуляции потерь резонатора все типы колебаний, возбуждаемые в лазере, становятся амплитудно-модулированными. При этом каждый k -й тип колебаний состоит из спектральных компонент, основной частоты ω_k и двух боковых частот $\omega_k - \omega_m$ и $\omega_k + \omega_m$ (ω_m — частота модуляции) (рис. 11.6). Если частота модуляции равна частоте межмодовых биений $\omega_m = \Omega = \omega_{k+1} - \omega_k = \omega_k - \omega_{k-1} = 2\pi c / (2L)$, то для каждого типа колебаний при модуляции частоты боковых составляющих совпадают с собственными частотами соседних колебаний (см. рис. 11.6).

Таким образом, в отсутствие модуляции все типы колебаний являются независимыми: каждый тип колебаний (при неоднородно

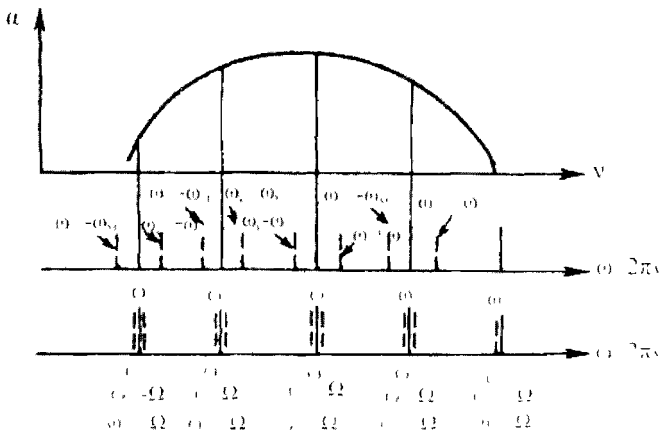


Рис. 11.6. Схема поясняющая принцип синхронизации продольных типов колебаний в лазере

уширенной линии люминесценции) «питается» от тех частиц, частоты излучения которых совпадают собственной частотой соответствующего типа колебаний. При включении модуляции с частотой, равной частоте межмодовых биений, типы колебаний оказываются связанными. Колебания k -го типа, благодаря возникающим при модуляции боковым составляющим, «питаются» не только излучением частиц с резонансной частотой ω_k , но и излучением частиц с резонансными частотами ω_{k+1} и ω_{k-1} соседних типов колебаний.

Для осуществления синхронизации колебаний лазера посредством модуляции потерь в резонатор вводят модулятор, коэффициент пропускания которого меняется с частотой, равной частотному интервалу между продольными типами колебаний. В качестве управляющего элемента модулятора используют электрооптические кристаллы.

В целях синхронизации колебаний лазера широко применяют дифракционные ультразвуковые модуляторы. Ультразвуковой модулятор обычно представляет плоскопараллельную стеклянную пластину, к узкой грани которой приклеивается пьезоизлучатель. Пластина модулятора устанавливается для уменьшения вносимых ею начальных потерь под углом Брюстера к лучу генерации. Пьезоизлучатель возбуждает в пластине ультразвуковую стоячую волну, которая вызывает периодическую вариацию показателя преломления, и пластина приобретает свойства фазовой дифракционной решетки. Луч света, проходящий через такую пластину, благодаря дифракции на образующейся фазовой решетке, модулируется по интенсивности с удвоенной частотой питания пьезоизлучателя. Достоинства ультразвукового модулятора — простота конструкции и малые вносимые им начальные потери.

В режиме синхронизации мод в лазере частоту модуляции нужно поддерживать равной частоте между соседними типами колебаний с относительной точностью до сотых долей процента. Частотное межмодовое расстояние $\Delta\nu = c/(2L)$ определяется длиной оптического пути L между зеркалами резонатора и не остается постоянным из-за нагрева корпуса резонатора, механических вибраций, изменения давления окружающей среды и т. д. Поэтому в процессе работы необходимо непрерывно подстраивать частоту модуляции для сохранения равенства ее частоте межмодовых биений. Такая подстройка затруднительна в импульсных твердотельных лазерах, где оптическая дли-

на пути меняется из-за нагрева активного тела во время импульса накачки. Синхронизацию типов колебаний очень удобно осуществлять посредством пассивных просветляющихся затворов, помещенных в резонаторы лазеров.

Для эффективной синхронизации мод насыщающийся фильтр должен иметь время релаксации меньше времени прохождения светом двойного расстояния между зеркалами резонатора. Такой насыщающийся фильтр действует как пассивный модулятор по следующему принципу. Будем считать фильтр двухуровневой квантовой системой. Пусть на него падает импульс света с энергией фотонов, равной расстоянию между энергетическими уровнями системы (рис. 11.7). При распространении импульса света через насыщающийся фильтр передний край импульса поглощается, и молекулы фильтра переходят из нижнего состояния в верхнее (рис. 11.7, а). По мере прохождения импульса фильтр стремится к насыщению (рис. 11.7, б, в). При этом мало ослабляется наиболее интенсивная часть импульса и сильнее — передняя часть импульса с малой интенсивностью. Этот процесс представляет собой открывание пассивного затвора. После того как импульс пройдет через фильтр, его молекулы будут переходить в нижнее энергетическое состояние, и затвор начнет закрываться. Через некоторое время все молекулы перейдут в нижнее состояние и фильтр будет закрыт (рис. 11.7, г). В резонаторе лазера импульс света, отражаясь от зеркал, распространяется от одного зеркала до другого. При каждом проходе через насыщающийся фильтр, находящийся между зеркалами, импульс сужается. Сужение импульса происходит до тех пор, пока его спектральные составляющие не займут всю полосу усиления активной среды $\Delta\nu_y$. При этом его длительность τ_u будет равна $(\Delta\nu_y)^{-1}$.

Таким образом, действие насыщающегося фильтра с временем релаксации $\tau < 2L/c$ можно интерпретировать как импульсное изме-

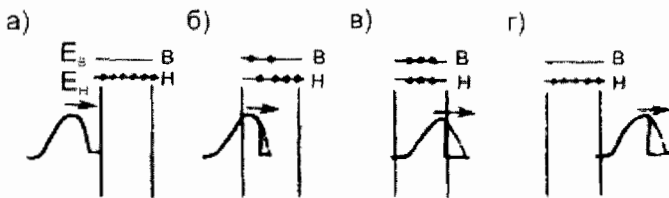


Рис. 11.7. Иллюстрация принципа действия насыщающегося фильтра

нение потерь с периодом, равным интервалу времени прохождения светом двойного расстояния между зеркалами $2L/c$), т. е. насыщающий фильтр действует как модулятор потерь, частота которого автоматически подстраивается к частоте между соседними продольными типами колебаний $c/(2L)$.

В качестве насыщающихся фильтров в рубиновых лазерах и лазерах на неодимовом стекле используют растворы различных красителей в нитробензоле, ацетоне, толуоле и т. д., имеющие время релаксации порядка единиц и десятков пикосекунд.

На рис. 11.8 приведены типичные осциллограммы выходного излучения лазера на неодимовом стекле с синхронизацией типов колебаний насыщающимся фильтром, снятые при различных скоростях разверток: $2 \cdot 10^{-7}$; $5 \cdot 10^{-9}$ и 10^{-8} с/дел. Излучение представляет собой последовательность коротких импульсов, отстоящих друг от друга на временном интервале $2L/c$ (L – оптическое расстояние между зеркалами).

На рис. 11.8,а показана форма огибающей всей совокупности импульсов излучения, на рис. 11.8,б – осциллограмма начального нарастающего участка импульсной генерации при увеличении скорости развертки ($5 \cdot 10^{-9}$ с/дел). Видно, что развитие импульса генерации, циркулирующего между зеркалами, происходит из начальных флуктуации излучения в полном соответствии с приведенной выше физической картиной. При последовательном прохождении излучения через насыщающийся фильтр амплитуда наиболее интенсивного импульса растет, а длительность его уменьшается, флуктуационные же импульсы, имеющие меньшую начальную амплитуду, подавляются. В конце зарегистрированного участка длительностью $3 \cdot 10^{-8}$ с меньшие флуктуационные импульсы почти полностью исчезают, ширина импульса уменьшается до $0,5 \cdot 10^{-9}$ с, и период повторения импульсов становится равным $2L/c$ (длина L в эксперименте была 37,5 см).

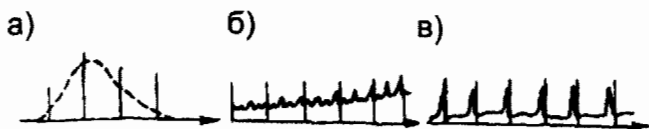


Рис. 11.8. Осциллограммы импульсов излучения твердотельного лазера с синхронизацией типов колебаний в различные моменты времени

Согласно рис. 11.8, в, где приведена осциллограмма среднего участка картины генерации, излучение имеет вид гребенки импульсов с периодом $9,2 \cdot 10^{-9}$ с, равным двойному времени пробега света между зеркалами.

Длительность импульсов на осциллограмме по половинному уровню составляет примерно 0,5 нс. Она ограничивалась в эксперименте полосой пропускания регистрирующего фотодиода и применявшегося осциллографа. На самом деле длительность импульсов, как показывают специальные измерения, близка к величине $(\Delta\nu_y)^{-1}$ ($\Delta\nu_y$ – полоса усиления активной среды). Для лазера на неодимовом стекле длительность импульсов гребенки составляет $\sim 10^{-12}$ с.

11.3. Получение одиночных сверхкоротких лазерных импульсов

Во многих прикладных задачах требуется не импульсная последовательность, а одиночные сверхтонкие импульсы света с длительностью $\tau_u < 10^{-10}$ с. Для этого используют лазер с синхронизацией типов колебаний со специальной схемой выведения циркулирующего между зеркалами резонатора сверхкороткого импульса генерации.

На рис. 11.9 приведена схема лазера одиночных сверхкоротких импульсов. Зеркала резонатора 31 и 32 имеют коэффициенты отражения, близкие к 100 %. Для синхронизации типов колебаний около зеркала 31 поставлена плоскопараллельная кювета *K*, наполненная просветляющимся раствором красителя с малым временем релакса-

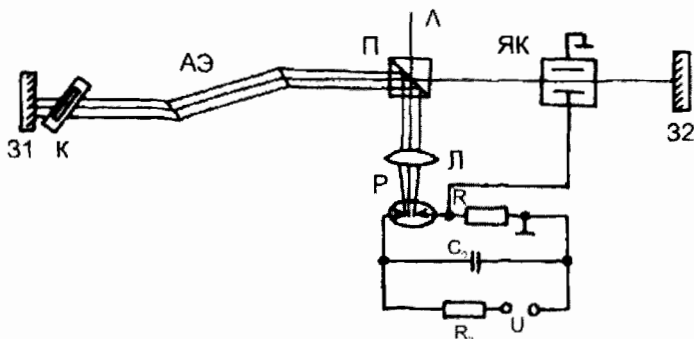


Рис. 11.9. Схема лазера, позволяющая получать одиночные сверхкороткие импульсы

ции. Вывод импульса осуществляется поляризатором П (обычно Глана—Фуко—Тейлора) и поляризационным переключателем ЯК (ячейка Керра). Для уменьшения потерь на отражение торцы активного элемента АЭ обычно срезают под углом Брюстера к оси, кювету с просветляющейся жидкостью также размещают под углом Брюстера к лучу генерации. Ячейка Керра устанавливается так, чтобы плоскость электродов образовала угол 45° с плоскостью поляризации, задаваемой поляризационной призмой.

Работа генератора сводится к следующему. При накачке, превышающей пороговую, в резонаторе лазера развивается генерация оптического излучения с линейной поляризацией в виде сверхкороткого импульса, циркулирующего между зеркалами. Линза *Л* собирает излучение, отраженное от переходной грани поляризационной призмы, и направляет его на разрядник *Р*. Когда уровень лазерного излучения достигает определенной величины, срабатывает разрядник, и на пластины ячейки Керра поступает электрический импульс четвертьволнового напряжения. В результате этого плоскость поляризации оптического импульса при двойном проходе через ячейку поворачивается на 90° и он выводится поляризатором наружу.



Рис. 11.10. Осциллограммы импульсов на выходном зеркале лазера

Для пояснения на рис. 11.10 приведены осциллограммы излучения, просачивающегося через одно зеркало, и выходного импульса генератора. Видно, что после вывода импульса поле в резонаторе генератора отсутствует.

Лазеры на неодимовом стекле, построенные по приведенной схеме, позволяют получать импульсы длительностью 10^{-12} с и мощностью $\sim 10^{10}$ Вт.

11.4. Селекция типов колебаний

Как известно, если не принять специальных мер, лазер генерирует одновременно много типов колебаний. Количество их зависит от ширины линии усиления рабочего вещества, уровня накачки, размеров резонатора и т. д.

Число генерируемых типов колебаний достигает десятков в газовых лазерах, сотен и тысяч в лазерах на твердом теле. При генерации



большого числа поперечных и продольных типов колебаний существенно ухудшаются когерентность и монохроматичность излучения лазера и увеличивается угол расходимости выходного луча, что значительно сужает область применения лазера.

Для многих практических и научных целей (оптическая связь, лазерная спектроскопия, высококачественная голография и т. д.) требуется, чтобы лазеры генерировали колебания только одного поперечного типа и одной частоты. В связи с этим применяют специальные методы подавления нежелательных колебаний и выделения (селекции) одного (или нескольких) определенного типа колебаний.

Селекция поперечных типов колебаний. Основной принцип селекции поперечных типов колебаний состоит в использовании разницы их дифракционных потерь. Наиболее просто осуществляется селекция поперечных типов колебаний в резонаторе, составленном из сферических зеркал. В таком резонаторе каждый поперечный тип колебаний занимает объем, ограниченный каустической поверхностью, вне которой поле при удалении от нее резко спадает по экспоненциальному закону. Каустическая поверхность основного типа колебаний TEM_{00q} охватывает наименьший объем вблизи оси резонатора (рис. 11.11). Поля поперечных типов колебаний более высокого порядка TEM_{10q} , TEM_{11q} , TEM_{20q} и т. д. занимают больший объем, причем чем более высокий порядок имеет тип колебаний, тем дальше его каустика простирается от оси. Учитывая это, для селекции основного TEM_{00q} типа колебаний ставят внутри резонатора со сферическими зеркалами перпендикулярно его оси диафрагму D , размеры которой выбирают таким образом, чтобы она перекрывала каустики высших типов и не пересекала каустику основного типа. При этом для высших типов колебаний, в отличие от основного, диафрагма вносит существенное затухание и они подавляются.

Таким образом, наибольшую разность потерь основного и высших типов, а значит, и наилучшую селекцию основного типа при введении диафрагмы получают в случае конфокального резонатора. Однако в конфокальном резонаторе поперечный размер каустики основного типа TEM_{00q} имеет минимальное значение из всех резонаторов с дан-



Рис. 11.11. Каустические поверхности в открытом резонаторе

ным расстоянием между сферическими зеркалами. При расстоянии между зеркалами порядка метра поперечный размер каустики основного типа крайне мал и не превышает 1 мм (для колебаний с длиной волны $\lambda < 1$ мкм), что во многих случаях является неприемлемым.

Весьма эффективна селекция основного типа колебаний рассматриваемым методом в лазере с резонатором, образованным плоским и сферическим зеркалами, удаленными на расстояния, несколько меньшие радиуса кривизны сферического зеркала. Необходимый поперечный размер каустики основного типа такого резонатора достигается путем изменения расстояния между зеркалами вблизи значения, равного радиусу кривизны сферического зеркала. Селекция с помощью диафрагм в резонаторах со сферическими зеркалами наиболее часто используется в газовых лазерах, где усиление активной среды невелико.

На рис. 11.12 представлена схема, в которой для селекции основного поперечного типа колебаний применены две фокусирующие линзы Л1 и Л2 и диафрагма Д, установленная в их фокальной плоскости. Размер диафрагмы выбирается равным величине фокального пятна линзы при падении на нее пучка лучей с дифракционной расходимостью, определяемой размером торца активного образца.



Рис. 11.12. Селекция поперечных типов колебаний с помощью диафрагмы

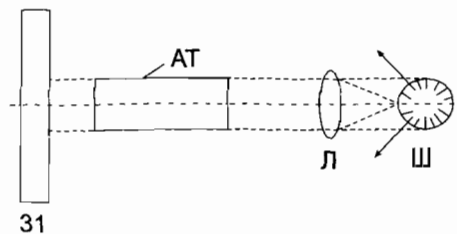


Рис. 11.13. Селекция поперечных типов колебаний с помощью зеркала в форме шара

Такая схема часто применяется в твердотельных лазерах, имеющих большое усиление активной среды. Недостатком схемы является высокая критичность к настройке и возможность обгорания краев диафрагмы при использовании в мощных лазерах.

От этих недостатков свободна система, изображенная на рис. 11.13. Здесь одно из зеркал выполняется в виде шарика Ш, центр которого совпадает с фокусом линзы Л. При таком размещении лучи, парал-



тельные оптической оси, пройдя через линзу, падают нормально к поверхности шарика и, отразившись от него, возвращаются по тому же пути. Наклонные лучи, соответствующие высшим поперечным типам колебаний, падают на поверхность неперпендикулярно и, отразившись от нее, покидают резонатор.

Для подавления поперечных типов высших порядков иногда применяют специальные селектирующие призмы (рис. 11.14), в которых используется резкая зависимость коэффициента отражения от угла падения световой волны при углах, близких к критическому. Угол β призмы выбирают равным критическому углу. На грань АВ наносят отражающее покрытие, СВ просветляется (либо срезается под углом Брюстера). Луч K_0 , падающий на грань СА под углом, равным критическому, испытывает полное внутреннее отражение, падает на грань АВ нормально и, отразившись от нее, идет по тому же пути в противоположном направлении. Любые другие лучи K_1 и K_2 при своем прохождении через призму на грани АС испытывают одно неполное отражение. Потери на отражение для этих лучей резко возрастают при увеличении отклонения от направления K_0 .

Весьма успешно селекция основного поперечного типа осуществляется при использовании в резонаторе лазера зеркал с переменным по апертуре коэффициентом отражения. Максимальный коэффициент отражения делается в центре зеркала, а к краям он уменьшается. При этом высшие типы колебаний попадают на участки с меньшим коэффициентом отражения и имеют большие потери. Однако из-за сложности изготовления зеркал с переменным пропусканием этот метод используется редко.

Для обеспечения генерации на основном TEM_{00q} -типе можно использовать резонаторы с зеркалами сложной формы (рис. 11.15). Каустика основного TEM_{00q} -типа охватывает центральный вогнутый участок зеркал и имеет большие дифракционные потери.

В лазерах с высоким коэффициентом усиления активного тела для обеспечения генерации на основ-

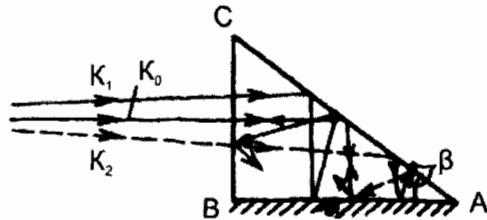


Рис. 11.14. Селекция поперечных типов колебаний с помощью селектирующей призмы

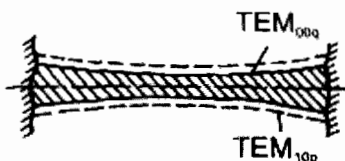


Рис. 11.15. Селекция поперечных типов колебаний с помощью зеркала с переменным по апертуре коэффициентом отражения



Рис. 11.16. Селекция поперечных типов колебаний с использованием неустойчивого резонатора

ном типе колебаний к настоящему времени широко применяются неустойчивые резонаторы (рис. 11.16). Дифракционное излучение в неустойчивых резонаторах даже для основного типа очень значительно и используется в качестве полезного выходного сигнала.

Селекция поперечных типов более высокого порядка осуществляется с помощью сложных диафрагм и тонких проволочек, располагаемых поперек оси резонатора. С помощью проволочек подавляются те типы колебаний, электрическое поле которых параллельно проволочке. Так, с помощью одной тонкой проволочки, располагаемой поперек оси резонатора, удастся отсеleccionировать TEM_{01q} -тип колебаний.

Селекция продольных типов колебаний. При селекции продольных типов колебаний используется их частотное различие. Наиболее просто осуществить селекцию одного продольного типа колебаний мож-

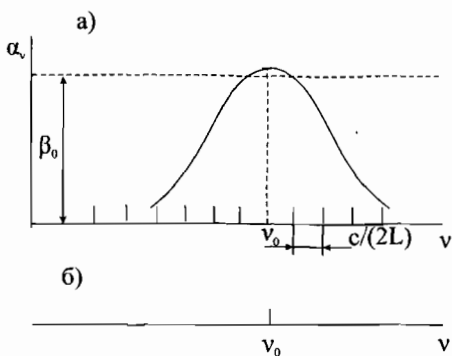


Рис. 11.17. Селекция продольных типов колебаний методом изменения потерь в резонаторе

но путем надлежащего уровня мощности накачки. Для этого нужно уровень мощности накачки установить близким к пороговому значению, чтобы усиление активной среды α_v превышало потери β_0 в узком диапазоне, равном или меньшем частотного расстояния между соседними типами колебаний $c/(2L)$ (рис. 11.17). В таком случае генерация будет существовать только на одном типе колебаний, частот-

та которого попадает в область частот, где усиление активной среды превышает потери. Однако при таком методе селекции выходная мощность невелика, так как лазер по необходимости работает в режиме, близком к пороговому.

Селекцию одного продольного типа колебаний обеспечивают также путем выбора соответствующей длины резонатора лазера. Длину резонатора нужно выбрать таким образом, чтобы расстояние между соседними продольными типами колебаний $\Delta\nu = c/(2L)$ превышало полосу усиления активной среды, в результате чего в нее попадет лишь один тип колебаний. Естественно, этот метод практически годится лишь для лазеров, в которых ширина линии усиления $\Delta\nu_y$ не слишком велика. Так, для гелий-неонового лазера $\Delta\nu_y \approx 1500$ МГц (при генерации на $\lambda = 6328$ нм) и необходимая для одночастотного режима длина резонатора L составляет 10–13 см. В лазере на углекислом газе, работающем на длине волны 10,6 мкм, ширина линии усиления $\Delta\nu_y$ составляет ≈ 50 МГц и генерация на одном продольном типе колебаний возникает при $L = 2$ м.

Для селекции продольных типов колебаний широкое применение нашли методы, основанные на явлении интерференции. Среди них наиболее простым является использование интерферометров Фабри–Перо в качестве частотного фильтра, устанавливаемого внутрь резонатора лазера (рис. 11.18). Практически такой интерферометр представляет собой плоскопараллельную пластинку из прозрачного на длине волны генерации материала (кварц, стекло и т. д.) с нанесенными на ее поверхности частично отражающими покрытиями. Пластинку ориентируют под некоторым углом к оптической оси резонатора. В литературе по лазерам такой интерферометр называют наклонным.

Как известно из оптики, коэффициенты пропускания T и отражения R по интенсивности для интерферометра, представляющего собой пластинку толщиной d с показателем преломления n и коэффициентом отражения поверхностей r , определяются формулами:

$$T = \left(1 + \frac{4r}{(1-r)^2 \sin^2 \delta/2} \right)^{-1}, \quad R = 1 - T,$$

* $T = I_{\text{пад}}/I_{\text{пр}}$, $R = I_{\text{от}}/I_{\text{пад}}$, где $I_{\text{пад}}$, $I_{\text{пр}}$, $I_{\text{от}}$ — соответственно интенсивности падающего, прошедшего и отраженного от интерферометра света.

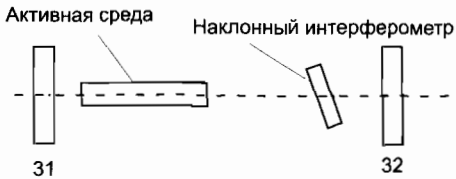


Рис. 11.18. Селекция продольных типов колебаний с использованием наклонного интерферометра

к единице, интерферометр пропускает излучение с частотами, близкими к собственным частотам, отстоящих друг от друга на величину $c/(2dn)$. Наклонный интерферометр, введенный в открытый резонатор лазера, таким образом, является фильтром, пропускающим лишь те типы колебаний, частоты которых совпадают с собственными частотами интерферометра или близкими к ним.

На рис. 11.20 для пояснения селекции наклонным интерферометром приведены зависимости коэффициента усиления α_v активной среды лазера и коэффициента пропускания наклонного интерферометра T от частоты, а также спектры продольных типов резонатора лазера и выходного излучения.

Одновременно с селекцией продольных типов колебаний наклонным интерферометром осуществляется подавление высших поперечных типов (благодаря зависимости коэффициента пропускания интерферометра от угла падения и частоты).

Наклонные интерферометры позволяют значительно сузить спектр генерации лазера, но в редких случаях удается получить селекцию одного типа колебаний.

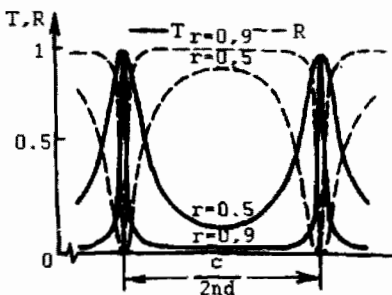


Рис. 11.19. Зависимость коэффициентов пропускания и отражения наклонного интерферометра от коэффициента k

где $\delta = (4\pi nvd/c)\cos\varphi_2$, причем $\sin\varphi_1/\sin\varphi_2 = n$; φ_1 — угол падения света на переднюю грань интерферометра; v — частота света; c — скорость света.

Величины T и R являются функциями частоты (рис. 11.19). При r , близких

к единице, интерферометр пропускает излучение с частотами, близкими к собственным частотам, отстоящих друг от друга на величину $c/(2dn)$. Наклонный интерферометр, введенный в открытый резонатор лазера, таким образом, является фильтром, пропускающим лишь те типы колебаний, частоты которых совпадают с собственными частотами интерферометра или близкими к ним.

Широкое распространение получил интерференционный метод селекции про-

дольных колебаний с использованием многозеркальных резонаторных систем. Согласно этому методу, одно из зеркал резонатора лазера заменяется сложным отражателем, состоящим из двух и более зеркал. Селекция продольных типов при этом достигается за счет частотной зависимости коэффициента отражения сложного отражателя.

На рис. 11.21 показано несколько схем резонаторов лазера со сложными селектирующими отражателями. Селектирующий отражатель в схеме, изображенной на рис. 11.21, *а*, представляет собой интерферометр Фабри–Перо. Коэффициент отражения R_F интерферометра Фабри–Перо, в зависимости от частоты, является периодической функцией (см. рис. 11.19). Максимумы коэффициентов отражения отстоят по частоте на величину $c/(2nd)$. Подбирая расстояние d между зеркалами, можно добиться того, чтобы в пределах линии усиления активной среды находился один максимум коэффициента отражения. При этом усиление активной среды лазера превышает потери в резонаторе со сложным отражателем в узкой области частот $\Delta\nu_c$ (рис. 11.22). Если $\Delta\nu_c$ меньше частотного интервала между соседними типами колебаний $\Delta\nu = c/(2L)$ (L – оптическое расстояние от зеркала 31 до сложного отражателя), то лазер будет генерировать на одном продольном типе колебаний.

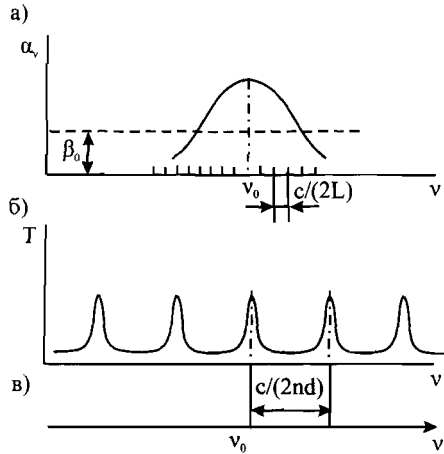


Рис. 11.20. К пояснению принципа селекции продольных типов колебаний с помощью наклонного интерферометра

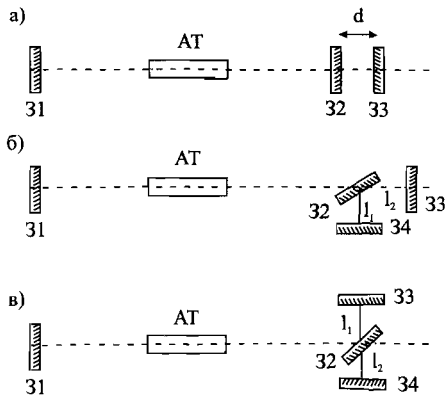


Рис. 11.21. Селекция продольных типов колебаний с помощью многозеркальных резонаторов

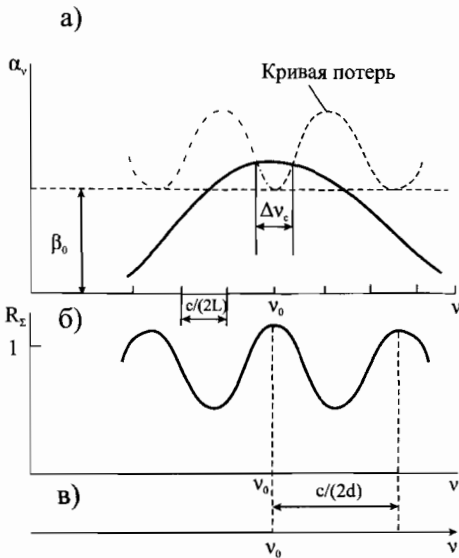


Рис. 11.22. К пояснению принципа селекции продольных типов колебаний с помощью многозеркальных резонаторов

Чрезвычайно простой способ селекции продольных типов колебаний основан на применении тонкой, толщиной много меньшей длины волны, проводящей пленки, устанавливаемой в резонатор перпендикулярно оси луча (рис. 11.23). При этом используется пространственная периодичность электрического поля стоячей волны в оптическом резонаторе. Помещение такой пленки в узел стоячей волны незначительно увеличивает потери рассматриваемого типа колебаний. Типы колебаний, у которых электрическое поле в месте расположения пленки отлично от нуля, испытывают сильное поглощение. Практически селектирующую металлическую пленку наносят на плоскопараллельную

Сложные селектирующие резонаторы, изображенные на рис. 11.21, б, в, как показывает анализ, имеют более резкую зависимость коэффициента отражения от частоты вблизи от его максимума, чем для интерферометра Фабри–Перо, что обеспечивает меньшую частотную область низких потерь резонансной системы лазера и, как следствие, лучшую селекцию типов колебаний. Частотное расстояние между максимумами коэффициентов отражения сложных отражателей, показанных на рис. 11.21, б, в, равно $c[2(l_1 + l_2)]^{-1}$.

прозрачную пластинку, другую сторону которой просветляют на генерируемой длине волны (на рис. 11.23 обозначено: АТ – активное тело, МП – металлическая пленка).



Рис. 11.23. Селекция продольных типов колебаний с помощью тонкой проводящей пленки

Для лазеров с активной средой, имеющей однородно уширенную линию усиления (рубиновые лазеры, лазеры на кристаллах YAG-Nd и др.), возможен еще один способ получения одночастотного режима генерации. Генерация на многих типах колебаний с такой средой получается за счет так называемой пространственной модуляции инверсной населенности. Допустим, что в резонаторе возбужден один тип колебаний. Поле этого типа колебаний представляет собой стоячую волну. Интенсивность волны I , пропорциональная квадрату напряженности поля, будет распределена вдоль оси резонатора, как показано на рис. 11.24. Вероятность индуцированного перехода частиц рабочей среды лазера пропорциональна интенсивности. Поэтому в пучностях стоячей волны число индуцированных переходов будет наибольшим, а в узлах – близким к нулю. В результате инверсная населенность ΔN , которая до начала генерации имела некоторое постоянное значение по всему объему активной среды, становится пространственно промодулированной (см. рис. 11.24). Очевидно, что в результате пространственной модуляции усиление в активной среде для типов колебаний, отличающихся распределением поля в резонаторе, становится больше, чем для существующего типа. Поэтому в резонаторе возбудится другой тип колебаний, что приведет к изменению пространственной модуляции инверсии населенностей в активной среде, и, следовательно, вызовет возбуждение нового типа колебаний и т. д.

При устранении пространственной неоднородности поля в резонаторе лазера с однородноуширенной линией усиления активной среды генерация должна возникать и происходить на одной частоте, соответствующей максимуму линии усиления. Наиболее просто достигается одночастотный режим работы лазера с однородноуширенной линией активной среды в результате устранения пространственной неоднородности поля в резонаторе путем создания в нем режима бегущей волны. Для этого в лазере используют

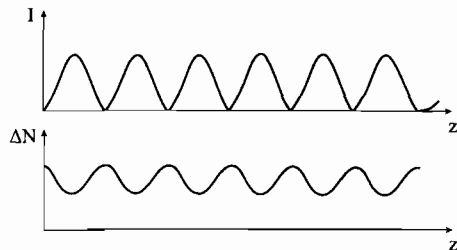


Рис. 11.24. Распределение интенсивности электрической составляющей поля (а) в резонаторе и разности населенностей (б) в активной среде вдоль оси резонатора

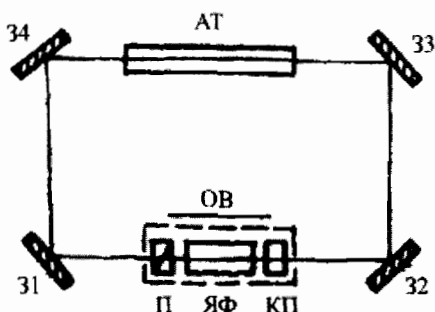


Рис. 11.25. Получение одночастотного режима генерации с помощью кольцевого резонатора

кольцевой резонатор, а для получения режима бегущей волны в него вводят оптический вентиль (рис. 11.25). Оптический вентиль ОВ состоит из поляризатора П, ячейки Фарадея ЯФ (невзаимный вращатель поляризации) и кристаллической пластинки КП с естественным вращением плоскости поляризации (взаимный вращатель поляризации). Магнитное поле

ячейки Фарадея и толщина кристаллической пластинки подбираются так, чтобы углы поворота плоскости поляризации $\varphi_{\text{ф}}$ и $\varphi_{\text{кп}}$, создаваемые ими, были одинаковыми и равными φ_0 . Тогда у волны, идущей от поляризатора через оптический вентиль по одному направлению, плоскость поляризации изменится на угол $2\varphi_0$, и при повторном прохождении через поляризатор амплитуда этой волны уменьшается. Для волны, распространяющейся через вентиль в противоположном направлении, вращение плоскости поляризации, создаваемое ячейкой Фарадея и кристаллической пластиной, компенсируется, и она не испытывает дополнительных потерь при прохождении через поляризатор.

11.5. Стабилизация частоты лазеров

Одним из важнейших направлений в области улучшения характеристик лазеров является стабилизация частоты их излучения. Для ряда областей, таких, как оптическая связь, интерферометрия, измерительная техника, метрология, требуются лазеры не только работающие в одночастотном режиме, но и обеспечивающие достаточно высокую стабильность и воспроизводимость* частоты.

Частота излучения одночастотных лазеров зависит от многих факторов: температуры, давления, влажности окружающей среды,

* Степень, с которой лазер воспроизводит одну и ту же частоту от одного включения до другого.

вибрации зеркал и внутрирезонаторных элементов и т.д., изменяющих оптические параметры резонатора, и элементов селекции. При разработке лазеров предусматривают меры пассивной стабилизации: резонатор выполняют достаточно жесткой конструкции из материалов с малым температурным расширением (инвар, ситалл, плавленый кварц); осуществляют экранирование оптического пути от воздушных потоков, обеспечивают акустическую изоляцию; осуществляют термокомпенсирование, термостатирование и т.д. Этими мерами удается доводить стабильность (относительное среднеквадратичное отклонение частоты от средней) частоты газовых лазеров типа гелий-неоновых до величин 10^{-6} – 10^{-7} за время порядка 1 часа.

Кардинально решить проблему стабилизации частоты лазеров позволяют активные методы автоподстройки частоты излучения по различным эталонам, реперам. В качестве реперов используют высокодобротные резонансы интерферометров, резонансы усиления активной среды, атомные и молекулярные резонансы поглощения. Реперы помещают либо внутри резонатора лазера, либо вне его.

В активных методах стабилизации частоты резонансный репер применяется в качестве частотного дискриминатора, преобразующего отклонение частоты лазера в изменяющийся во времени сигнал ошибки. Амплитуда и фаза этого сигнала определяют величину и знак отклонения частоты генерации от резонансной частоты репера. После усиления и фазочувствительного детектирования сигнал ошибки используется для подстройки частоты генерации к резонансной частоте репера. Активные методы стабилизации частоты позволяют поднять стабильность частоты лазера на много порядков.

Наиболее высокую стабильность частоты лазеров удается получать при использовании в качестве репера узких резонансных провалов (пиков) в доплеровски-уширенной линии усиления (поглощения) газовых сред. Появление резонансных провалов в доплеровски-уширенной линии усиления газовых лазеров теоретически было объяснено Лэмбом. Эти провалы названы его именем. Впервые провалы Лэмба наблюдались в гелий-неоновых лазерах. Провал Лэмба иллюстрируется на рис. 11.26, где приведена зависимость выходной мощности P газового лазера с неоднородно-уширенной линией усиления от частоты генерации. Из рис. 11.26 видно, что вблизи центральной частоты ν_0 имеется провал. Образование провала Лэмба объясняет-

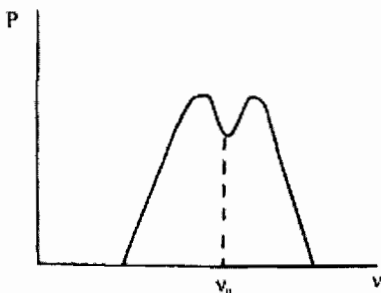


Рис. 11.26. Провал Лэмба

ся особенностью процесса взаимодействия электромагнитного поля резонатора лазера и хаотически движущимися частицами (атомами, молекулами) рабочего газа, связанной с эффектом Доплера.

В соответствии с эффектом Доплера, если частица движется со скоростью v в направлении падающей на нее со скоростью c электромагнитной волны частотой ν , то она воспринимает эту волну с измененной частотой, равной $\nu_D = \nu(1 - v/c)$. Такая движущаяся частица, имеющая резонансную частоту ν_0 , будет взаимодействовать с падающей на нее электромагнитной волной лишь при равенстве $\nu_0 = \nu_D = \nu(1 - v/c)$. Другими словами, электромагнитная волна частоты ν , двигаясь через газовую среду, будет взаимодействовать с атомами, скорости которых удовлетворяют соотношению:

$$v = \frac{\nu - \nu_0}{\nu} c.$$

Во время генерации в резонаторе лазера возникает стоячая световая волна электромагнитного поля, образуемая из двух бегущих волн одинаковой частоты ν , одна из которых распространяется в прямом, другая — в обратном направлении. Каждая из бегущих волн взаимодействует со своей группой атомов, движущихся со скоростью $v_{\text{рез}} = \frac{\nu - \nu_0}{\nu} c$ в том же направлении, что и волна. Т. е. прямая волна взаимодействует с атомами, движущимися со скоростью $v_{\text{рез}}$, а обратная волна взаимодействует с атомами, движущимися со скоростью $-v_{\text{рез}}$. Это избирательное взаимодействие прямой и обратной волн с атомами изменяет распределение по скоростям частиц, находящихся на верхнем m и нижнем n энергетических уровнях лазерного перехода (рис. 11.27).

На рис. 11.27 $N_m^{(v)}$ и $N_n^{(v)}$ соответственно обозначают число атомов, имеющих скорость v и находящихся в m - n -состояниях. Благодаря индуцированным переходам, под действием прямой и обратной волн в распределении по скоростям атомов, находящихся на



верхнем уровне, при значениях $\nu = \nu_{\text{рез}}$ и $\nu = -\nu_{\text{рез}}$ появляются «дырки», а для атомов, находящихся на нижнем уровне, возникают «пики» (см. рис. 11.27, б). В распределении по скоростям разности населенностей верхнего и нижнего лазерных уровней появляются «дырки» при значениях $\nu = \nu_{\text{рез}}, -\nu_{\text{рез}}$ (рис. 11.27). Это означает, что при генерации на частоте $\nu \neq \nu_0$ лазер черпает энергию от двух групп атомов, движущихся в разных направлениях с одной и той же скоростью $|\nu_{\text{рез}}|$. При частоте генерации $\nu = \nu_0$ обе «дырки» в распределении разности населенности совпадают, и бегущие в противоположные стороны волны, образующие стоячую световую волну, взаимодействуют только с одной группой атомов, для которой $\nu_0 = 0$ (рис. 11.28). Это и приводит к уменьшению мощности генерации при $\nu = \nu_0$ (рис. 11.26).

Ширина провала Лэмба определяется естественным (радиационным) и столкновительным уширением и составляет величину десятка мегагерц (для He-Ne-лазера). Она значительно меньше неоднородной (определяемой эффектом Доплера) ширины линии усиления, имеющей величину единиц гигагерц. Положение дна лэмбовского провала фиксируется частотой ν_0 . Провал Лэмба применяется для стабилизации частоты. Получаемая при этом стабильность частоты составляет величину 10^{-9} .

Существенно более высокой стабильности частоты удастся достичь при использовании резонансов нелинейного поглощения газовых ячеек низкого давления. Для этого внутри резонатора лазера, кроме усиливающей газоразрядной трубки, помешают резонансно по-

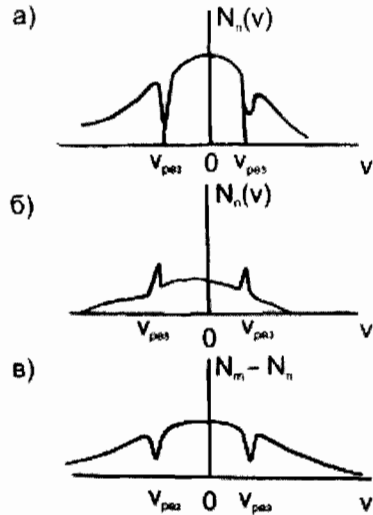


Рис. 11.27. Зависимости населенностей верхнего, нижнего уровней и их разности от частоты в пределах ширины линии усиления лазера

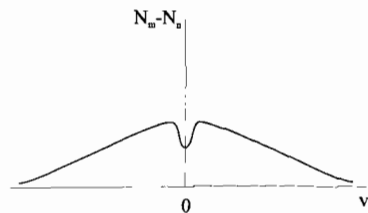


Рис. 11.28. Образование провала Лэмба

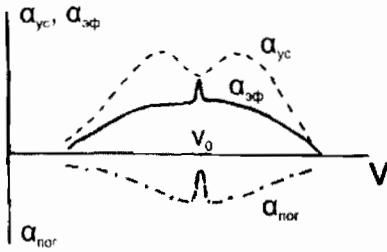


Рис. 11.29. Механизм возникновения обращенного провала Лэмба

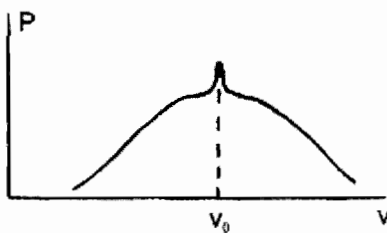


Рис. 11.30. Обращенный провал Лэмба

глошающую газовую ячейку низкого давления. В соответствии с проведенным выше рассмотрением, во время генерации лазера под действием стоячей волны электромагнитного поля выравниваются населенности рабочих уровней в усиливающей и поглощающей средах, что приводит к появлению на частоте ν_0 провала Лэмба как в линии усиления $\alpha_{ус}(\nu)$, так и в линии поглощения $\alpha_{пор}(\nu)$ этих сред (рис. 11.29). В результате в линии эффективного усиления $\alpha_{эф}(\nu) = \alpha_{ус}(\nu) + \alpha_{пор}(\nu)$ двухкомпонентной среды на частоте $\nu = \nu_0$ возникает узкий пик (рис. 11.29), что обуславливает появление узкого пика выходной мощности (рис. 11.30), иногда

называемого обращенным провалом Лэмба.

Ширина обращенного провала Лэмба может быть получена в сотни раз более узкой, чем провал Лэмба в линии усиления. Это связано, во-первых, с тем, что в поглощающей среде, в отличие от усиливающей, могут быть использованы переходы из основного в возбужденное долгоживущее состояние. В результате естественная (радиационная) ширина может быть получена крайне малой*. Во-вторых, давление газа в поглощающей ячейке выбирают значительно меньшим, чем в усиливающей рабочей камере, что снижает уширение, вызываемое столкновениями частиц между собой.

Использование в качестве репера обращенного провала Лэмба позволяет создавать лазеры со стабильностью частоты 10^{-12} – 10^{-13} и выше. На рис. 11.31,а приведена схема газового лазера с внутренней поглощающей ячейкой, частота которого стабилизируется по пику

* Естественная ширина $\Delta\nu$, согласно формуле (1.35), обратно пропорциональна времени жизни частиц τ_m верхнего и τ_n нижнего состояния рабочего перехода. Для основного состояния время жизни $\tau_n = \infty$.

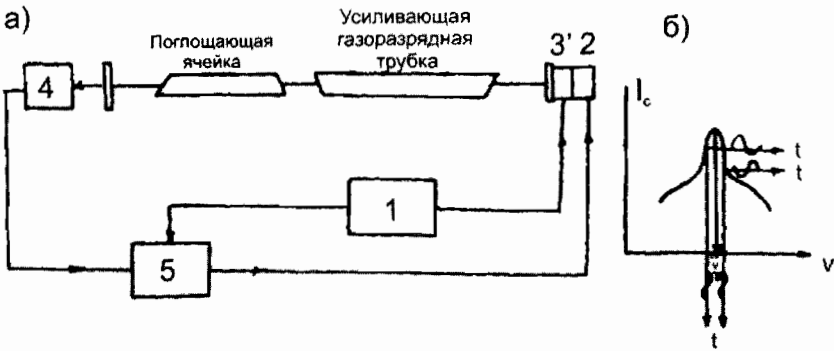


Рис. 11.31. Схема стабилизированного по частоте газового лазера

выходной мощности (по обращенному провалу Лэмба). С помощью генератора звуковой частоты (1), подключенному к пьезопреобразователю (2), управляющему положением зеркала (3') резонатора, осуществляется частотная модуляция излучения лазера. Девияция частотной модуляции излучения лазера выбирается меньше полуширины обращенного провала Лэмба. При этом интенсивность излучения лазера оказывается промодулированной со звуковой частотой. Амплитуда и фаза сигнала модуляции I_c , снимаемого с выхода фотодетектора (4), определяют величину и знак расстройки частоты генерации ν_r от частоты ν_0 , соответствующей пику выходной мощности (рис. 11.31, б). Сигнал с выхода фотодетектора преобразуется фазовым детектором (5) в сигнал ошибки. Сигнал ошибки подается на пьезопреобразователь (2), управляющий положением зеркала (3') резонатора, и обеспечивает подстройку частоты генерации ν_r лазера на вершину резонанса.

В качестве примера приведем данные по стабилизации частоты гелий-неоновых лазеров. Для стабилизации He-Ne-лазера, работающего на длине волны 632,8 нм, наилучшую стабильность удастся получить при использовании внутренней поглощающей ячейки с парами йода I_2^{29} (или I_2^{27}). Стабильность частоты составляет величину 10^{-11} – 10^{-12} в зависимости от времени усреднения, а воспроизводимость частоты 10^{-10} . Для He-Ne-лазера, работающего на длине волны 3,39 мкм, с внутренней поглощающей метановой (CH_4) ячейкой, достигнута рекордная стабильность частоты (10^{-13} – 10^{-14}) и воспроизводимость частоты (10^{-13}).

УЛУЧШЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ЛАЗЕРОВ

11.1. Режим гигантских импульсов

Излучение импульсных оптических квантовых генераторов на твердом теле, как известно, носит «пиковый» характер и обычно представляет собой хаотическую последовательность различных по амплитуде импульсов («пиков»). Это ограничивает возможности использования твердотельных лазеров. Можно добиться такого режима работы лазера (режим гигантских импульсов), в котором выходное излучение состоит из импульсов большой мощности с управляемым моментом их возникновения.

Для осуществления режима гигантских импульсов используют модуляцию добротности резонатора. Лазер с управляемой добротностью позволяет получать импульсы света длительностью 10^{-7} – 10^{-9} с при пиковой мощности до нескольких гигаватт.

Принцип действия лазера с управляемой добротностью состоит в том, что во время накачки активного вещества искусственно увеличиваются потери резонатора («разрывается обратная связь»). В результате условия самовозбуждения не выполняются. При достаточной интенсивности накачки на верхнем (метастабильном) рабочем уровне накапливается большой избыток рабочих частиц. В момент, когда населенность верхнего уровня достигает максимальной величины, быстро уменьшаются потери («включается обратная связь»). При этом возбужденные частицы переходят в нижнее состояние, и вся накопленная энергия излучается в одном импульсе малой длительности (примерно равной времени двойного прохождения света между зеркалами резонатора).

Для пояснения работы лазера в режиме гигантского импульса на рис. 11.1 приведены зависимости от времени интенсивности накачки I_n (а), добротности резонатора Q (в), инверсии населенностей рабочей пары уровней ΔN (б) и интенсивности излучения $I_{из}$ (г).

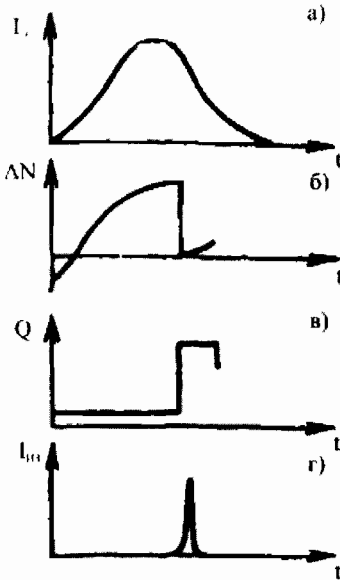


Рис. 11.1. Зависимость от времени интенсивности света накачки, разности населенностей, добротности и интенсивности излученного света лазером

Специальное устройство синхронизирует включение ламп накачки с вращением зеркала таким образом, чтобы к моменту, когда зеркало займет положение, соответствующее съюстированному резонатору, в активном теле лазера была достигнута максимальная инверсия населенностей рабочих уровней. Обычно вместо зеркала для модуляции добротности используют прямоугольную призму полного внутреннего отражения (рис. 11.2). Призму вращают вокруг оси, перпендикулярной ребру прямого двугранного угла. Достоинством прямоугольной призмы является то, что случайные колебания ее вокруг линии, перпендикулярной оси вращения, в силу свойств призмы, не оказывают существенного влияния на работу генератора.

Для управления добротностью резонатора широко применяются электрооптические затворы. Основным звеном такого затвора является электрооптический элемент, в качестве которого используются ячейки Керра или Поккельса.

Ячейка Керра представляет собой конденсатор, заполненный изотропным веществом, обладающим свойством приобретать двой-

Управление добротностью резонатора обеспечивают различные оптические затворы (механические, электрооптические, основанные на явлении просветления и др.).

В механических затворах широко используется метод, основанный на вращении одного из зеркал резонатора. Возбуждение колебаний в лазере с вращающимся зеркалом возможно лишь в течение короткого интервала времени, когда зеркала параллельны с большой степенью точности.

При скорости вращения 20000–30000 об/мин, легко реализуемой на практике, время переключения добротности составляет примерно 10^{-7} с.

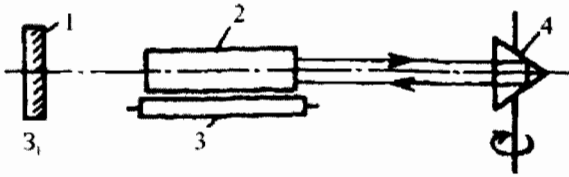


Рис. 11.2. Схема применения механического затвора в лазере

ное лучепреломление под действием электрического поля (эффект Керра). Вещество в конденсаторе Керра под влиянием электрического поля в оптическом отношении становится подобным одноосному кристаллу с оптической осью вдоль направления электрического поля. Величина разности показателей преломления обыкновенного (n_0) и необыкновенного (n_e) лучей пропорциональна квадрату электрического поля ϵ : $n_0 - n_e = \lambda B \epsilon^2$ (λ — длина волны света, B — постоянная Керра). При этом разность фаз, приобретаемая лучами на длине ячейки L , равна $\phi = (2\pi L/\lambda) \cdot (n_0 - n_e) = 2\pi B L \epsilon^2$. В ячейках Керра широко используется нитробензол, имеющий большую постоянную B , равную $4 \cdot 10^{-5} \text{ В}^{-2} \text{ см}$.

Ячейка Поккельса представляет собой кристалл, обладающий электрооптическим эффектом, который помещен в электрическое поле. В настоящее время в ячейках Поккельса, предназначенных для модуляции добротности, наиболее часто используют одноосные кристаллы фосфида калия (KDP), дигидрофосфида аммония (ADP), дигидрофосфида рубидия (RDP). Действие такой ячейки основано на явлении изменения оптической анизотропии кристалла от внешнего электрического поля. Ячейку Поккельса обычно выполняют с так называемой продольной геометрией, для которой характерно, что луч света и направление управляющего поля параллельны (рис. 11.3). Кристалл устанавливают таким образом, чтобы луч света проходил вдоль оптической оси z . При этом, в отсутствие внешнего модулиру-

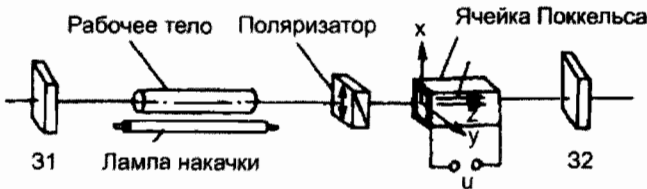


Рис. 11.3. Схема применения электрооптического затвора в лазере

ющего поля, свет любой поляризации распространяется с одной и той же скоростью, не претерпевая двойного лучепреломления. При приложении электрического поля ϵ вдоль оси z появляется двойное лучепреломление.

Показатели преломления волн с ортогональными поляризациями, направленными под углом $\pm 45^\circ$ к кристаллографическим осям x и y , отличаются на величину, пропорциональную полю ϵ . Разность фаз, приобретаемая этими волнами в кристалле, является линейной функцией от модулирующего поля ϵ , в отличие от эффекта Керра, где она пропорциональна квадрату поля.

Для управления добротностью резонатора с помощью ячейки Керра (Поккельса) ее помешают в резонатор вместе с поляризационной призмой между зеркалом и активным телом лазера (см. рис. 11.3). Призму ориентируют так, чтобы ее главная плоскость составляла угол 45° к направлению поля в ячейке Керра. В случае использования в затворе ячейки Поккельса продольной геометрии поляризационную призму ориентируют таким образом, чтобы ее главная плоскость совпадала с одной из кристаллографических осей x и y электрооптического кристалла. При этом обыкновенный и необыкновенный лучи в ячейках будут иметь одинаковую интенсивность. К ячейке прикладывают напряжение такой величины, чтобы разность хода обыкновенного и необыкновенного лучей при двукратном прохождении их составляла половину длины волны. В результате плоскость поляризации света после прохождения через ячейку в направлении от призмы и обратно повернется на 90° относительно первоначального положения, задаваемого поляризационной призмой, и свет не сможет пройти через нее. Это соответствует закрытому состоянию затвора, т. е. «разрыву обратной связи». При снятии напряжения с ячейки затвор открывается, «обратная связь» восстанавливается.

Достоинством электрооптических затворов является малое время переключения, которое может составлять единицы наносекунд, отсутствие подвижных частей, возможность электрического управления. К недостаткам электрооптических затворов следует отнести то, что они вносят заметные потери в резонатор и для управления ими обычно требуется высокое напряжение — порядка десятков киловольт.

Для осуществления режима гигантского импульса широко используются пассивные просветляющиеся затворы, насыщающиеся

фильтры. Их действие основано на свойстве некоторых веществ менять прозрачность под действием проходящего через них оптического излучения. Таким свойством обладают растворы красителей и некоторые марки стекол.

На рис. 11.4,а приведена зависимость коэффициента пропускания T кюветы с фталоцианином, растворенным в нитробензоле, от величины интенсивности проходящего излучения. Видно, что с ростом интенсивности света поглощение уменьшается. Поглощение излучения связано с переводом молекул фталоцианина из основного состояния 1 в возбужденное 3, с которого они возвращаются обратно через промежуточный метастабильный уровень 2, имеющий время жизни $\tau_{21} \sim 10^{-3}$ с (рис. 11.4,б). Время безызлучательного перехода τ_{32} уровня 3 на уровень 2 составляет 10^{-7} с. При малой мощности излучения молекулы фталоцианина находятся в основном на уровне 1 и поглощение имеет максимальную величину. С ростом интенсивности потока излучения все большее число молекул переходит в состояния 3 и 2, а концентрация молекул в основном состоянии уменьшается и поглощение падает. При больших плотностях потока населенность уровня основного состояния оказывается достаточно низкой и среда становится прозрачной.

Введение в резонатор лазера просветляющегося затвора увеличивает потери и, следовательно, повышает пороговый уровень накачки. В результате во время накачки происходит значительное накопление активных частиц в верхнем состоянии излучательного перехода активной среды лазера. С увеличением населенности верхнего рабочего уровня возрастает мощность спонтанного излучения активной среды.

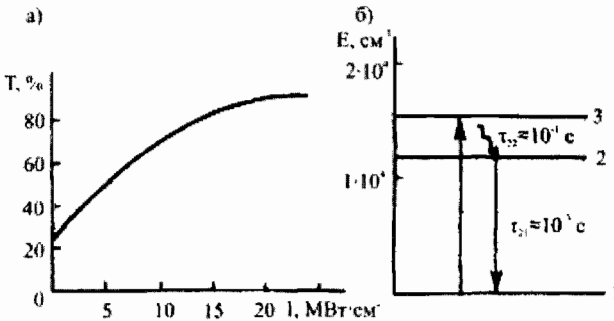


Рис. 11.4. Схема, поясняющая принцип действия пассивного оптического затвора

Это ведет к уменьшению коэффициента поглощения пассивного затвора. Когда прозрачность затвора достигает такой величины, при которой выполняются условия самовозбуждения, происходит регенеративный лавинообразный процесс нарастания амплитуды колебаний и вся запасенная в активном теле энергия излучается в виде мощного импульса длительностью несколько наносекунд. По окончании импульса генерации молекулы затвора релаксируют в основное состояние, и он восстанавливает свои оптические свойства.

Пассивный затвор имеет крайне простую конструкцию. Он представляет собой кювету с плоскопараллельными стенками, наполняемую просветляющейся жидкостью, или пластину (для твердых просветляющихся сред). Обычно выбирается начальное пропускание просветляющихся затворов в несколько десятков процентов. В качестве просветляющихся сред в рубиновых лазерах используют растворы фталоцианина или селенокадмиевые стекла марки КС-18, КС-19, в лазерах на средах, активированных ионами неодима, — растворы полиметиловых красителей и стекла с примесью солей урана.

Недостатком метода модуляции пассивными затворами является то, что они не позволяют управлять моментом их отпирания.

11.2. Синхронизация типов колебаний

Спектр излучения лазера состоит из частот, соответствующих различным собственным типам колебаний резонансной системы генератора. Его ширина ограничивается областью частот, в пределах которой усиление рабочей среды генератора превышает потери β_0 (рис. 11.5). В газовых лазерах с низким давлением (~ 10 мм рт. ст.) рабочего газа полоса усиления $\Delta\nu_y$ составляет обычно несколько гигагерц и меньше (для He-Ne-лазера $\Delta\nu_y \cong 10^9$ Гц). В лазере на твердом теле она достигает десятков и сотен гигагерц (для рубина $\Delta\nu_y \cong 3 \cdot 10^9$ Гц, для неодимового стекла $\Delta\nu_y = 10^{12}$ Гц). Частотный интервал $\Delta\nu$ между соседними продольными типами колебаний, определяемый оптическим расстоянием L между зеркалами резонатора, составляет сотни мегагерц (при $L = 50$ см $\Delta\nu = 3 \cdot 10^8$ Гц). Поэтому в газовых лазерах генерация, если не приняты специальные меры, может происходить одновременно на десяти и более собственных частотах, а в твердотельных лазерах число генерируемых типов колебаний достигает многих тысяч (для лазера на неодимовом стекле оно может превышать 10^5).

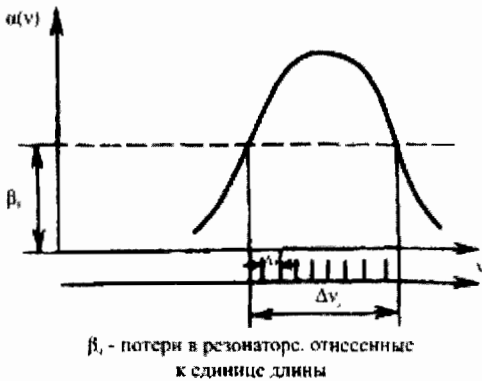


Рис. 11.5. Схема, поясняющая зависимость числа генерируемых лазером продольных типов колебаний от потерь в лазере и ширины линии усиления активной среды

где β_0 — потери в резонаторе, отнесенные к единице длины; $\Delta\nu$ — ширина линии усиления активной среды; t — время.

В большинстве лазеров генерация отдельных типов колебаний происходит независимо друг от друга, т. е. фазы, а также амплитуды их не связаны. В процессе работы лазера случайные флуктуации и нелинейные явления в активной среде вызывают изменения амплитуд и фаз генерируемых типов колебаний. Поэтому выходное излучение лазера, генерирующего несколько типов колебаний, изменяется со временем хаотическим образом, что значительно ограничивает возможности их применения.

Однако можно стабилизировать форму выходного сигнала лазера, работающего в режиме многих мод, если принудительно поддерживать частотный интервал между отдельными генерирующими типами колебаний постоянным и фиксировать сдвиг фаз между ними. В этом случае говорят, что в лазере синхронизированы типы колебаний. В таком лазере выходное излучение изменяется во времени строго определенным образом. Форма выходного сигнала лазера с синхронизацией мод зависит от фазовых соотношений, которые устанавливаются между типами колебаний. Так, если установить разность фаз между генерируемыми типами колебаний равной нулю, то выходное излучение будет представлять последовательность импульсов с периодом, равным двойному времени прохода света между зерка-

Характер излучения лазера с одновременной генерацией нескольких типов колебаний зависит от их амплитуд, частот и относительных фаз. Поле в резонаторе лазера определяется суммой полей генерируемых типов колебаний

$$\sum_k \epsilon_k \sin \frac{z\omega_k}{c} \sin(\omega_k t + \phi_k),$$

где ϵ_k , ω_k , и ϕ_k — соответственно амплитуда, частота

и фаза k -го типа колебаний; z — координата, отсчитываемая вдоль

оси резонатора; t — время.

лами резонатора. Поле в резонаторе лазера в случае синфазно-синхронизируемых типов колебаний представляется в виде ряда

$$\begin{aligned} \epsilon(z, t) &= \sum_k \epsilon_k \sin \frac{z\omega_k}{c} \sin(\omega_k t) = \\ &= \sum_k \epsilon_k \left\{ \cos \left[\omega_k \left(t + \frac{z}{c} \right) \right] - \cos \left[\omega_k \left(t - \frac{z}{c} \right) \right] \right\}. \end{aligned} \quad (11.1)$$

Удобно частоты типов колебаний отсчитывать от частоты ω_0 , соответствующей центральной частоте усиления активной среды, так что $\omega_k = \omega_0 k \Omega$, $\Omega = 2\pi \Delta\nu = 2\pi c / (2L)$, $k = 0, 1, 2, \dots$; $\Delta\nu$ — частотный интервал между соседними типами колебаний; L — оптическое расстояние между зеркалами резонатора. При этом из (11.1) получаем:

$$\begin{aligned} \epsilon(z, t) &= \left\{ \sum_{k=-\frac{n}{2}}^{\frac{n}{2}} \epsilon_k \cos \left[\frac{k\pi c}{L} \left(t - \frac{z}{c} \right) \right] \right\} \cos \left[\omega_0 \left(t - \frac{z}{c} \right) \right] + \\ &+ \left\{ \sum_{k=-\frac{n}{2}}^{\frac{n}{2}} \epsilon_k \cos \left[\frac{k\pi c}{L} \left(t + \frac{z}{c} \right) \right] \right\} \cos \left[\omega_0 \left(t + \frac{z}{c} \right) \right]. \end{aligned} \quad (11.2)$$

Согласно выражению (11.2)*, поле внутри резонатора представляет собой цуг длительностью (пространственной) $\sim 2L/n$ (n — число генерируемых продольных типов колебаний), который циркулирует между зеркалами со скоростью света c . При каждом подходе цуга к полупрозрачному зеркалу из резонатора будет излучаться импульс света длительностью $\tau_u = 2L/nc$. Таким образом, при синхронизации типов колебаний в случае, когда сдвиг фаз между соседними типами колебаний равен нулю, выходное излучение лазера представляет собой последовательность импульсов света длительностью $\tau_u = 2L/(nc)$ и с интервалом между ними t_0 , равным двойному времени прохождения света между зеркалами: $t_0 = 2L/c$.

* Первый член выражения (11.2) описывает гребенку световых импульсов шириной $2L/n$ (в пространстве) и периодом $2L$, движущихся со скоростью c в направлении положительных z , второй член — такую же гребенку импульсов, но движущихся в противоположную сторону. Внутри резонатора ($0 \leq z \leq L$) циркулирует со скоростью c от зеркала к зеркалу один импульс шириной $2L/n$.

Число генерируемых продольных типов колебаний n ограничивается шириной $\Delta\nu_1$ линии усиления рабочего перехода активного вещества лазера, т. е. $n = \Delta\nu_1 / (c/2L)$. Поэтому длительность генерируемых импульсов $\tau_u = (\Delta\nu_1)^{-1}$.

Длительность импульсов, таким образом, может достигать величины, равной обратной ширине линии усиления рабочего перехода активной среды лазера. Для гелий-неонового лазера $\Delta\nu_1 \approx 1,5 \cdot 10^9$ Гц, длительность импульсов составляет $\sim 6 \cdot 10^{-10}$ с, для лазера на стекле, активированном неодимом, $\Delta\nu_1 \approx 5 \cdot 10^{12}$ Гц, и длительность импульсов может достигать значений $\tau_u \approx 2 \cdot 10^{-13}$ с.

Синхронизацию типов колебаний можно осуществлять посредством модуляции потерь резонатора с частотой, равной разности частот соседних продольных типов колебаний. При модуляции потерь резонатора все типы колебаний, возбуждаемые в лазере, становятся амплитудно-модулированными. При этом каждый k -й тип колебаний состоит из спектральных компонент, основной частоты ω_k и двух боковых частот $\omega_k - \omega_m$ и $\omega_k + \omega_m$ (ω_m — частота модуляции) (рис. 11.6). Если частота модуляции равна частоте межмодовых биений $\omega_m = \Omega = \omega_{k+1} - \omega_k = \omega_k - \omega_{k-1} = 2\pi c / (2L)$, то для каждого типа колебаний при модуляции частоты боковых составляющих совпадают с собственными частотами соседних колебаний (см. рис. 11.6).

Таким образом, в отсутствие модуляции все типы колебаний являются независимыми: каждый тип колебаний (при неоднородно

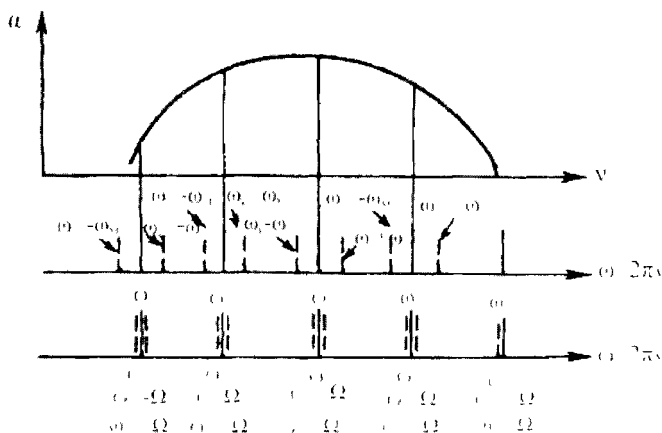


Рис. 11.6. Схема поясняющая принцип синхронизации продольных типов колебаний в лазере

уширенной линии люминесценции) «питается» от тех частиц, частоты излучения которых совпадают собственной частотой соответствующего типа колебаний. При включении модуляции с частотой, равной частоте межмодовых биений, типы колебаний оказываются связанными. Колебания k -го типа, благодаря возникающим при модуляции боковым составляющим, «питаются» не только излучением частиц с резонансной частотой ω_k , но и излучением частиц с резонансными частотами ω_{k+1} и ω_{k-1} соседних типов колебаний.

Для осуществления синхронизации колебаний лазера посредством модуляции потерь в резонатор вводят модулятор, коэффициент пропускания которого меняется с частотой, равной частотному интервалу между продольными типами колебаний. В качестве управляющего элемента модулятора используют электрооптические кристаллы.

В целях синхронизации колебаний лазера широко применяют дифракционные ультразвуковые модуляторы. Ультразвуковой модулятор обычно представляет плоскопараллельную стеклянную пластину, к узкой грани которой приклеивается пьезоизлучатель. Пластина модулятора устанавливается для уменьшения вносимых ею начальных потерь под углом Брюстера к лучу генерации. Пьезоизлучатель возбуждает в пластине ультразвуковую стоячую волну, которая вызывает периодическую вариацию показателя преломления, и пластина приобретает свойства фазовой дифракционной решетки. Луч света, проходящий через такую пластину, благодаря дифракции на образующейся фазовой решетке, модулируется по интенсивности с удвоенной частотой питания пьезоизлучателя. Достоинства ультразвукового модулятора — простота конструкции и малые вносимые им начальные потери.

В режиме синхронизации мод в лазере частоту модуляции нужно поддерживать равной частоте между соседними типами колебаний с относительной точностью до сотых долей процента. Частотное межмодовое расстояние $\Delta\nu = c/(2L)$ определяется длиной оптического пути L между зеркалами резонатора и не остается постоянным из-за нагрева корпуса резонатора, механических вибраций, изменения давления окружающей среды и т. д. Поэтому в процессе работы необходимо непрерывно подстраивать частоту модуляции для сохранения равенства ее частоте межмодовых биений. Такая подстройка затруднительна в импульсных твердотельных лазерах, где оптическая дли-

на пути меняется из-за нагрева активного тела во время импульса накачки. Синхронизацию типов колебаний очень удобно осуществлять посредством пассивных просветляющихся затворов, помещенных в резонаторы лазеров.

Для эффективной синхронизации мод насыщающийся фильтр должен иметь время релаксации меньше времени прохождения светом двойного расстояния между зеркалами резонатора. Такой насыщающийся фильтр действует как пассивный модулятор по следующему принципу. Будем считать фильтр двухуровневой квантовой системой. Пусть на него падает импульс света с энергией фотонов, равной расстоянию между энергетическими уровнями системы (рис. 11.7). При распространении импульса света через насыщающийся фильтр передний край импульса поглощается, и молекулы фильтра переходят из нижнего состояния в верхнее (рис. 11.7, а). По мере прохождения импульса фильтр стремится к насыщению (рис. 11.7, б, в). При этом мало ослабляется наиболее интенсивная часть импульса и сильнее — передняя часть импульса с малой интенсивностью. Этот процесс представляет собой открывание пассивного затвора. После того как импульс пройдет через фильтр, его молекулы будут переходить в нижнее энергетическое состояние, и затвор начнет закрываться. Через некоторое время все молекулы перейдут в нижнее состояние и фильтр будет закрыт (рис. 11.7, г). В резонаторе лазера импульс света, отражаясь от зеркал, распространяется от одного зеркала до другого. При каждом проходе через насыщающийся фильтр, находящийся между зеркалами, импульс сужается. Сужение импульса происходит до тех пор, пока его спектральные составляющие не займут всю полосу усиления активной среды $\Delta\nu_y$. При этом его длительность τ_u будет равна $(\Delta\nu_y)^{-1}$.

Таким образом, действие насыщающегося фильтра с временем релаксации $\tau < 2L/c$ можно интерпретировать как импульсное изме-

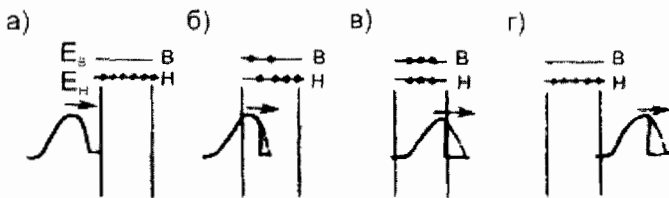


Рис. 11.7. Иллюстрация принципа действия насыщающегося фильтра

нение потерь с периодом, равным интервалу времени прохождения светом двойного расстояния между зеркалами $2L/c$), т. е. насыщающий фильтр действует как модулятор потерь, частота которого автоматически подстраивается к частоте между соседними продольными типами колебаний $c/(2L)$.

В качестве насыщающихся фильтров в рубиновых лазерах и лазерах на неодимовом стекле используют растворы различных красителей в нитробензоле, ацетоне, толуоле и т. д., имеющие время релаксации порядка единиц и десятков пикосекунд.

На рис. 11.8 приведены типичные осциллограммы выходного излучения лазера на неодимовом стекле с синхронизацией типов колебаний насыщающимся фильтром, снятые при различных скоростях разверток: $2 \cdot 10^{-7}$; $5 \cdot 10^{-9}$ и 10^{-8} с/дел. Излучение представляет собой последовательность коротких импульсов, отстоящих друг от друга на временном интервале $2L/c$ (L – оптическое расстояние между зеркалами).

На рис. 11.8,а показана форма огибающей всей совокупности импульсов излучения, на рис. 11.8,б – осциллограмма начального нарастающего участка импульсной генерации при увеличении скорости развертки ($5 \cdot 10^{-9}$ с/дел). Видно, что развитие импульса генерации, циркулирующего между зеркалами, происходит из начальных флуктуации излучения в полном соответствии с приведенной выше физической картиной. При последовательном прохождении излучения через насыщающийся фильтр амплитуда наиболее интенсивного импульса растет, а длительность его уменьшается, флуктуационные же импульсы, имеющие меньшую начальную амплитуду, подавляются. В конце зарегистрированного участка длительностью $3 \cdot 10^{-8}$ с меньшие флуктуационные импульсы почти полностью исчезают, ширина импульса уменьшается до $0,5 \cdot 10^{-9}$ с, и период повторения импульсов становится равным $2L/c$ (длина L в эксперименте была 37,5 см).

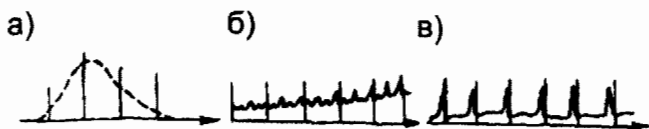


Рис. 11.8. Осциллограммы импульсов излучения твердотельного лазера с синхронизацией типов колебаний в различные моменты времени

Согласно рис. 11.8, в, где приведена осциллограмма среднего участка картины генерации, излучение имеет вид гребенки импульсов с периодом $9,2 \cdot 10^{-9}$ с, равным двойному времени пробега света между зеркалами.

Длительность импульсов на осциллограмме по половинному уровню составляет примерно 0,5 нс. Она ограничивалась в эксперименте полосой пропускания регистрирующего фотодиода и применявшегося осциллографа. На самом деле длительность импульсов, как показывают специальные измерения, близка к величине $(\Delta\nu_y)^{-1}$ ($\Delta\nu_y$ – полоса усиления активной среды). Для лазера на неодимовом стекле длительность импульсов гребенки составляет $\sim 10^{-12}$ с.

11.3. Получение одиночных сверхкоротких лазерных импульсов

Во многих прикладных задачах требуется не импульсная последовательность, а одиночные сверхтонкие импульсы света с длительностью $\tau_u < 10^{-10}$ с. Для этого используют лазер с синхронизацией типов колебаний со специальной схемой выведения циркулирующего между зеркалами резонатора сверхкороткого импульса генерации.

На рис. 11.9 приведена схема лазера одиночных сверхкоротких импульсов. Зеркала резонатора 31 и 32 имеют коэффициенты отражения, близкие к 100 %. Для синхронизации типов колебаний около зеркала 31 поставлена плоскопараллельная кювета *K*, наполненная просветляющимся раствором красителя с малым временем релакса-

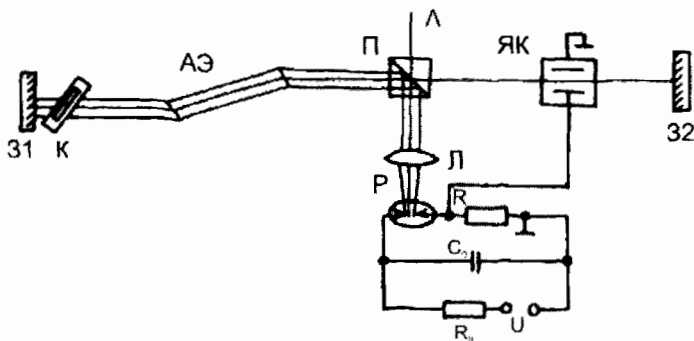


Рис. 11.9. Схема лазера, позволяющая получать одиночные сверхкороткие импульсы

ции. Вывод импульса осуществляется поляризатором П (обычно Глана—Фуко—Тейлора) и поляризационным переключателем ЯК (ячейка Керра). Для уменьшения потерь на отражение торцы активного элемента АЭ обычно срезают под углом Брюстера к оси, кювету с просветляющейся жидкостью также размещают под углом Брюстера к лучу генерации. Ячейка Керра устанавливается так, чтобы плоскость электродов образовала угол 45° с плоскостью поляризации, задаваемой поляризационной призмой.

Работа генератора сводится к следующему. При накачке, превышающей пороговую, в резонаторе лазера развивается генерация оптического излучения с линейной поляризацией в виде сверхкороткого импульса, циркулирующего между зеркалами. Линза L собирает излучение, отраженное от переходной грани поляризационной призмы, и направляет его на разрядник P . Когда уровень лазерного излучения достигает определенной величины, срабатывает разрядник, и на пластины ячейки Керра поступает электрический импульс четвертьволнового напряжения. В результате этого плоскость поляризации оптического импульса при двойном проходе через ячейку поворачивается на 90° и он выводится поляризатором наружу.



Рис. 11.10. Осциллограммы импульсов на выходном зеркале лазера

Для пояснения на рис. 11.10 приведены осциллограммы излучения, просачивающегося через одно зеркало, и выходного импульса генератора. Видно, что после вывода импульса поле в резонаторе генератора отсутствует.

Лазеры на неодимовом стекле, построенные по приведенной схеме, позволяют получать импульсы длительностью 10^{-12} с и мощностью $\sim 10^{10}$ Вт.

11.4. Селекция типов колебаний

Как известно, если не принять специальных мер, лазер генерирует одновременно много типов колебаний. Количество их зависит от ширины линии усиления рабочего вещества, уровня накачки, размеров резонатора и т. д.

Число генерируемых типов колебаний достигает десятков в газовых лазерах, сотен и тысяч в лазерах на твердом теле. При генерации



большого числа поперечных и продольных типов колебаний существенно ухудшаются когерентность и монохроматичность излучения лазера и увеличивается угол расходимости выходного луча, что значительно сужает область применения лазера.

Для многих практических и научных целей (оптическая связь, лазерная спектроскопия, высококачественная голография и т. д.) требуется, чтобы лазеры генерировали колебания только одного поперечного типа и одной частоты. В связи с этим применяют специальные методы подавления нежелательных колебаний и выделения (селекции) одного (или нескольких) определенного типа колебаний.

Селекция поперечных типов колебаний. Основной принцип селекции поперечных типов колебаний состоит в использовании разницы их дифракционных потерь. Наиболее просто осуществляется селекция поперечных типов колебаний в резонаторе, составленном из сферических зеркал. В таком резонаторе каждый поперечный тип колебаний занимает объем, ограниченный каустической поверхностью, вне которой поле при удалении от нее резко спадает по экспоненциальному закону. Каустическая поверхность основного типа колебаний TEM_{00q} охватывает наименьший объем вблизи оси резонатора (рис. 11.11). Поля поперечных типов колебаний более высокого порядка TEM_{10q} , TEM_{11q} , TEM_{20q} и т. д. занимают больший объем, причем чем более высокий порядок имеет тип колебаний, тем дальше его каустика простирается от оси. Учитывая это, для селекции основного TEM_{00q} типа колебаний ставят внутри резонатора со сферическими зеркалами перпендикулярно его оси диафрагму D , размеры которой выбирают таким образом, чтобы она перекрывала каустики высших типов и не пересекала каустику основного типа. При этом для высших типов колебаний, в отличие от основного, диафрагма вносит существенное затухание и они подавляются.

Таким образом, наибольшую разность потерь основного и высших типов, а значит, и наилучшую селекцию основного типа при введении диафрагмы получают в случае конфокального резонатора. Однако в конфокальном резонаторе поперечный размер каустики основного типа TEM_{00q} имеет минимальное значение из всех резонаторов с дан-



Рис. 11.11. Каустические поверхности в открытом резонаторе

ным расстоянием между сферическими зеркалами. При расстоянии между зеркалами порядка метра поперечный размер каустики основного типа крайне мал и не превышает 1 мм (для колебаний с длиной волны $\lambda < 1$ мкм), что во многих случаях является неприемлемым.

Весьма эффективна селекция основного типа колебаний рассматриваемым методом в лазере с резонатором, образованным плоским и сферическим зеркалами, удаленными на расстояния, несколько меньшие радиуса кривизны сферического зеркала. Необходимый поперечный размер каустики основного типа такого резонатора достигается путем изменения расстояния между зеркалами вблизи значения, равного радиусу кривизны сферического зеркала. Селекция с помощью диафрагм в резонаторах со сферическими зеркалами наиболее часто используется в газовых лазерах, где усиление активной среды невелико.

На рис. 11.12 представлена схема, в которой для селекции основного поперечного типа колебаний применены две фокусирующие линзы Л1 и Л2 и диафрагма Д, установленная в их фокальной плоскости. Размер диафрагмы выбирается равным величине фокального пятна линзы при падении на нее пучка лучей с дифракционной расходимостью, определяемой размером торца активного образца.



Рис. 11.12. Селекция поперечных типов колебаний с помощью диафрагмы

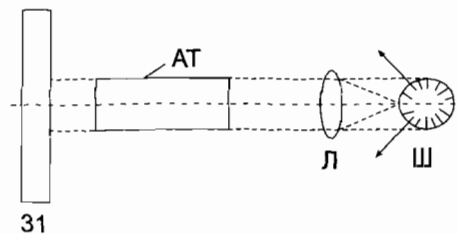


Рис. 11.13. Селекция поперечных типов колебаний с помощью зеркала в форме шара

Такая схема часто применяется в твердотельных лазерах, имеющих большое усиление активной среды. Недостатком схемы является высокая критичность к настройке и возможность обгорания краев диафрагмы при использовании в мощных лазерах.

От этих недостатков свободна система, изображенная на рис. 11.13. Здесь одно из зеркал выполняется в виде шарика Ш, центр которого совпадает с фокусом линзы Л. При таком размещении лучи, парал-



тельные оптической оси, пройдя через линзу, падают нормально к поверхности шарика и, отразившись от него, возвращаются по тому же пути. Наклонные лучи, соответствующие высшим поперечным типам колебаний, падают на поверхность неперпендикулярно и, отразившись от нее, покидают резонатор.

Для подавления поперечных типов высших порядков иногда применяют специальные селектирующие призмы (рис. 11.14), в которых используется резкая зависимость коэффициента отражения от угла падения световой волны при углах, близких к критическому. Угол β призмы выбирают равным критическому углу. На грань АВ наносят отражающее покрытие, СВ просветляется (либо срезается под углом Брюстера). Луч K_0 , падающий на грань СА под углом, равным критическому, испытывает полное внутреннее отражение, падает на грань АВ нормально и, отразившись от нее, идет по тому же пути в противоположном направлении. Любые другие лучи K_1 и K_2 при своем прохождении через призму на грани АС испытывают одно неполное отражение. Потери на отражение для этих лучей резко возрастают при увеличении отклонения от направления K_0 .

Весьма успешно селекция основного поперечного типа осуществляется при использовании в резонаторе лазера зеркал с переменным по апертуре коэффициентом отражения. Максимальный коэффициент отражения делается в центре зеркала, а к краям он уменьшается. При этом высшие типы колебаний попадают на участки с меньшим коэффициентом отражения и имеют большие потери. Однако из-за сложности изготовления зеркал с переменным пропусканием этот метод используется редко.

Для обеспечения генерации на основном TEM_{00q} -типе можно использовать резонаторы с зеркалами сложной формы (рис. 11.15). Каустика основного TEM_{00q} -типа охватывает центральный вогнутый участок зеркал. Высшие типы выходят за пределы вогнутой части зеркал и имеют большие дифракционные потери.

В лазерах с высоким коэффициентом усиления активного тела для обеспечения генерации на основ-

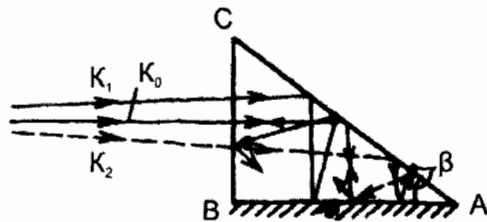


Рис. 11.14. Селекция поперечных типов колебаний с помощью селектирующей призмы

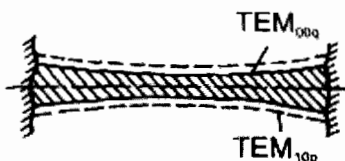


Рис. 11.15. Селекция поперечных типов колебаний с помощью зеркала с переменным по апертуре коэффициентом отражения



Рис. 11.16. Селекция поперечных типов колебаний с использованием неустойчивого резонатора

ном типе колебаний к настоящему времени широко применяются неустойчивые резонаторы (рис. 11.16). Дифракционное излучение в неустойчивых резонаторах даже для основного типа очень значительно и используется в качестве полезного выходного сигнала.

Селекция поперечных типов более высокого порядка осуществляется с помощью сложных диафрагм и тонких проволочек, располагаемых поперек оси резонатора. С помощью проволочек подавляются те типы колебаний, электрическое поле которых параллельно проволочке. Так, с помощью одной тонкой проволочки, располагаемой поперек оси резонатора, удастся отсеleccionировать TEM_{01q} -тип колебаний.

Селекция продольных типов колебаний. При селекции продольных типов колебаний используется их частотное различие. Наиболее просто осуществить селекцию одного продольного типа колебаний мож-

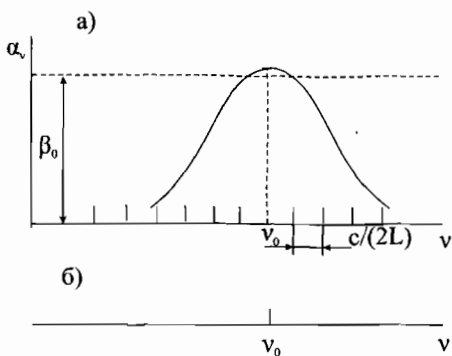


Рис. 11.17. Селекция продольных типов колебаний методом изменения потерь в резонаторе

но путем надлежащего уровня мощности накачки. Для этого нужно уровень мощности накачки установить близким к пороговому значению, чтобы усиление активной среды α_n превышало потери β_0 в узком диапазоне, равном или меньшем частотного расстояния между соседними типами колебаний $c/(2L)$ (рис. 11.17). В таком случае генерация будет существовать только на одном типе колебаний, частот-

та которого попадает в область частот, где усиление активной среды превышает потери. Однако при таком методе селекции выходная мощность невелика, так как лазер по необходимости работает в режиме, близком к пороговому.

Селекцию одного продольного типа колебаний обеспечивают также путем выбора соответствующей длины резонатора лазера. Длину резонатора нужно выбрать таким образом, чтобы расстояние между соседними продольными типами колебаний $\Delta\nu = c/(2L)$ превышало полосу усиления активной среды, в результате чего в нее попадет лишь один тип колебаний. Естественно, этот метод практически годится лишь для лазеров, в которых ширина линии усиления $\Delta\nu_y$ не слишком велика. Так, для гелий-неонового лазера $\Delta\nu_y \approx 1500$ МГц (при генерации на $\lambda = 6328$ нм) и необходимая для одночастотного режима длина резонатора L составляет 10–13 см. В лазере на углекислом газе, работающем на длине волны 10,6 мкм, ширина линии усиления $\Delta\nu_y$ составляет ≈ 50 МГц и генерация на одном продольном типе колебаний возникает при $L = 2$ м.

Для селекции продольных типов колебаний широкое применение нашли методы, основанные на явлении интерференции. Среди них наиболее простым является использование интерферометров Фабри–Перо в качестве частотного фильтра, устанавливаемого внутрь резонатора лазера (рис. 11.18). Практически такой интерферометр представляет собой плоскопараллельную пластинку из прозрачного на длине волны генерации материала (кварц, стекло и т. д.) с нанесенными на ее поверхности частично отражающими покрытиями. Пластинку ориентируют под некоторым углом к оптической оси резонатора. В литературе по лазерам такой интерферометр называют наклонным.

Как известно из оптики, коэффициенты пропускания T и отражения R по интенсивности для интерферометра, представляющего собой пластинку толщиной d с показателем преломления n и коэффициентом отражения поверхностей r , определяются формулами:

$$T = \left(1 + \frac{4r}{(1-r)^2 \sin^2 \delta/2} \right)^{-1}, \quad R = 1 - T,$$

* $T = I_{\text{пад}}/I_{\text{пр}}$, $R = I_{\text{от}}/I_{\text{пад}}$, где $I_{\text{пад}}$, $I_{\text{пр}}$, $I_{\text{от}}$ — соответственно интенсивности падающего, прошедшего и отраженного от интерферометра света.

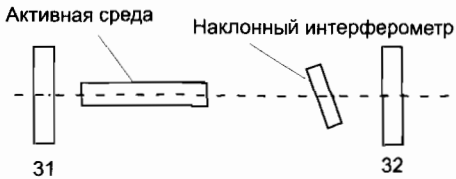


Рис. 11.18. Селекция продольных типов колебаний с использованием наклонного интерферометра

к единице, интерферометр пропускает излучение с частотами, близкими к собственным частотам, отстоящих друг от друга на величину $c/(2dn)$. Наклонный интерферометр, введенный в открытый резонатор лазера, таким образом, является фильтром, пропускающим лишь те типы колебаний, частоты которых совпадают с собственными частотами интерферометра или близкими к ним.

На рис. 11.20 для пояснения селекции наклонным интерферометром приведены зависимости коэффициента усиления α_v активной среды лазера и коэффициента пропускания наклонного интерферометра T от частоты, а также спектры продольных типов резонатора лазера и выходного излучения.

Одновременно с селекцией продольных типов колебаний наклонным интерферометром осуществляется подавление высших поперечных типов (благодаря зависимости коэффициента пропускания интерферометра от угла падения и частоты).

Наклонные интерферометры позволяют значительно сузить спектр генерации лазера, но в редких случаях удается получить селекцию одного типа колебаний.

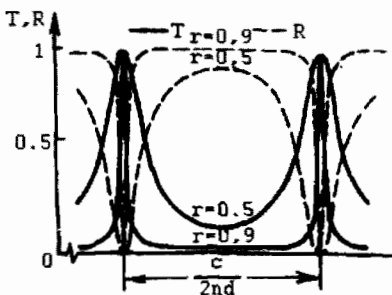


Рис. 11.19. Зависимость коэффициентов пропускания и отражения наклонного интерферометра от коэффициента k

где $\delta = (4\pi nvd/c)\cos\varphi_2$, причем $\sin\varphi_1/\sin\varphi_2 = n$; φ_1 — угол падения света на переднюю грань интерферометра; v — частота света; c — скорость света.

Величины T и R являются функциями частоты (рис. 11.19). При r , близких

к единице, интерферометр пропускает излучение с частотами, близкими к собственным частотам, отстоящих друг от друга на величину $c/(2dn)$. Наклонный интерферометр, введенный в открытый резонатор лазера, таким образом, является фильтром, пропускающим лишь те типы колебаний, частоты которых совпадают с собственными частотами интерферометра или близкими к ним.

Широкое распространение получил интерференционный метод селекции про-

дольных колебаний с использованием многозеркальных резонаторных систем. Согласно этому методу, одно из зеркал резонатора лазера заменяется сложным отражателем, состоящим из двух и более зеркал. Селекция продольных типов при этом достигается за счет частотной зависимости коэффициента отражения сложного отражателя.

На рис. 11.21 показано несколько схем резонаторов лазера со сложными селектирующими отражателями. Селектирующий отражатель в схеме, изображенной на рис. 11.21, *а*, представляет собой интерферометр Фабри–Перо. Коэффициент отражения R_2 интерферометра Фабри–Перо, в зависимости от частоты, является периодической функцией (см. рис. 11.19). Максимумы коэффициентов отражения отстоят по частоте на величину $c/(2nd)$. Подбирая расстояние d между зеркалами, можно добиться того, чтобы в пределах линии усиления активной среды находился один максимум коэффициента отражения. При этом усиление активной среды лазера превышает потери в резонаторе со сложным отражателем в узкой области частот $\Delta\nu_c$ (рис. 11.22). Если $\Delta\nu_c$ меньше частотного интервала между соседними типами колебаний $\Delta\nu = c/(2L)$ (L – оптическое расстояние от зеркала 31 до сложного отражателя), то лазер будет генерировать на одном продольном типе колебаний.

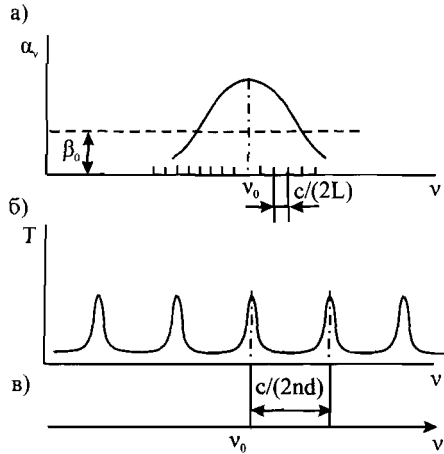


Рис. 11.20. К пояснению принципа селекции продольных типов колебаний с помощью наклонного интерферометра

изображенной на рис. 11.21, *а*, представляет собой интерферометр Фабри–Перо. Коэффициент отражения R_2 интерферометра Фабри–Перо, в зависимости от частоты, является периодической функцией (см. рис. 11.19). Максимумы коэффициентов отражения отстоят по частоте на величину $c/(2nd)$. Подбирая расстояние d между зеркалами, можно добиться того, чтобы в пределах линии усиления активной среды находился один максимум

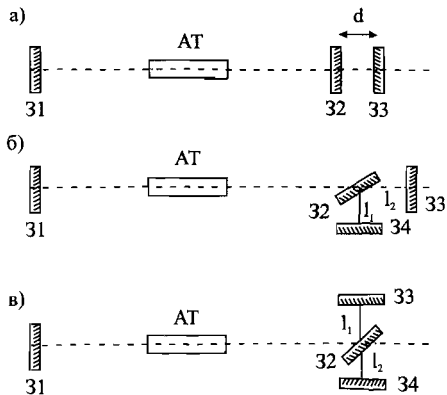


Рис. 11.21. Селекция продольных типов колебаний с помощью многозеркальных резонаторов

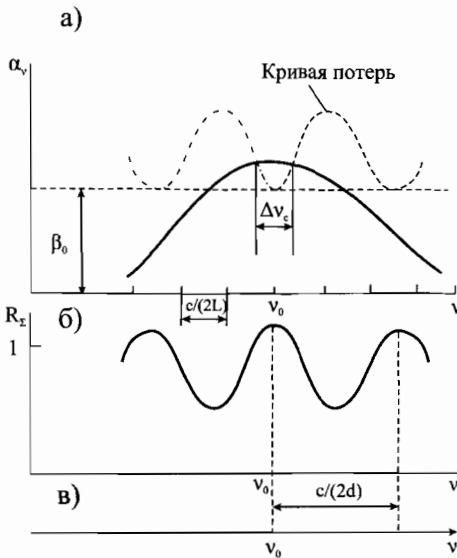


Рис. 11.22. К пояснению принципа селекции продольных типов колебаний с помощью многозеркальных резонаторов

Чрезвычайно простой способ селекции продольных типов колебаний основан на применении тонкой, толщиной много меньшей длины волны, проводящей пленки, устанавливаемой в резонатор перпендикулярно оси луча (рис. 11.23). При этом используется пространственная периодичность электрического поля стоячей волны в оптическом резонаторе. Помещение такой пленки в узел стоячей волны незначительно увеличивает потери рассматриваемого типа колебаний. Типы колебаний, у которых электрическое поле в месте расположения пленки отлично от нуля, испытывают сильное поглощение. Практически селектирующую металлическую пленку наносят на плоскопараллельную

Сложные селектирующие резонаторы, изображенные на рис. 11.21, б, в, как показывает анализ, имеют более резкую зависимость коэффициента отражения от частоты вблизи от его максимума, чем для интерферометра Фабри–Перо, что обеспечивает меньшую частотную область низких потерь резонансной системы лазера и, как следствие, лучшую селекцию типов колебаний. Частотное расстояние между максимумами коэффициентов отражения сложных отражателей, показанных на рис. 11.21, б, в, равно $c[2(l_1 + l_2)]^{-1}$.

прозрачную пластинку, другую сторону которой просветляют на генерируемой длине волны (на рис. 11.23 обозначено: АТ – активное тело, МП – металлическая пленка).



Рис. 11.23. Селекция продольных типов колебаний с помощью тонкой проводящей пленки

Для лазеров с активной средой, имеющей однородно уширенную линию усиления (рубиновые лазеры, лазеры на кристаллах YAG-Nd и др.), возможен еще один способ получения одночастотного режима генерации. Генерация на многих типах колебаний с такой средой получается за счет так называемой пространственной модуляции инверсной населенности. Допустим, что в резонаторе возбужден один тип колебаний. Поле этого типа колебаний представляет собой стоячую волну. Интенсивность волны I , пропорциональная квадрату напряженности поля, будет распределена вдоль оси резонатора, как показано на рис. 11.24. Вероятность индуцированного перехода частиц рабочей среды лазера пропорциональна интенсивности. Поэтому в пучностях стоячей волны число индуцированных переходов будет наибольшим, а в узлах — близким к нулю. В результате инверсная населенность ΔN , которая до начала генерации имела некоторое постоянное значение по всему объему активной среды, становится пространственно промодулированной (см. рис. 11.24). Очевидно, что в результате пространственной модуляции усиление в активной среде для типов колебаний, отличающихся распределением поля в резонаторе, становится больше, чем для существующего типа. Поэтому в резонаторе возбуждятся другие типы колебаний, что приведет к изменению пространственной модуляции инверсии населенностей в активной среде, и, следовательно, вызовет возбуждение нового типа колебаний и т. д.

При устранении пространственной неоднородности поля в резонаторе лазера с однородноуширенной линией усиления активной среды генерация должна возникать и происходить на одной частоте, соответствующей максимуму линии усиления. Наиболее просто достигается одночастотный режим работы лазера с однородноуширенной линией активной среды в результате устранения пространственной неоднородности поля в резонаторе путем создания в нем режима бегущей волны. Для этого в лазере используют

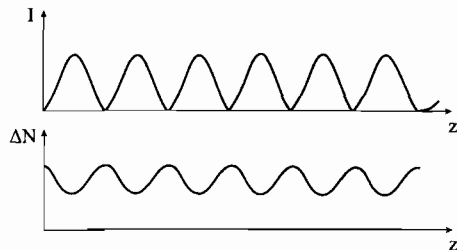


Рис. 11.24. Распределение интенсивности электрической составляющей поля (а) в резонаторе и разности населенностей (б) в активной среде вдоль оси резонатора

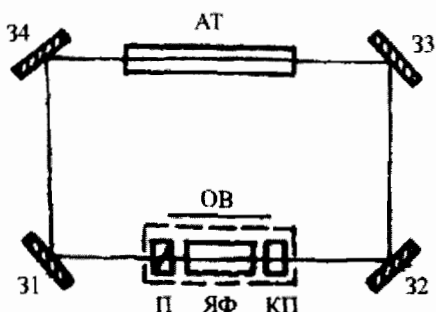


Рис. 11.25. Получение одночастотного режима генерации с помощью кольцевого резонатора

кольцевой резонатор, а для получения режима бегущей волны в него вводят оптический вентиль (рис. 11.25). Оптический вентиль ОВ состоит из поляризатора П, ячейки Фарадея ЯФ (невзаимный вращатель поляризации) и кристаллической пластинки КП с естественным вращением плоскости поляризации (взаимный вращатель поляризации). Магнитное поле

ячейки Фарадея и толщина кристаллической пластинки подбираются так, чтобы углы поворота плоскости поляризации $\varphi_{\text{ф}}$ и $\varphi_{\text{кп}}$, создаваемые ими, были одинаковыми и равными φ_0 . Тогда у волны, идущей от поляризатора через оптический вентиль по одному направлению, плоскость поляризации изменится на угол $2\varphi_0$, и при повторном прохождении через поляризатор амплитуда этой волны уменьшается. Для волны, распространяющейся через вентиль в противоположном направлении, вращение плоскости поляризации, создаваемое ячейкой Фарадея и кристаллической пластиной, компенсируется, и она не испытывает дополнительных потерь при прохождении через поляризатор.

11.5. Стабилизация частоты лазеров

Одним из важнейших направлений в области улучшения характеристик лазеров является стабилизация частоты их излучения. Для ряда областей, таких, как оптическая связь, интерферометрия, измерительная техника, метрология, требуются лазеры не только работающие в одночастотном режиме, но и обеспечивающие достаточно высокую стабильность и воспроизводимость* частоты.

Частота излучения одночастотных лазеров зависит от многих факторов: температуры, давления, влажности окружающей среды,

* Степень, с которой лазер воспроизводит одну и ту же частоту от одного включения до другого.

вибрации зеркал и внутрирезонаторных элементов и т.д., изменяющих оптические параметры резонатора, и элементов селекции. При разработке лазеров предусматривают меры пассивной стабилизации: резонатор выполняют достаточно жесткой конструкции из материалов с малым температурным расширением (инвар, ситалл, плавленый кварц); осуществляют экранирование оптического пути от воздушных потоков, обеспечивают акустическую изоляцию; осуществляют термокомпенсирование, термостатирование и т.д. Этими мерами удается доводить стабильность (относительное среднеквадратичное отклонение частоты от средней) частоты газовых лазеров типа гелий-неоновых до величин 10^{-6} – 10^{-7} за время порядка 1 часа.

Кардинально решить проблему стабилизации частоты лазеров позволяют активные методы автоподстройки частоты излучения по различным эталонам, реперам. В качестве реперов используют высокодобротные резонансы интерферометров, резонансы усиления активной среды, атомные и молекулярные резонансы поглощения. Реперы помещают либо внутри резонатора лазера, либо вне его.

В активных методах стабилизации частоты резонансный репер применяется в качестве частотного дискриминатора, преобразующего отклонение частоты лазера в изменяющийся во времени сигнал ошибки. Амплитуда и фаза этого сигнала определяют величину и знак отклонения частоты генерации от резонансной частоты репера. После усиления и фазочувствительного детектирования сигнал ошибки используется для подстройки частоты генерации к резонансной частоте репера. Активные методы стабилизации частоты позволяют поднять стабильность частоты лазера на много порядков.

Наиболее высокую стабильность частоты лазеров удается получать при использовании в качестве репера узких резонансных провалов (пиков) в доплеровски-уширенной линии усиления (поглощения) газовых сред. Появление резонансных провалов в доплеровски-уширенной линии усиления газовых лазеров теоретически было объяснено Лэмбом. Эти провалы названы его именем. Впервые провалы Лэмба наблюдались в гелий-неоновых лазерах. Провал Лэмба иллюстрируется на рис. 11.26, где приведена зависимость выходной мощности P газового лазера с неоднородно-уширенной линией усиления от частоты генерации. Из рис. 11.26 видно, что вблизи центральной частоты ν_0 имеется провал. Образование провала Лэмба объясняет-

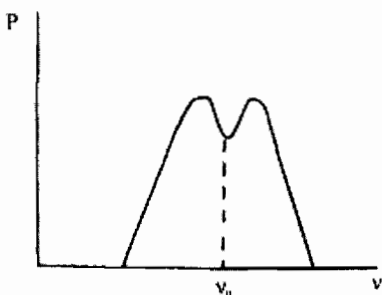


Рис. 11.26. Провал Лэмба

ся особенностью процесса взаимодействия электромагнитного поля резонатора лазера и хаотически движущимися частицами (атомами, молекулами) рабочего газа, связанной с эффектом Доплера.

В соответствии с эффектом Доплера, если частица движется со скоростью v в направлении падающей на нее со скоростью c электромагнитной волны частотой ν , то она воспринимает эту волну с измененной частотой, равной $\nu_D = \nu(1 - v/c)$. Такая движущаяся частица, имеющая резонансную частоту ν_0 , будет взаимодействовать с падающей на нее электромагнитной волной лишь при равенстве $\nu_0 = \nu_D = \nu(1 - v/c)$. Другими словами, электромагнитная волна частоты ν , двигаясь через газовую среду, будет взаимодействовать с атомами, скорости которых удовлетворяют соотношению:

$$v = \frac{\nu - \nu_0}{\nu} c.$$

Во время генерации в резонаторе лазера возникает стоячая световая волна электромагнитного поля, образуемая из двух бегущих волн одинаковой частоты ν , одна из которых распространяется в прямом, другая — в обратном направлении. Каждая из бегущих волн взаимодействует со своей группой атомов, движущихся со скоростью $v_{\text{рез}} = \frac{\nu - \nu_0}{\nu} c$ в том же направлении, что и волна. Т. е. прямая волна взаимодействует с атомами, движущимися со скоростью $v_{\text{рез}}$, а обратная волна взаимодействует с атомами, движущимися со скоростью $-v_{\text{рез}}$. Это избирательное взаимодействие прямой и обратной волн с атомами изменяет распределение по скоростям частиц, находящихся на верхнем m и нижнем n энергетических уровнях лазерного перехода (рис. 11.27).

На рис. 11.27 $N_m^{(v)}$ и $N_n^{(v)}$ соответственно обозначают число атомов, имеющих скорость v и находящихся в m - n -состояниях. Благодаря индуцированным переходам, под действием прямой и обратной волн в распределении по скоростям атомов, находящихся на



верхнем уровне, при значениях $\nu = \nu_{\text{рез}}$ и $\nu = -\nu_{\text{рез}}$ появляются «дырки», а для атомов, находящихся на нижнем уровне, возникают «пики» (см. рис. 11.27, б). В распределении по скоростям разности населенностей верхнего и нижнего лазерных уровней появляются «дырки» при значениях $\nu = \nu_{\text{рез}}, -\nu_{\text{рез}}$ (рис. 11.27). Это означает, что при генерации на частоте $\nu \neq \nu_0$ лазер черпает энергию от двух групп атомов, движущихся в разных направлениях с одной и той же скоростью $|\nu_{\text{рез}}|$. При частоте генерации $\nu = \nu_0$ обе «дырки» в распределении разности населенности совпадают, и бегущие в противоположные стороны волны, образующие стоячую световую волну, взаимодействуют только с одной группой атомов, для которой $\nu_0 = 0$ (рис. 11.28). Это и приводит к уменьшению мощности генерации при $\nu = \nu_0$ (рис. 11.26).

Ширина провала Лэмба определяется естественным (радиационным) и столкновительным уширением и составляет величину десятка мегагерц (для He-Ne-лазера). Она значительно меньше неоднородной (определяемой эффектом Доплера) ширины линии усиления, имеющей величину единиц гигагерц. Положение дна лэмбовского провала фиксируется частотой ν_0 . Провал Лэмба применяется для стабилизации частоты. Получаемая при этом стабильность частоты составляет величину 10^{-9} .

Существенно более высокой стабильности частоты удастся достичь при использовании резонансов нелинейного поглощения газовых ячеек низкого давления. Для этого внутри резонатора лазера, кроме усиливающей газоразрядной трубки, помешают резонансно по-

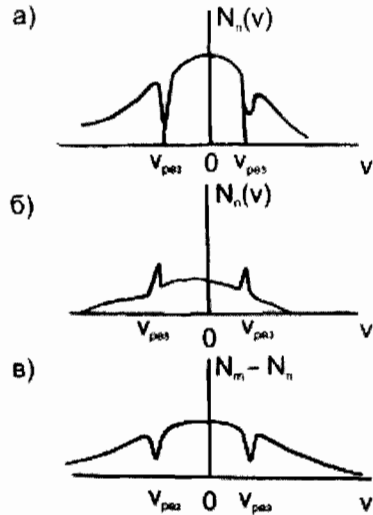


Рис. 11.27. Зависимости населенностей верхнего, нижнего уровней и их разности от частоты в пределах ширины линии усиления лазера

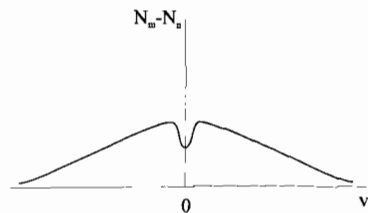


Рис. 11.28. Образование провала Лэмба

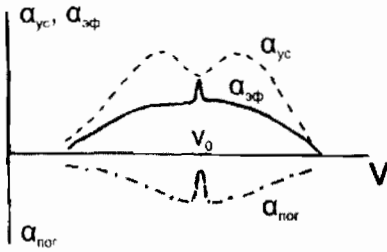


Рис. 11.29. Механизм возникновения обращенного провала Лэмба

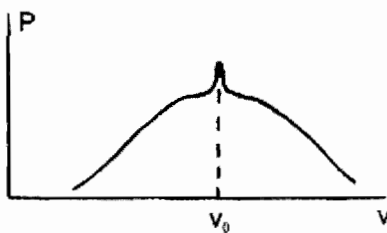


Рис. 11.30. Обращенный провал Лэмба

глошающую газовую ячейку низкого давления. В соответствии с проведенным выше рассмотрением, во время генерации лазера под действием стоячей волны электромагнитного поля выравниваются населенности рабочих уровней в усиливающей и поглощающей средах, что приводит к появлению на частоте ν_0 провала Лэмба как в линии усиления $\alpha_{ус}(\nu)$, так и в линии поглощения $\alpha_{пор}(\nu)$ этих сред (рис. 11.29). В результате в линии эффективного усиления $\alpha_{эф}(\nu) = \alpha_{ус}(\nu) + \alpha_{пор}(\nu)$ двухкомпонентной среды на частоте $\nu = \nu_0$ возникает узкий пик (рис. 11.29), что обуславливает появление узкого пика выходной мощности (рис. 11.30), иногда

называемого обращенным провалом Лэмба.

Ширина обращенного провала Лэмба может быть получена в сотни раз более узкой, чем провал Лэмба в линии усиления. Это связано, во-первых, с тем, что в поглощающей среде, в отличие от усиливающей, могут быть использованы переходы из основного в возбужденное долгоживущее состояние. В результате естественная (радиационная) ширина может быть получена крайне малой*. Во-вторых, давление газа в поглощающей ячейке выбирают значительно меньшим, чем в усиливающей рабочей камере, что снижает уширение, вызываемое столкновениями частиц между собой.

Использование в качестве репера обращенного провала Лэмба позволяет создавать лазеры со стабильностью частоты 10^{-12} – 10^{-13} и выше. На рис. 11.31,а приведена схема газового лазера с внутренней поглощающей ячейкой, частота которого стабилизируется по пику

* Естественная ширина $\Delta\nu$, согласно формуле (1.35), обратно пропорциональна времени жизни частиц τ_m верхнего и τ_n нижнего состояния рабочего перехода. Для основного состояния время жизни $\tau_n = \infty$.

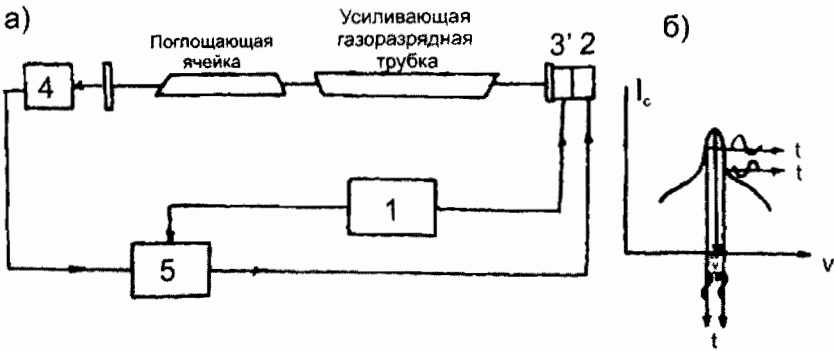


Рис. 11.31. Схема стабилизированного по частоте газового лазера

выходной мощности (по обращенному провалу Лэмба). С помощью генератора звуковой частоты (1), подключенному к пьезопреобразователю (2), управляющему положением зеркала (3') резонатора, осуществляется частотная модуляция излучения лазера. Девияция частотной модуляции излучения лазера выбирается меньше полуширины обращенного провала Лэмба. При этом интенсивность излучения лазера оказывается промодулированной со звуковой частотой. Амплитуда и фаза сигнала модуляции I_c , снимаемого с выхода фотодетектора (4), определяют величину и знак расстройки частоты генерации ν_r от частоты ν_0 , соответствующей пику выходной мощности (рис. 11.31, б). Сигнал с выхода фотодетектора преобразуется фазовым детектором (5) в сигнал ошибки. Сигнал ошибки подается на пьезопреобразователь (2), управляющий положением зеркала (3') резонатора, и обеспечивает подстройку частоты генерации ν_r лазера на вершину резонанса.

В качестве примера приведем данные по стабилизации частоты гелий-неоновых лазеров. Для стабилизации He-Ne-лазера, работающего на длине волны 632,8 нм, наилучшую стабильность удастся получить при использовании внутренней поглощающей ячейки с парами йода I_2^{29} (или I_2^{27}). Стабильность частоты составляет величину 10^{-11} – 10^{-12} в зависимости от времени усреднения, а воспроизводимость частоты 10^{-10} . Для He-Ne-лазера, работающего на длине волны 3,39 мкм, с внутренней поглощающей метановой (CH_4) ячейкой, достигнута рекордная стабильность частоты (10^{-13} – 10^{-14}) и воспроизводимость частоты (10^{-13}).

ратора под резонансную частоту рабочего резонатора имеют чувствительность (10^{-10} – 10^{-11}) моля ДФПГ.

2.6. Метод двойного радиооптического резонанса. Оптическая ориентация атомов

В методе двойного радиооптического резонанса используют одновременно два квантовых перехода, частота одного из которых лежит в оптическом, другого — в радиодиапазоне. В настоящее время преимущественное распространение получил метод двойного радиооптического резонанса (предложен А. Кастлером и Д. Бросселем), сочетающий в себе явление магнитного резонанса и оптического перекачивания атомов. Последнее представляет собой процесс, при котором под действием резонансного оптического излучения в системе нарушается термическое равновесное распределение атомов по энергетическим уровням.

Для пояснения принципа оптического перекачивания атомов и метода двойного радиооптического резонанса рассмотрим систему атомов, находящуюся в магнитном поле. Из всей совокупности энергетических уровней атомов выделим три — A , B , C (рис. 2.34). Пусть уровни A и B представляют собой зеемановские подуровни основного состояния атомов и расположены близко друг к другу, так что переход между ними соответствует линии радиочастотного диапазона. Уровень C находится намного выше и соответствует оптически возбужденному состоянию. Переходам $A \leftrightarrow C$ и $B \leftrightarrow C$

ответчают линии оптического диапазона.

Вначале все атомы находятся в состояниях A и B . Предположим, что в какой-то момент времени система атомов подвергается облучению светом резонансной частоты перехода $C \leftarrow A$. Атомы, поглотившие квант света, будут переходить из состояния A в возбужденное состояние C , откуда через весьма малый промежуток

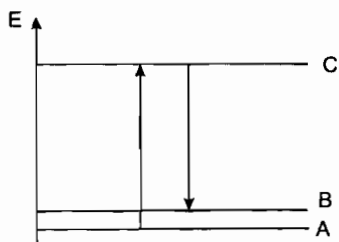


Рис. 2.34. Схема энергетических уровней, поясняющая процесс оптического перекачивания

времени (время жизни атомов в оптически возбужденном состоянии $\tau = 10^{-8}$ с) они перейдут на нижележащие уровни A и B . Попавшие в состояние A атомы с помощью облучающего резонансного света вновь переводятся в состояние C , откуда быстро переходят частично на уровень B , частично – на уровень A . Таким образом, вследствие резонансной флуоресценции происходит перекачивание атомов из состояния A в состояние B . При отсутствии релаксационных переходов между уровнями A и B в результате такого процесса произошла бы перекачка всех атомов из состояния A в состояние B , и система атомов перестала бы поглощать свет резонансной частоты [1].

Если подействовать на систему атомов радиоволнами, частота которых отвечает энергии перехода между уровнями A и B , то будут происходить индуцированные переходы атомов из состояния B в состояние A , что приведет к увеличению поглощения света, т. е. снижению прозрачности системы атомов. Важно отметить, что изменение интенсивности проходящего резонансного света оказывается пропорционально числу атомов, переводимых радиочастотным полем из состояния B в состояние A . Это дает возможность наблюдать резонансную линию радиочастотного перехода $A \leftrightarrow B$ по изменению интенсивности резонансного света, вызывающего перекачивание атомов.

Описанный метод двойного радиооптического резонанса позволяет наблюдать спектральную линию радиодиапазона по изменению интенсивности света. Такой способ регистрации радиочастотного резонанса на основе оптического перекачивания является очень чувствительным. Это связано с тем, каждый акт перехода атома при радиочастотном резонансе, определяемый фотоном радиочастоты, регистрируется по поглощению оптического фотона, имеющего энергию в 10^9 раз большую, чем вызвавший его радиочастотный фотон.

Как уже отмечалось, уровни A и B представляют собой зеемановские подуровни какого-либо, часто основного, состояния атома, отвечающие различным ориентациям момента атома относительно магнитного поля. Поэтому оптическое перекачивание обычно связано с процессом их оптической ориентации и сопровождается изменением намагниченности образца.

Теперь на конкретном примере оптической ориентации щелочных атомов рассмотрим методы наблюдения за ней и технику экс-

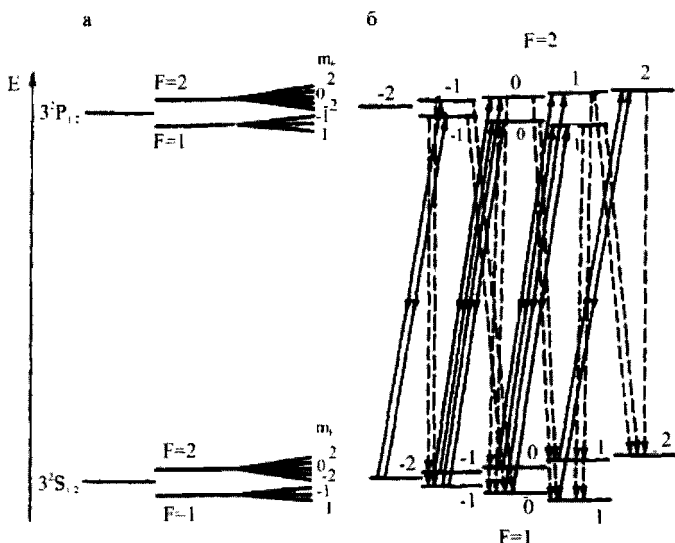


Рис. 2.35. Схема энергетических уровней основного и первого возбужденного состояния атомов ^{23}Na

перимента. На рис. 2.35,а показана схема энергетических уровней основного $^2S_{1/2}$ и первого возбужденного $^2P_{1/2}$ состояний атомов щелочных металлов со спином ядра $I = 3/2$ (^{23}Na , ^{87}Rb). Для натрия ^{23}Na переход $3^2P_{1/2} \rightarrow 3^2S_{1/2}$ соответствует испусканию желтой D_1 линии с длиной волны 588,995 нм. Благодаря взаимодействию электронной оболочки с магнитным моментом, ядра уровней $^2S_{1/2}$ и $^2P_{1/2}$ имеют сверхтонкую структуру, характеризуемую квантовым числом F . В магнитном поле каждый уровень сверхтонкой структуры расщепляется на $2F + 1$ зеемановский подуровень. На рис. 2.35,б представлены в более удобном виде те же уровни для фиксированного магнитного поля.

Для осуществления оптической ориентации пары натрия освещают вдоль направления поля светом правой циркулярной поляризации (σ^+ -светом) D_1 линии. Свет поглощается атомами натрия, которые переходят в соответствии с правилами отбора $\Delta L = 1$ и $\Delta m_F = +1$ из $^2S_{1/2}$ в $^2P_{1/2}$ -состояние. Эти переходы на рис. 2.35, б показаны сплошными стрелками. Возвращаясь из возбужденного состояния $^2P_{1/2}$ в основное $^2S_{1/2}$, атомы излучают π (переход с $\Delta m_F = 0$) и σ^\pm (переходы с $\Delta m_F = \pm 1$) свет.

Спонтанные переходы из ${}^2P_{1/2}$ и ${}^2S_{1/2}$ -состояние на рис. 2.35, б обозначены пунктирными стрелками. Видно, что атомы накапливаются на уровне $(F, m_F) = (2, 2)$ основного состояния, с которого они не выводятся облучающим σ^+ -светом (в состоянии ${}^2P_{1/2}$ нет такого уровня, переход на который с состояния $(2, 2)$ удовлетворял бы правилу отбора $\Delta m_F = +1$).

В отсутствие релаксации между магнитными подуровнями в результате процесса оптического перекачивания все атомы оказались бы на уровне $(2, 2)$. Реально накопление атомов на уровне $(2, 2)$ происходит до тех пор, пока не установится динамическое равновесие между процессами релаксации и оптического перекачивания. Накопление атомов в состоянии $(2, 2)$ приводит к появлению намагниченности газа в направлении, противоположном полю \vec{H}_0 .

При облучении паров натрия левополяризованным светом (σ^-) D_1 -линии будет происходить перекачивание атомов в состояние $(2, -2)$, что приведет к возрастанию намагниченности паров, направленной по полю \vec{H}_0 .

Если облучать пары в направлении поля резонансным линейно поляризованным светом, то, поскольку его можно представить в виде двух противоположно поляризованных циркулярных компонент σ^+ и σ^- одинаковой интенсивности, атомы будут перекачиваться на уровни $(2, 2)$ и $(2, -2)$. В результате произойдет выравнивание населенностей этих уровней, и намагниченность паров станет равной нулю.

Если ориентированную систему атомов подвергнуть воздействию радиоволн, частота которых отвечает энергии перехода между зеемановскими подуровнями, т. е. осуществить магнитный резонанс, то атомы будут переходить из состояния $(2, 2)$ на соседние магнитные подуровни. Это вызовет возобновление процесса оптической накачки и связанное с ним изменение интенсивности проходящего и рассеянного света.

На рис. 2.36 приведена схема экспериментальной установки для наблюдения магнитного резонанса в оптически ориентированных парах щелочных металлов. Источником света накачки служит высокочастотная газоразрядная лампа 1, обычно представляющая собой тонкостенный стеклянный шарик, наполненный парами того же металла, который подлежит исследованию на данной установке. Разряд в лампе создается полем катушки 2, питаемой от высокочастот-

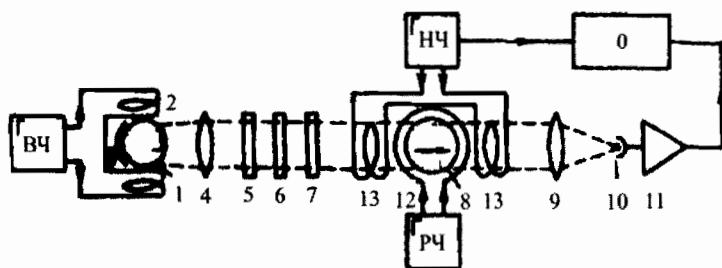


Рис. 2.36. Структурная схема установки для наблюдения оптической ориентации атомов

ного генератора, работающего на частоте несколько десятков мегагерц. Для облегчения возникновения разряда в холодной лампе добавляют под давлением порядка нескольких миллиметров ртутного столба инертный газ (часто криптон). Возникающая в лампе в результате разряда плазма обладает большой проводимостью и вследствие скин-эффекта высокочастотное поле концентрируется у поверхности лампы-шарика. При этом светится в основном поверхностный слой лампы, что исключает явление самообращения*. Для наиболее полного использования света резонансной лампы и устранения колебаний интенсивности излучения ее помещают в оправу с отражателем 3, а питание генератора, осуществляющего разряд, стабилизируют.

Излучение от лампы накачки направляется линзой 4 через интерференционный фильтр 5, поляризатор 6, четвертьволновую пластину 7 в рабочую ячейку 8 с исследуемыми парами щелочного металла. Интерференционный фильтр пропускает свет D_1 -линии и задерживает D_2 -линии (переход $3^2P_{3/2} \rightarrow 3^2S_{1/2}$). Поляризатор и четвертьволновая пластина обеспечивают получение из неполяризованного излучения поляризованного по кругу света σ^+ -линии. Прошедший через рабочую ячейку с парами натрия свет линзой 9 фокусируется на фотодиод 10, сигнал с выхода которого после усиления поступает на осциллограф (самописец).

* Самообращение – это явление поглощения резонансного излучения, испускаемого внутренними, более нагретыми слоями паров, в более холодных внешних слоях лампы. В результате самообращения в центре линии излучения образуется провал, что резко снижает эффективность оптической ориентации, осуществляемой таким светом.

Генератор низкой частоты с подключенными к нему катушками модуляции 13 обеспечивают периодическое изменение постоянного поля \vec{H}_0 , создаваемого электромагнитом (на рисунке не показан). Синхронно с изменением поля производится развертка осциллографа. Установка юстируется так, чтобы луч света накачки был параллелен магнитному полю \vec{H}_0 . Радиочастотное поле, индуцирующее переходы между зеемановскими подуровнями основного состояния исследуемых атомов, создается генератором с помощью высокочастотной катушки 12, которая ориентируется так, чтобы ось ее была перпендикулярна полю \vec{H}_0 .

В целом, работа установки сводится к следующему. Освещение паров натрия в рабочей ячейке циркулярно поляризованным светом вызывает ориентирование атомов. Модуляция магнитного поля приводит к периодическому изменению расстояния между зеемановскими подуровнями. Каждый раз, когда магнитное поле проходит резонансное значение, при котором происходят переходы $(2,2 \leftrightarrow 2,1)$, интенсивность проходящего света изменяется и на экране осциллографа регистрируется линия магнитного резонанса.

Одной из особенностей изучения оптической накачки атомов щелочных металлов является использование в рабочих ячейках буферного газа. Как уже отмечалось, процесс оптического перекачивания может приводить к большому избытку населенности на уровне $(2,2)$ (при облучении паров натрия резонансным σ^+ светом) только в случае отсутствия релаксации атомов на соседние магнитные подуровни. Однако в реальных условиях эксперимента, как показывают исследования, столкновения атомов между собой и со стенками рабочей ячейки приводят к столь быстрой релаксации, что эффективность перекачивания в чистых парах щелочных металлов оказывается весьма низкой. В результате сигнал магнитного резонанса имеет крайне малую величину, незначительно превышающую уровень шумов.

Эффективность оптического ориентирования атомов во много раз увеличивается, если в колбу с парами щелочного металла добавить инертный газ, который действует как буфер между атомами щелочного металла и стенками колбы. Введение буферного газа уменьшает число столкновений атомов щелочных металлов со стенками и тем самым увеличивает время релаксации. Столкновения же между атомами щелочного металла и инертного газа не вызывают дезориента-

ции магнитных моментов первых. Атомы инертных газов диамагнитны, так как их основное состояние 1S_0 . Поэтому столкновения с ними не возмущают состояние $^2S_{1/2}$ атомов щелочных металлов.

Значительно уменьшить релаксацию удастся и путем нанесения на стенки рабочей ячейки покрытия, выбранного таким образом, чтобы столкновения с ним атомов щелочных металлов не изменяли их магнитного состояния. В качестве покрытий используются тугоплавкие парафины и кремнийорганические соединения (тетраконтан $C_{40}H_{82}$, эйкозан $C_{20}H_{46}$ и др.

Наряду с методом исследования магнитного резонанса в оптически ориентированных системах атомов, основанным на наблюдении за изменением интенсивности проходящего через рабочую ячейку резонансного света, в настоящее время нашел широкое применение другой метод, использующий так называемый ρ -сигнал. В соответствии с этим методом через рабочую ячейку пропускают одновременно два луча света (рис. 2.37). Один луч света, называемый z -лучом, направляется вдоль поля \vec{H}_0 и обеспечивает ориентирование атомов, другой луч, называемый ρ -лучом, имеющий ту же частоту и поляризацию, что и первый, направляется перпендикулярно постоянному и переменному H магнитным полям и служит для регистрации оптической накачки и магнитного резонанса.

Когда частота радиочастотного поля равна резонансной частоте перехода между зеемановскими подуровнями основного состояния, т. е. когда осуществляется магнитный резонанс, прошедший через ячейку ρ -луч оказывается промодулированным по интенсивности с этой частотой.

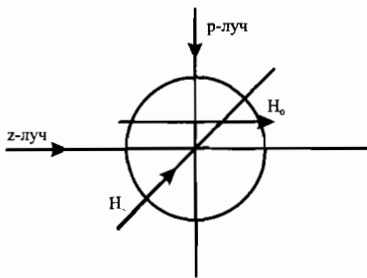


Рис. 2.37. Схема ориентации постоянного H_0 и радиочастотного H_1 магнитных полей и направления распространения светового луча

Для объяснения причины модуляции ρ -луча при оптической накачке и магнитном резонансе воспользуемся представлением феноменологической теории магнитного резонанса. Под действием z -луча происходит перекачивание атомов, в результате чего возникает отличный от нуля вектор намагниченности \vec{M}_0 образца. Намагниченность \vec{M}_0 есть результирующий вектор составляющих

его векторов магнитных моментов всех атомов, которые прецессируют вокруг направления \vec{H}_0 с частотой Лармора, равной частоте перехода между зеемановскими подуровнями атома. У вектора \vec{M}_0 оказывается отличной от нуля только составляющая M_{0z} , а компонента перпендикулярная оси z , т. е. полю \vec{H}_0 , равна нулю вследствие равновероятного распределения фаз прецессии атомных магнитных моментов.

Под действием вращающегося радиочастотного поля, перпендикулярного \vec{H}_0 , с частотой, равной частоте Лармора, происходит сфазировка всех ядерных магнитных моментов, и появление тем самым отличной от нуля поперечной компоненты M_{op} вектора магнитной намагниченности, вращающейся вокруг \vec{H}_0 с ларморовой угловой скоростью. Благодаря взаимодействию электронной оболочки с ядром при прецессии последних в магнитном поле происходит прецессия вокруг \vec{H}_0 атома в целом. Прецессионное движение атома вокруг оси z вызывает периодическое изменение с частотой Лармора положения электронной конфигурации атомов относительно любого направления перпендикулярного этой оси. Поскольку взаимодействие света с атомом зависит от конфигурации и ориентации его электронной оболочки относительно направления падения, то указанное периодическое изменение ее положения приводит к тому, что интенсивность ρ -луча света, проходящего через образец, модулируется по амплитуде с частотой Лармора.

В отсутствие индуцирующего поля или при его частоте, отличной от ларморовой, фазы прецессии атомов вокруг \vec{H}_0 распределены хаотично. Вследствие этого суммарная поперечная компонента M_p равна нулю и модуляция интенсивности ρ -луча отсутствует.

Схема установки с ρ -лучом для наблюдения за магнитным резонансом и оптической накачкой атомов натрия (рис. 2.38) включает те же основные элементы, что и установка, приведенная на рис. 2.36. Однако важное преимущество схемы с ρ -лучом заключается в том, что сигнал наблюдается на частоте Лармора, а не на постоянном токе, как в схемах с z -лучом. Это позволяет использовать в схеме избирательные усилители.

Схему регистрации сигнала магнитного резонанса оптически ориентированных атомов по ρ -сигналу можно осуществить с одним лучом, направив его под углом 45° к магнитному полю. При этом луч света, проходящий через ячейку, можно представить состоящим из

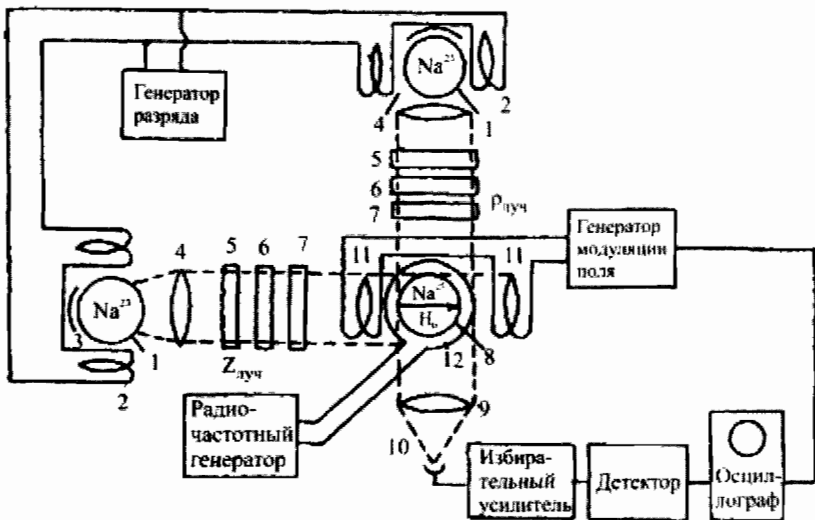


Рис. 2.38. Схема установки с ρ -лучом для наблюдения магнитного резонанса оптически ориентированных атомов

двух, один из которых параллелен магнитному полю и играет роль z -луча, а второй перпендикулярен ему и выполняет роль ρ -луча.

Отличительной особенностью схемы с ρ -лучом является ее возможность использовать явление оптической ориентации для создания генератора. Для этого необходимо только сигнал с выхода ρ -канала подать через усилитель и фазовращатель на высокочастотную катушку, поле которой вызывает переходы между зеемановскими подуровнями. Частота колебаний такого квантового генератора равна резонансной частоте перехода. Схема генератора приведена на рис. 2.39 (обозначения элементов те же, что и на рис. 2.36).

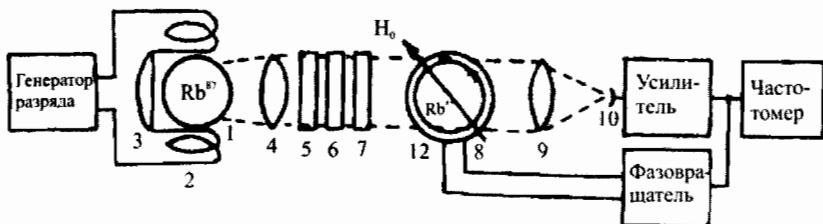


Рис. 2.39. Схема спинового генератора с оптической ориентацией атомов

КВАНТОВЫЕ ГЕНЕРАТОРЫ, РАБОТАЮЩИЕ В РАДИОДИАПАЗОНЕ

12.1. Применение радиочастотного метода на молекулярных и атомных пучках. Цезиевый пучковый стандарт частоты

Метод радиоспектроскопии на молекулярных и атомных пучках впервые был применен для измерения основных физических величин, характеризующих молекулы, атомы, ядра, а также изучения различных тонких внутримолекулярных и атомных взаимодействий.

Магнитным резонансным методом на пучках молекул и атомов с высокой точностью были измерены магнитные моменты ядер большого числа элементов. Эти измерения проводились на молекулах, находящихся в Σ_0 -состояниях, когда момент определяется ядрами, входящими в состав молекул. В сильном внешнем магнитном поле \vec{H}_0 магнитная связь между ядрами разрывается и их моменты независимо друг от друга прецессируют вокруг поля \vec{H}_0 . При этом для каждого ядра с помощью магнитного резонансного метода определяют резонансную частоту:

$$\nu_0 = \frac{|\gamma_I| H_0}{2\pi} = \frac{\mu_I}{I} \frac{H_0}{h}.$$

Затем, зная частоту ν_0 , магнитное поле H_0 и спин ядра, находят магнитный момент μ_I . Точность определения μ_I зависит от точности, с которой измеряют ν_0 и H_0 . Частоту с точностью 0,01% и даже более высокой измерить несложно. Провести абсолютные измерения магнитного поля с большой точностью чрезвычайно трудно. Наиболее же просты прецизионные измерения отношения магнитных моментов ядер: в одном и том же магнитном поле данной установки измеряют резонансные частоты ν_{01} и ν_{02} разных ядер:

$$\nu_{01} = \frac{|\gamma_{I1}| H_0}{2\pi} = \frac{\mu_{I1} H_0}{I_1 h} \quad \text{и} \quad \nu_{02} = \frac{|\gamma_{I2}| H_0}{2\pi} = \frac{\mu_{I2} H_0}{I_2 h},$$

откуда

$$\frac{\nu_{01}}{\nu_{02}} = \frac{\gamma_{I1}}{\gamma_{I2}} = \frac{\mu_{I1} I_2}{\mu_{I2} I_1}.$$

Точность определения отношения моментов равна точности измерения частоты. Такие измерения позволяют находить моменты ядер в магнитных моментах протонов.

Магнитные свойства молекул характеризуются не только магнетизмом электронных оболочек и ядер атомов, входящих в молекулу, но также и магнетизмом, обусловленным вращательным движением молекул. В зависимости от вращательного состояния молекула имеет определенный вращательный магнитный момент. В сильном магнитном поле происходит независимая прецессия ядер и вращательного магнитного момента молекулы. Методом радиочастотного резонанса на молекулярных пучках удастся наблюдать переориентировку вращательного магнитного момента молекул и таким образом измерять его величину.

При исследовании молекул, кроме ядерных резонансных линий, наблюдаются дополнительные линии, обусловленные взаимодействием электронной оболочки с квадрупольными моментами ядер, по которым находят последние.

Метод магнитного резонанса на атомных пучках дает возможность определять моменты атомов и ядер, спины ядер, а также получать сведения о их квадрупольных моментах. Измерения с помощью этого метода позволили получить важнейший результат: собственный момент электрона равен $1,001146 \pm 0,000013$ магнетона Бора, а не точно одному магнетону Бора. Все эти данные были получены на основе изучения методом магнитного резонанса переходов между уровнями сверхтонкой структуры атомов.

Резонансный метод на атомных пучках нашел широкое практическое применение в осуществлении стандартов частоты. На основе этого метода в настоящее время создаются наиболее точные атомные стандарты частоты. Так, например, стандарт частоты на пучке атомов цезия Cs^{133} был введен в службу времени. В качестве

эталонной используется частота перехода между уровнями сверхтонкой структуры основного состояния атомов Cs^{133} . Атом цезия Cs^{133} имеет спин ядра $I = 7/2$. Основное состояние атома цезия $^2S_{1/2}$ обладает сверхтонкой структурой, характеризуемой квантовым числом полного механического момента F , принимающего два значения: $F = 3$ и 4 . В магнитном поле уровень $F = 3$ расщепляется на семь подуровней, а уровень $F = 4$ – на девять подуровней, в соответствии с числом значений, которое принимает магнитное квантовое число m_F .

Зависимость энергии уровней сверхтонкой структуры основного состояния $^2S_{1/2}$ атомов цезия (рис.12.1) показывает, что на уровни с $m_F = 0$ при малых магнитных полях слабо влияет напряженность магнитного поля. Поэтому в квантовом стандарте частоты используют переход между уровнями $F = 4, m_F = 0$ и $F = 3, m_F = 0$, на рис.12.1 показан стрелкой и обозначен $(4,0) \leftrightarrow (3,0)$. Частота этого перехода слабо зависит от магнитного поля:

$$\nu_0 = (9192631770 + 427 H^2), \tag{12.1}$$

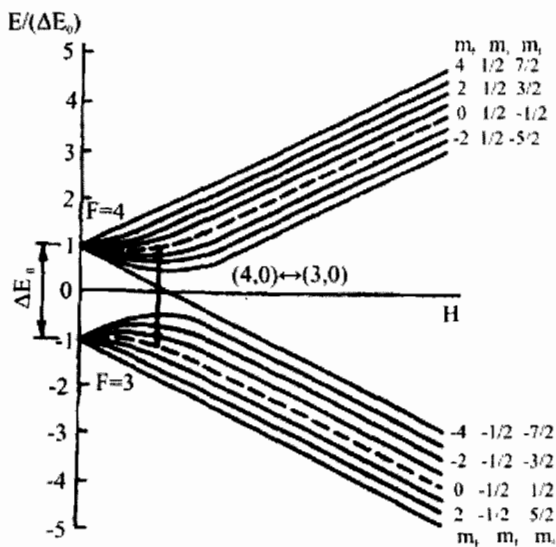


Рис. 12.1. Зависимость энергии уровней сверхтонкой структуры основного состояния $^2S_{1/2}$ атомов цезия от напряженности магнитного поля

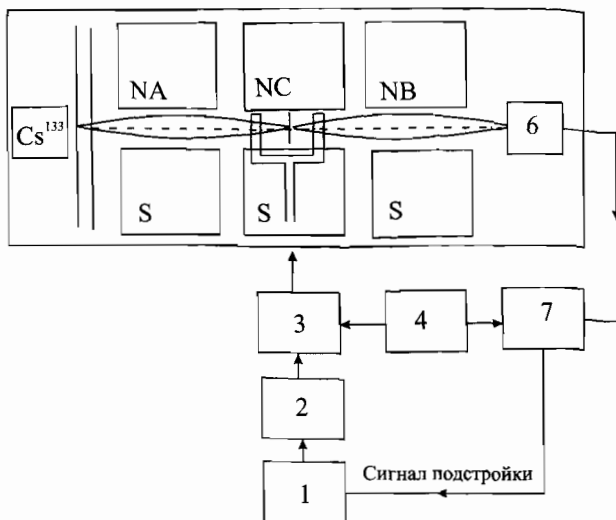


Рис. 12.2. Упрощенная структурная схема стандарта частоты на пучке атомов цезия

где H выражено в эрстедах, ν_0 — в герцах. Если напряженность поля H меньше 0,1 Э и поддерживается с постоянной точностью, не меньше 1%, то частота ν_0 перехода $(4,0) \leftrightarrow (3,0)$, как следует из (2.26), определена с точностью до 10^{-12} .

Упрощенная структурная схема стандарта частоты с пучком атомов цезия, называемого обычно цезиевым стандартом частоты, представлена на рис. 12.2 Основным звеном этого стандарта является атомно-лучевой радиоспектроскоп, построенный по методу магнитного резонанса с отдельными областями возбуждения. Расстояния между областями возбуждения в уникальных установках составляют 3 м, что обеспечивает получение ширины линии всего в несколько десятков герц. Добротность* линии достигает величины 10^8 . Работа стандарта частоты основана на стабилизации частоты кварцевого генератора по спектральной линии перехода $(4,0) \leftrightarrow (3,0)$ атомов Cs^{133} . Частота кварцевого генератора 1 увеличивается множителем 2 до частоты спектральной линии. После умножения сигнал поступает на фазовый (частотный) модулятор 3, на который так-

* Под добротностью спектральной линии понимается отношение резонансной частоты к ширине линии.

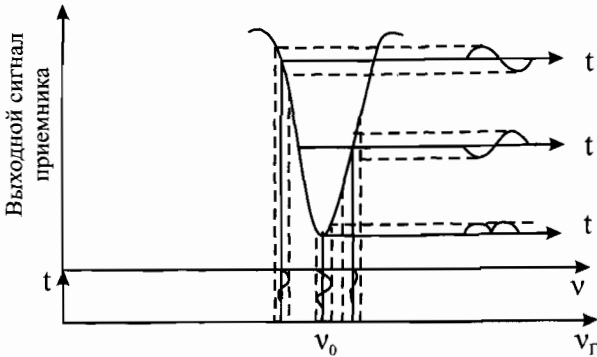


Рис. 12.3. Схема, поясняющая получение сигнала подстройки

же подается напряжение от вспомогательного генератора модуляции 4, осуществляющего частотную модуляцию сигнала умноженной частоты. Девиация частотной модуляции устанавливается несколько меньше полуширины спектральной линии $(4,0) \leftrightarrow (3,0)$ атомов цезия. Частотно-модулированный сигнал поступает в волноводную систему атомно-лучевого спектрометра 5 и осуществляет индуцированные переходы атомов цезия.

На выходе атомно-лучевого спектроскопа получают сигнал, частота которого равна частоте генератора модуляции, а амплитуда и фаза его зависят от величины и знака расстройки сигнала умноженной частоты кварцевого генератора от центра спектральной линии перехода $(4,0) \leftrightarrow (3,0)$ (рис. 12.3). Линия перехода используется как своего рода частотный дискриминатор. Сигнал с выхода приемника 6 атомно-лучевого спектроскопа поступает на синхронный (фазовый) детектор 7, опорным сигналом которого служит генератор модуляции 4.

Выходной сигнал синхронного детектора подается на сервоэлемент, подстраивающий частоту стабилизируемого кварцевого генератора.

Цезиевые стандарты частоты имеют стабильность частоты* 10^{-11} за час. В уникальных установках стабильность 10^{-12} за час.

* Стабильность частоты характеризует способность генератора сохранять одну и ту же частоту во время непрерывной работы. Она оценивается относительной величиной $\Delta\nu(\tau)/\nu_0$, где $\Delta\nu(\tau)$ – среднеквадратичное отклонение частоты от средней ν_0 за промежуток времени τ .

12.2. Квантовый генератор на пучке молекул аммиака

Квантовый генератор на пучке молекул аммиака исторически является первым устройством, в котором экспериментально был осуществлен принцип генерации на основе индуцированного излучения. Необходимая для работы генераторов инверсия населенностей рабочего вещества, в качестве которого используется пучок молекул NH_3 , создается посредством сортировки молекул по энергетическим состояниям на основе использования явления Штарка путем отклонения их неоднородным электрическим полем.

В рассматриваемом генераторе используется переход между уровнями инверсного расщепления основного колебательного состояния молекул NH_3 . Молекула аммиака имеет пирамидальную структуру. Основанием пирамиды является равносторонний треугольник, в вершинах которого находятся ядра атомов водорода. В вершине пирамиды лежит ядро атома азота. В молекуле NH_3 возможны различные типы нормальных колебаний, с которыми связаны определенные колебательные уровни. Одним из нормальных типов колебаний является полносимметричный валентный тип колебаний, при котором ядро атома азота совершает колебания вдоль оси перпендикулярной плоскости атомов водорода. Потенциальная энергия (E) взаимодействия атомов азота с атомами водорода как функция расстояния между N- и H-плоскостью имеет форму кривой с двумя минимумами (рис. 12.4.б). Минимумы потенциальной энергии соответствуют двум равновесным обращенным конфигурациям молекулы (рис. 12.4.а). При полносимметричном валентном типе колебаний атом азота колеблется около положений S_{01} и S_{02} , соответствующих минимумам потенциальной энергии.

Благодаря квантовому эффекту, нормальные полносимметричные колебания молекулы аммиака для двух ее конфигураций являются связанными. Это приводит к тому, что каждый энергетический уровень таких колебаний расщепляется на два инверсионных подуровня: расщепление тем больше, чем ближе энергия колебаний к величине энергетического барьера, разделяющего минимумы энергии. Так, для основного колебательного состояния, характеризуемого вибрационным квантовым числом $\nu = 0$, расщепление примерно равно $2,4 \cdot 10^{10}$ Гц, а для возбужденных состояний с $\nu = 1$

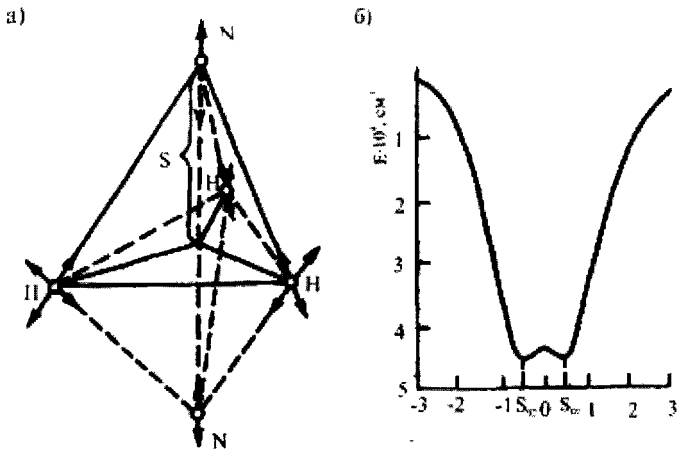


Рис. 12.4. а) Геометрическая структура молекулы аммиака. б) Зависимость потенциальной энергии молекулы аммиака от расстояния между ядром азота и плоскостью, занимаемой протонами

и $\nu = 2$ оно соответственно равно 10^{12} и 10^{13} Гц. Возбужденные уровни при обычных условиях практически не заселены.

Инверсионное расщепление колебательных уровней зависит от вращательного состояния молекулы, которое приводит к центробежному растяжению ее и изменению тем самым высоты потенциального барьера, что сказывается на величине инверсионного расщепления. Вращательное состояние молекулы характеризуется двумя квантовыми числами: J и K . Число J определяет полный вращательный момент молекулы, а K — его проекцию на ось симметрии молекулы. В рассматриваемом генераторе используется переход между уровнями инверсионного расщепления основного колебательного состояния, характеризуемого квантовым числом $\nu = 0$ молекул NH_3 , находящихся во вращательном состоянии $J = 3$, $K = 3$, сокращенно обозначенном $(3,3)$ и имеющем частоту 23 870 МГц.

На рис. 12.5,а приведена схема квантового генератора на пучке молекул NH_3 . Генератор включает три основные части: 1 — источник молекул NH_3 , 2 — сортирующая система, 3 — резонатор. Источник молекул аналогичен источникам, используемым в установках по резонансному методу молекулярных пучков. Он представляет собой камеру, в одной из стенок которой выполнены каналы. Диаметр каналов (~ 50 мкм) мал по сравнению с толщиной стенки (~ 2 мм). Дав-

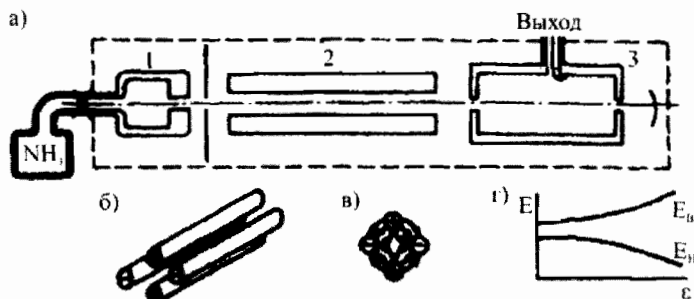


Рис. 12.5. Устройство квантового генератора на пучке молекул аммиака

ление аммиака в камере поддерживается таким (обычно 10^{-2} торр), чтобы длина свободного пробега превышала толщину стенки с отверстиями. При этом молекулы газа покидают источник, образуя направленный пучок. Для компенсации убыли молекул камеру источника через редуктор соединяют с баллоном газа.

Путем откачки и охлаждения стенок генератора в области сортирующей системы и в резонаторе достигают достаточно низкого давления (обычно 10^{-6} торр), чтобы отсутствовали соударения молекул в ней. Молекулы пучка, вылетающие из источника, распределены по энергетическим уровням в соответствии с соотношением Больцмана: на верхних уровнях находится меньше молекул, чем на нижележащих. С целью создания инверсии населенностей для рабочей пары уровней молекулярный пучок пропускают через сортирующую систему, которая выделяет из него молекулы, находящиеся в верхнем энергетическом состоянии. В качестве сортирующей системы часто используется квадрупольный конденсатор (см. рис. 12.5, б), который представляет собой четыре одинаковых цилиндрических электрода, расположенных параллельно друг другу и присоединенных через один к отрицательному и положительному полюсам источника постоянного напряжения*. Поле внутри квадрупольного конденсатора резко неоднородно: на оси оно равно нулю, а вблизи электродов имеет наибольшее значение (~ 150 кв/см) (см. рис. 12.5, в). Сортировка молекул основана на явлении Штарка. Согласно расчету эффекта Штарка,

* Минимальное расстояние от поверхности электродов до оси системы составляет примерно несколько миллиметров, длина электродов — 10 см, напряжение, прикладываемое к электродам, — десятки киловольт.

энергия молекул NH_3 , находящихся в нижнем инверсионном состоянии, уменьшается, а энергия молекул, находящихся в верхнем состоянии, наоборот, увеличивается с возрастанием внешнего электрического поля. На рис. 12.5,2 показан характер изменения энергии верхнего и нижнего инверсионных уровней молекул NH_3 в зависимости от величины электрического поля ϵ .

Поскольку всякая система стремится занять состояние, в котором энергия ее минимальна, то при прохождении молекулы через неоднородное поле квадрупольного конденсатора те из них, которые находятся в верхнем энергетическом состоянии, будут перемещаться в область минимального поля, т. е. будут стремиться к оси системы, а молекулы, находящиеся в нижнем состоянии, будут уходить в область большего поля – к электродам конденсатора. В результате прохождения через квадрупольный конденсатор образуется аксиальный пучок, преимущественно состоящий из молекул, находящихся в верхнем энергетическом состоянии.

Далее пучок проходит через объемный резонатор, настроенный на частоту спектральной линии. Обычно используется цилиндрический резонатор с E_{010} -типом колебаний. Под действием электромагнитного поля с частотой перехода между инверсионными уровнями молекулы за время пролета через него отдают энергию этому полю, переходя в нижнее состояние. Если мощность, отдаваемая молекулами, превзойдет мощность потерь энергии в резонаторе, то рассматриваемое устройство будет представлять собой усилитель электромагнитных колебаний. Если отдаваемая молекулами мощность превысит суммарную мощность потерь в резонаторе и отводимую из него, то в устройстве наступит самовозбуждение. Амплитуда возникших колебаний при этом будет нарастать, а нарастание колебаний ограничится эффектом насыщения.

Для определения мощности, отдаваемой инвертированным потоком молекул, нужно знать вероятность $W_{в.н}$ индуцированного перехода молекул аммиака с верхнего в нижнее состояние полем $\epsilon = \epsilon_v \sin(2\pi\nu t)$ резонатора. Она может быть найдена по формуле (1.35):

$$W_{в.н} = \frac{\epsilon_v^2 M_{в.н}^2}{\hbar^2} \frac{\sin^2 \pi(\nu_{в.н} - \nu)t_1}{(\nu_{в.н} - \nu)^2},$$

где t_1 – время пролета молекул через резонатор.

При точной настройке резонатора на частоту перехода $\nu = \nu_{вн}$ для вероятности $W_{вн}$ имеем: $W_{вн} = \epsilon_v^2 M_{вн}^2 \pi^2 \hbar^{-2} t_1^2$. Мощность $P_{из}$, излучаемая потоком активных молекул N_a , влетающих за 1 с в резонатор, равна:

$$P_{из} = h\nu_{вн} N_a W_{вн} = h\nu_{вн} N_a \epsilon_v^2 M_{вн}^2 \pi^2 \hbar^{-2} t_1^2.$$

Для наступления самовозбуждения колебаний необходимо, чтобы $P_{из}$ превышала мощность потерь ($P_{пот}$) резонатора:

$$P_{из} > P_{пот} = 2\pi\nu E_{зап} Q^{-1} = 2\pi\epsilon_v^2 V_{эф} Q^{-1} 8^{-1} \pi^{-1},$$

где Q – добротность резонатора, определяемая как умноженное на $2\pi\nu$ отношение энергии, запасенной в резонаторе, к энергии, поглощенной в нем за период колебаний; $V_{эф}$ – эффективный объем резонатора. Подставляя в последнее соотношение выражение для $P_{из}$, найдем число молекул N_a (влетающих в 1 с), которое необходимо для поддержания колебаний:

$$N_a > hV_{эф} (4\pi^2 M_{вн}^2 t_1^2 Q)^{-1},$$

или, учитывая, что время пролета $t_1 = \ell/\nu$ (ℓ – длина резонатора, ν – скорость молекул), получим

$$N_a \geq hV_{эф} \nu^2 (4\pi^2 M_{вн}^2 \ell^2 Q)^{-1}.$$

При реальных значениях входящих в формулу величин $V_{эф} = 10 \text{ см}^3$, $\nu = 10^5 \text{ см/с}$, $\ell = 10 \text{ см}$, $Q = 10^4$, $M_{вн} = 1 \text{ Д}$ определяем значение порогового потока: $N_{анор} = 10^{13}$ молекул/с. Практически удается создавать потоки с $N_a = 10^{14}$ молекул/с. Максимально возможная мощность излучения молекул в резонаторе $P_{max} = h\nu N_a$. Для аммиачного генератора она составляет 10^{-9} Вт.

Как показывают экспериментальные исследования, генераторы на молекулах аммиака имеют сравнительно невысокую стабильность и воспроизводимость частоты. Одной из причин, ограничивающих стабильность их частоты, является наличие сверхтонких компонент у используемой линии (3,3) молекул аммиака. Сверхтонкие компоненты расположены настолько близко, что не разреша-

ются и воспринимаются как единая целая линия. Частота, соответствующая вершине результирующей линии, зависит от интенсивности сверхтонких компонент, имеющих различающиеся матричные элементы дипольного момента. Поэтому она зависит от интенсивности молекулярного потока, давления в источнике молекулярного пучка, условий сортировки, в частности, напряжения на электродах сортирующей системы. Относительная стабильность частоты $\Delta\nu/\nu$ молекулярного генератора на аммиаке достигает 10^{-11} за 10 ч.

В настоящее время аммиачные генераторы практически не используются.

12.3. Водородный стандарт частоты

Более высокую стабильность частоты, чем генераторы на молекулах аммиака, имеют квантовые генераторы на пучке атомов водорода, отличающихся простой структурой спектральных линий. Водородные генераторы как одни из наиболее стабильных характеризуются высокой воспроизводимостью частоты. Такие генераторы широко используются для создания стандартов частоты. В квантовых генераторах на атомах водорода используют переход между сверхтонкими подуровнями ($F=1, m_F=0$) и ($F=0, m_F=0$) основного $^2S_{1/2}$ -состояния атома водорода. Частота этого перехода ν'_0 слабо зависит от магнитного поля: $\nu'_0 = \nu_0 + 2750\text{H}^2$ Гц (H выражено эрстедах, $\nu_0 = 1420405751,78$ Гц – частота перехода в отсутствие поля). Согласно этому выражению, если напряженность поля выбрать примерно равной 10^{-3} Э (такое поле используется в реальных приборах для снятия вырождения уровня $F=1$ по магнитному квантовому числу m_F) и поддержать ее с погрешностью 0,1%, то частоту ν'_0 можно определить с точностью до 10^{-14} . Водородный генератор, как и генератор на пучке молекул аммиака, состоит из трех основных частей: источника пучка атомов 1, сортирующей системы 2 и резонатора 3 (рис. 12.6,а).

Источник атомов обычно представляет собой разрядную стеклянную цилиндрическую камеру (длина ~ 50 мм, диаметр ~ 30 мм), в которую под давлением 0,1 торр напускают спектрально чистый молекулярный водород, здесь он диссоциирует на атомы. Атомы через решетку узких длинных каналов (диаметр ~ 50 мкм и длина ~ 1 мм), выполненных в торце камеры, выходят узким пучком (примерно

10^{16} атомов/с) в направлении сортирующей системы. Разряд в источнике создается высокочастотным генератором, работающим на частоте ~ 100 МГц.

Сортировка водородных атомов по энергетическим состояниям, основанная на эффекте Зеемана, производится неоднородным магнитным полем мультипольного (обычно шести или восьмипольного) магнита (см. рис. 12.6, б), характер распределения магнитного поля в котором подобен распределению электрического поля в квадрупольном конденсаторе. Принцип сортировки атомов водорода иллюстрирует рис. 12.6, в, где приведена схема энергетических уровней атомов водорода, находящихся в основном состоянии в магнитном поле.

Мультипольный магнит обычно имеет следующие параметры: максимальная напряженность магнитного поля на краю зазора $\sim 10^4$ Э, расстояние между противоположными полюсами ~ 1 мм, длина магнита ~ 10 см. В качестве резонансной системы обычно используют цилиндрический резонатор 4 с отполированными и посеребренными стенками (тип колебаний TE_{001}), позволяющий обеспечивать равномерное магнитное поле в значительной части своего объема. Добротность резонатора составляет $5 \cdot 10^4$. Внутри резонатора помещают сферическую кварцевую накопительную колбу 5 ра-

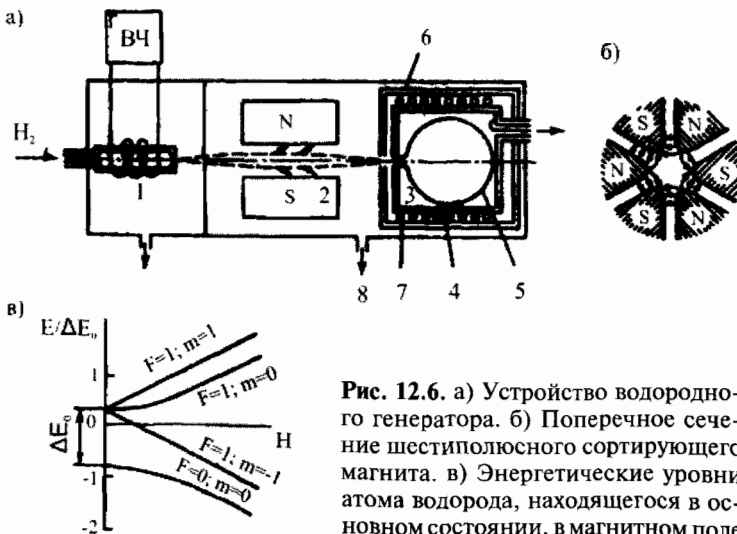


Рис. 12.6. а) Устройство водородного генератора. б) Поперечное сечение шестипольного сортирующего магнита. в) Энергетические уровни атома водорода, находящегося в основном состоянии, в магнитном поле

диусом ~ 5 см, которая имеет выходной канал диаметром ~ 5 мм и длиной, почти в десять раз большей. Через этот канал атомы водорода попадают из сортирующей системы в колбу и через него же после многократных отражений от стенок колбы «отработанные» атомы выходят наружу.

Стенки накопительной колбы покрывают пленкой из тефлона. Соударения с тефлоном практически не влияют на магнитную сверхтонкую структуру атомов водорода (молекулы тефлона диамагнитны и соударения с ними не изменяют магнитного $^2S_{1/2}$ -состояния атомов водорода). Атом водорода может испытывать более 10^4 соударений с тефлоновым покрытием, оставаясь в верхнем энергетическом состоянии.

Благодаря накопительной колбе, время взаимодействия возбужденных атомов водорода с полем резонатора увеличивается при указанных размерах колбы примерно до секунды. Увеличение времени пребывания возбужденных атомов в резонаторе повышает вероятность перехода их в нижнее состояние, таким образом возрастает отдача энергии атомным потоком полю резонатора. Это особенно важно для водородного генератора, поскольку матричный магнитный дипольный момент переходов атома водорода, равный по порядку магнетону Бора, примерно в 100 раз меньше электрического дипольного момента молекул аммиака, имеющего порядок 1 Д. А так как эффективность взаимодействия атомов и молекул с электромагнитным полем пропорциональна квадрату дипольного момента перехода, то при одинаковых условиях работы минимальное число атомов, необходимое для возникновения колебаний в водородном генераторе, должно быть в 10^4 раз больше, чем в молекулярном генераторе на пучке аммиака.

Слабое взаимодействие атомов водорода с высокочастотным магнитным полем из-за малой величины их магнитного дипольного момента переходов компенсируется в водородном генераторе существенным увеличением времени пребывания атомов водорода в резонаторе. Последнее позволяет значительно уменьшить эффективную ширину спектральной линии, связанную с ограниченностью времени взаимодействия атомов с полем. Так, ширина спектральной линии в молекулярном генераторе на аммиаке, определяемая временем пролета молекул через резонатор, составляет 3000 Гц, а в водородном генераторе она примерно равна 1 Гц. Доплеровское

уширение линии атомов водорода в накопительной колбе практически отсутствует, поскольку каждый атом долго находится в возбужденном состоянии (порядка секунды) и его скорость, усредненная за этот промежуток времени, близка к нулю. Малая ширина линии обеспечивает получение высокой относительной стабильности частоты водородного генератора.

Высокая стабильность частоты требует тщательной экранировки (см. рис. 12.6, *a*) резонатора с накопительной колбой от внешних полей. Для этого используют двух-трехслойные экраны из пермалоя 6. В резонаторе с помощью соленоида 7 создается слабое магнитное поле (10^{-3} Э), обеспечивающее выделение необходимого атомного перехода ($F=1, m_f=0$) \leftrightarrow ($F=0, m_f=0$).

Для предотвращения соударений атомов водорода с молекулами остаточного газа в объеме резонатора поддерживается высокий вакуум ($\sim 10^{-6}$ торр). Откачка газа 8 производится магниторазрядными насосами. Их достоинство заключается в отсутствии паров масла, попадание которого в накопительную колбу приводит в негодность ее поверхность.

Водородные генераторы обеспечивают стабильность частоты, достигающую $\sim 10^{-13}$ за сутки. Выходная мощность водородного генератора составляет 10^{-11} Вт.

На основе водородных генераторов создаются стандарты частоты. Приведем упрощенную структурную схему серийного стандарта частоты Ч1-46 (рис. 12.7). Принцип его работы состоит в фазовой автоподстройке частоты кварцевого генератора по частоте водород-

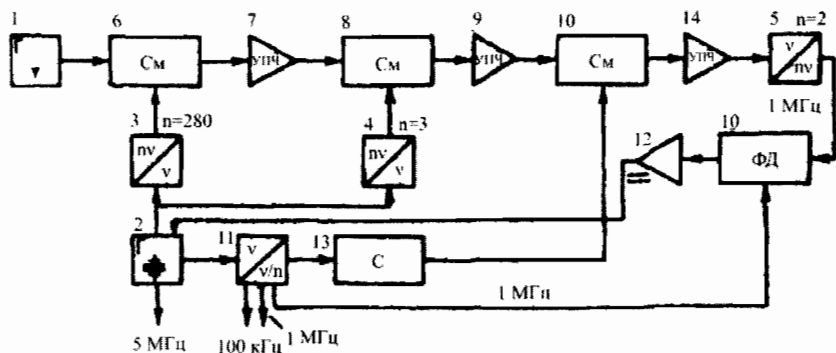


Рис. 12.7. Структурная схема стандарта частоты Ч1-46

ного генератора (1 420 405 751 Гц). Стабилизированный кварцевый генератор 2 имеет частоту 5 МГц. Сигналы водородного 1 и опорного кварцевого 2 генераторов с помощью умножителей 3–5, смесителей 6, 8, 10, усилителей промежуточной частоты 7 (20,405 МГц), 9 (5,405 МГц), 14 (500 кГц) и синтезатора частот 13 (5905757,1 Гц) преобразуются в сигнал с частотой 1 МГц. Затем этот сигнал поступает на фазовый детектор 10, на который подается опорное напряжение с частотой 1 МГц с делителя частоты 11. Сигнал ошибки с фазового детектора, прошедший через усилитель 12, подается на сервоэлемент, управляющий частотой генератора.

ГЛАВА 13

ПРИМЕНЕНИЕ ДВОЙНОГО РАДИООПТИЧЕСКОГО РЕЗОНАНСА. МАГНИТОМЕТРЫ И СТАНДАРТЫ ЧАСТОТЫ

Метод двойного радиооптического резонанса чрезвычайно удобен для исследования сверхтонкой структуры энергетических уровней основного и возбужденного состояний атомов многих элементов.

Изучение линий магнитного резонанса с помощью оптической ориентации дает возможность определять g -факторы основного и возбужденных состояний атомов, времена жизни в возбужденных состояниях, магнитные дипольные и электрические квадрупольные моменты ядер и т. д.

Исследование оптической ориентации атомов в присутствии посторонних газов позволяет изучать их влияние на ориентацию атомов, частоту переходов, ширину линий. Методом оптической ориентации определяются спин-обменные взаимодействия атомов, ядер, электронов. Оптическая ориентация атомов, кроме применений чисто научного характера, относящихся к исследованию свойств атомов и их взаимодействий, используется для решения ряда практических задач и, в первую очередь, для стабилизации частоты и измерения магнитных полей.

Измерение магнитных полей основано на использовании условия резонанса $\nu = \gamma H_0 / 2\pi$ и сводится к определению частоты перехода между магнитными подуровнями оптически ориентированных атомов. Фактически любая установка для наблюдения оптической ориентации атомов может быть применена для измерения магнитного поля. Особенно удобной для магнитометров является схема с ρ -сигналом, работающая в режиме генерации (рис. 2.39). В качестве рабочего вещества используются пары ^{87}Rb . Измеряемое магнитное поле находится по частоте генерации, определяемой частотой перехода $(F=2, m_F=2) \leftrightarrow (F=2, m_F=1)$, равной

$$\nu = \frac{g_J \mu_B H_0}{h} = 6,99 \cdot 10^5 H_0, \text{ Гц} / \text{Э.}$$

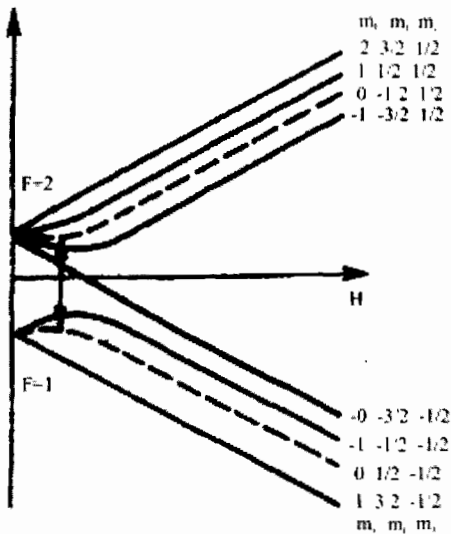


Рис. 13.1. Зависимость энергии зеемановских уровней основного состояния атомов ^{87}Rb от магнитного поля

частоты на ячейках с атомами ^{87}Rb , для которых разработан эффективный способ оптической ориентации. Работа таких стандартов основана на стабилизации частоты кварцевого генератора по узкой спектральной линии радиочастотного резонанса в оптически ориентированных атомах.

Атом ^{87}Rb имеет спин $I = 3/2$. Его основной уровень $5^2S_{1/2}$ расщеплен на два сверхтонких уровня, соответствующих $F = 2$ и $F = 1$. В магнитном поле каждый сверхтонкий уровень расщепляется на $2F + 1$ зеемановских подуровня (рис. 13.1). Для стабилизации частоты используется линия перехода $(F=2, m_F=0) \leftrightarrow (F=1, m_F=0)$. Ее частота слабо зависит от величины магнитного поля $\nu = \nu_0 + 573H^2 = 6834682613 + 573H^2$, где H выражено в эрстедах, а ν — в герцах. В поле $H = 10^{-2}$ Э при стабильности его 0,1% относительное смещение частоты перехода $\Delta\nu/\nu_0$ составит $\approx 10^{-12}$.

Блок-схема стандарта частоты с оптической ориентацией на парах ^{87}Rb приведена на рис. 13.2,а. Сигнал от стабилизируемого кварцевого генератора, пройдя через фазовый (частотный) модулятор и умножитель, возбуждает резонатор 1, внутри которого помещена

Магнитометры с оптической накачкой позволяют измерять крайне слабые поля (до 10^{-7} Э). Такие магнитометры очень компактны и надежны.

Явление оптической ориентации нашло важное практическое применение для создания стандартов частоты. В настоящее время выпускаются промышленные стандарты частоты с использованием газовых ячеек с оптической ориентацией атомов. В качестве рабочих атомов таких стандартов применяются ^{23}Na , ^{87}Rb , ^{133}Cs . Преимущественное распространение получили стандарты

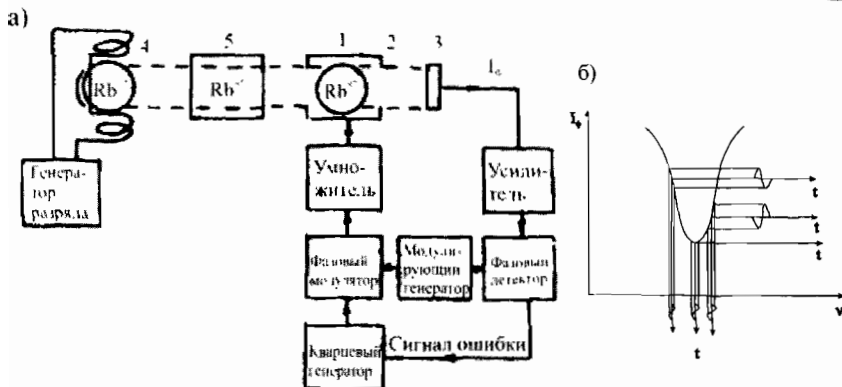


Рис. 13.2. Структурная схема рубидиевого стандарта частоты

ячейка 2 с оптически ориентируемой системой атомов ^{87}Rb . Умножитель служит для увеличения частоты стабилизируемого кварцевого генератора до значения, равного частоте рабочего перехода ($F=2, m_F=0$) \leftrightarrow ($F=1, m_F=0$) атомов ^{87}Rb . Посредством фазового (частотного) модулятора и генератора модуляции частота колебаний, возбуждаемых в резонаторе с ячейкой, периодически меняется в небольших пределах. Девияция частоты выбирается несколько меньше половины ширины спектральной линии. Под действием частотно-модулированного поля резонатора в системе оптически ориентированных атомов ^{87}Rb происходят индуцированные переходы между рабочими уровнями и на входе фотодетектора 3 получается сигнал I_{ϕ} , частота которого определяется генератором модуляции, а амплитуда и фаза его зависят от величины и знака расстройки умноженной частоты кварцевого генератора от центра резонансной линии (рис. 13.2, б). Этот сигнал после усиления и преобразования его фазовым детектором в сигнал ошибки поступает на сервоэлемент для подстройки кварцевого генератора под частоту резонансного перехода.

Оптическая накачка атомов ^{87}Rb рабочей ячейки 2 производится светом рубидиевой (^{87}Rb) спектральной лампы 4, пропущенным через фильтрующую ячейку 5, наполненную парами ^{85}Rb . Использование фильтрующей ячейки с ^{85}Rb позволяет выделить из спектра излучения лампы накачки только свет, соответствующий одной линии, благодаря которой осуществляется перекачка атомов ^{87}Rb с

нижнего на верхний уровень сверхтонкой структуры основного состояния через оптически возбужденное состояние.

Для пояснения процесса фильтрации одной линии воспользуемся диаграммами нижних энергетических уровней атомов ^{87}Rb и ^{85}Rb (рис. 13.3). Сверхтонкое расщепление уровней состояния $5^2P_{3/2}$ и $5^2P_{1/2}$ очень мало и лишь незначительно превышает естественную ширину линий оптических переходов с этих уровней. Переходу $5^2P_{1/2} \leftrightarrow 5^2S_{1/2}$ соответствует D_1 линия с $\lambda = 794,7$ нм, переходу $5^2P_{3/2} \leftrightarrow 5^2S_{1/2}$ D_2 — линия с $\lambda = 780$ нм.

На рис. 13.4,а схематически показано относительное положение сверхтонких компонент a', a', A', B' линии D_1 атомов ^{87}Rb и ^{85}Rb . Сверхтонкая структура D_2 — линии аналогична. На рис. 13.4,а видно, что компонента a' , отвечающая переходу $5^2S_{1/2}, F=2 \leftrightarrow 5^2P_{1/2}$ атомов ^{87}Rb , и компонента A' , соответствующая переходу $5^2S_{1/2}, F=3 \leftrightarrow 5^2P_{1/2}$ атомов ^{85}Rb , почти перекрываются, в то время как компоненты b' и B' , обязанные оптическим переходам с нижних уровней сверхтонкой структуры основного состояния, разрешаются. Поэтому при пропускании света D_1 -линии ^{87}Rb через фильтровую ячейку с ^{85}Rb компонента a' излучения лампы поглощается в фильтре составляющей A' , а компонента B' проходит через фильтр (см. рис. 13.4,б, в, где приведен спектр D_1 -линии ^{87}Rb : б) в отсутствие фильтрации, в) при фильтрации в парах ^{85}Rb).

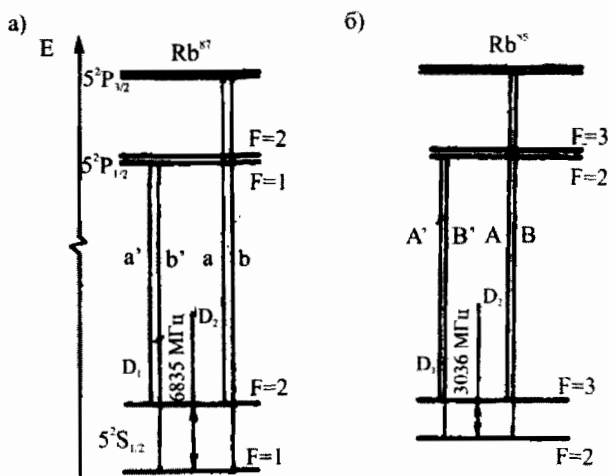


Рис. 13.3. Система нижних энергетических уровней атомов ^{87}Rb (а) и ^{85}Rb (б)

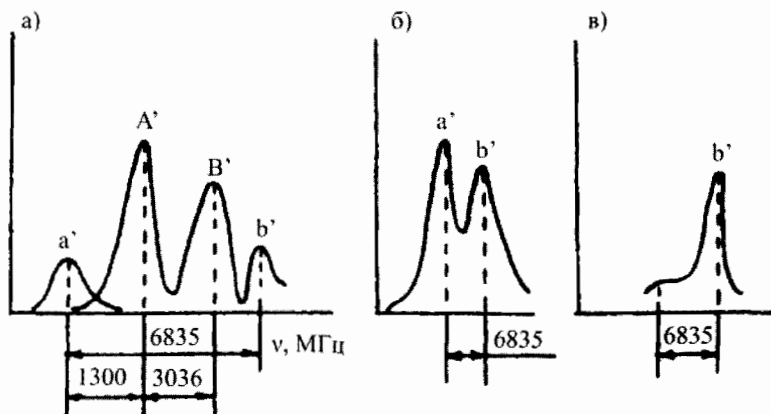


Рис. 13.4. Сверхтонкие компоненты D_1 линии атомов ^{87}Rb и ^{85}Rb

Аналогичная картина наблюдается и для сверхтонких компонент D_2 -линии.

При облучении атомов ^{87}Rb рабочей ячейки, отфильтрованных указанным способом D -светом b' и b -компонент, обеспечивается необходимая оптическая перекачка атомов с нижнего на верхний уровень сверхтонкого расщепления основного состояния. Поглощение света b и b' -компонент обуславливает переход атомов с уровня $F=1, 5^2S_{1/2}$ состояния на уровни $5^2P_{1/2}, 5^2P_{3/2}$ -состояния, откуда они благодаря спонтанным оптическим переходам попадают на рабочий уровень $F=2$ основного состояния.

Рассмотренный способ накачки весьма эффективен, поэтому в настоящее время все выпускаемые эталоны частоты на рубидиевой ячейке работают по указанной схеме.

При тщательном изготовлении ячеек, подборе давления буферного газа, температуры, интенсивности света накачки удается для перехода $(F=2, m_F=0) \leftrightarrow (F=1, m_F=0)$ атомов ^{87}Rb получить линии шириной $\Delta\nu$ всего 20 Гц, что соответствует добротности линии $Q = \nu_0 / \Delta\nu \approx 3 \cdot 10^8$. Стандарты частоты на рубидиевых ячейках позволяют получать стабильность частоты 10^{11} за сутки. Такие стандарты являются вторичными эталонами частоты и требуют первоначальной калибровки по первичному эталону. К достоинствам стандартов частоты с оптической накачкой можно отнести их малый вес, малый объем и низкую потребляемую мощность [1].

ратора под резонансную частоту рабочего резонатора имеют чувствительность (10^{-10} – 10^{-11}) моля ДФПГ.

2.6. Метод двойного радиооптического резонанса. Оптическая ориентация атомов

В методе двойного радиооптического резонанса используют одновременно два квантовых перехода, частота одного из которых лежит в оптическом, другого — в радиодиапазоне. В настоящее время преимущественное распространение получил метод двойного радиооптического резонанса (предложен А. Кастлером и Д. Бросселем), сочетающий в себе явление магнитного резонанса и оптического перекачивания атомов. Последнее представляет собой процесс, при котором под действием резонансного оптического излучения в системе нарушается термическое равновесное распределение атомов по энергетическим уровням.

Для пояснения принципа оптического перекачивания атомов и метода двойного радиооптического резонанса рассмотрим систему атомов, находящуюся в магнитном поле. Из всей совокупности энергетических уровней атомов выделим три — A , B , C (рис. 2.34). Пусть уровни A и B представляют собой зеемановские подуровни основного состояния атомов и расположены близко друг к другу, так что переход между ними соответствует линии радиочастотного диапазона. Уровень C находится намного выше и соответствует оптически возбужденному состоянию. Переходам $A \leftrightarrow C$ и $B \leftrightarrow C$

отвечают линии оптического диапазона.

Вначале все атомы находятся в состояниях A и B . Предположим, что в какой-то момент времени система атомов подвергается облучению светом резонансной частоты перехода $C \leftarrow A$. Атомы, поглотившие квант света, будут переходить из состояния A в возбужденное состояние C , откуда через весьма малый промежуток

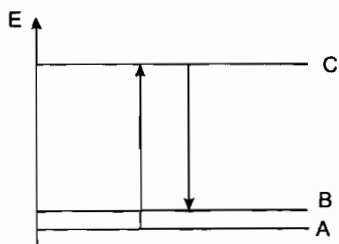


Рис. 2.34. Схема энергетических уровней, поясняющая процесс оптического перекачивания

времени (время жизни атомов в оптически возбужденном состоянии $\tau = 10^{-8}$ с) они перейдут на нижележащие уровни *A* и *B*. Попавшие в состояние *A* атомы с помощью облучающего резонансного света вновь переводятся в состояние *C*, откуда быстро переходят частично на уровень *B*, частично – на уровень *A*. Таким образом, вследствие резонансной флуоресценции происходит перекачивание атомов из состояния *A* в состояние *B*. При отсутствии релаксационных переходов между уровнями *A* и *B* в результате такого процесса произошла бы перекачка всех атомов из состояния *A* в состояние *B*, и система атомов перестала бы поглощать свет резонансной частоты [1].

Если подействовать на систему атомов радиоволнами, частота которых отвечает энергии перехода между уровнями *A* и *B*, то будут происходить индуцированные переходы атомов из состояния *B* в состояние *A*, что приведет к увеличению поглощения света, т. е. снижению прозрачности системы атомов. Важно отметить, что изменение интенсивности проходящего резонансного света оказывается пропорционально числу атомов, переводимых радиочастотным полем из состояния *B* в состояние *A*. Это дает возможность наблюдать резонансную линию радиочастотного перехода $A \leftrightarrow B$ по изменению интенсивности резонансного света, вызывающего перекачивание атомов.

Описанный метод двойного радиооптического резонанса позволяет наблюдать спектральную линию радиодиапазона по изменению интенсивности света. Такой способ регистрации радиочастотного резонанса на основе оптического перекачивания является очень чувствительным. Это связано с тем, каждый акт перехода атома при радиочастотном резонансе, определяемый фотоном радиочастоты, регистрируется по поглощению оптического фотона, имеющего энергию в 10^9 раз большую, чем вызвавший его радиочастотный фотон.

Как уже отмечалось, уровни *A* и *B* представляют собой зеемановские подуровни какого-либо, часто основного, состояния атома, отвечающие различным ориентациям момента атома относительно магнитного поля. Поэтому оптическое перекачивание обычно связано с процессом их оптической ориентации и сопровождается изменением намагниченности образца.

Теперь на конкретном примере оптической ориентации щелочных атомов рассмотрим методы наблюдения за ней и технику экс-

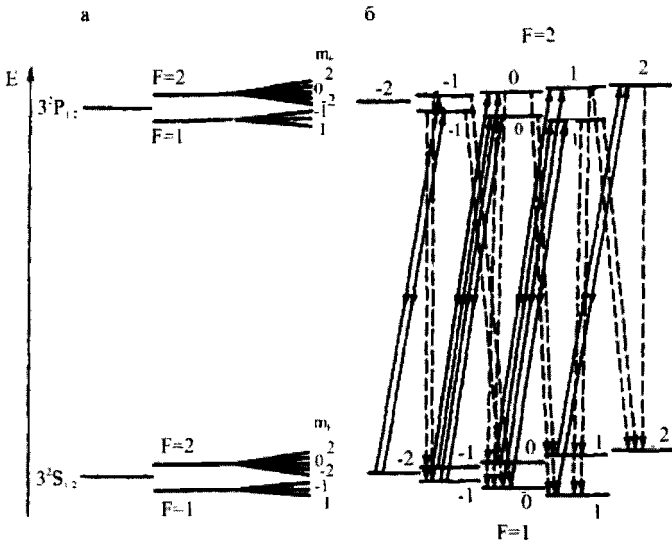


Рис. 2.35. Схема энергетических уровней основного и первого возбужденного состояния атомов ^{23}Na

перимента. На рис. 2.35,а показана схема энергетических уровней основного $^2S_{1/2}$ и первого возбужденного $^2P_{1/2}$ состояний атомов щелочных металлов со спином ядра $I = 3/2$ (^{23}Na , ^{87}Rb). Для натрия ^{23}Na переход $3^2P_{1/2} \rightarrow 3^2S_{1/2}$ соответствует испусканию желтой D_1 линии с длиной волны 588,995 нм. Благодаря взаимодействию электронной оболочки с магнитным моментом, ядра уровней $^2S_{1/2}$ и $^2P_{1/2}$ имеют сверхтонкую структуру, характеризуемую квантовым числом F . В магнитном поле каждый уровень сверхтонкой структуры расщепляется на $2F + 1$ зеемановский подуровень. На рис. 2.35,б представлены в более удобном виде те же уровни для фиксированного магнитного поля.

Для осуществления оптической ориентации пары натрия освещают вдоль направления поля светом правой циркулярной поляризации (σ^+ -светом) D_1 линии. Свет поглощается атомами натрия, которые переходят в соответствии с правилами отбора $\Delta L = 1$ и $\Delta m_F = +1$ из $^2S_{1/2}$ в $^2P_{1/2}$ -состояние. Эти переходы на рис. 2.35, б показаны сплошными стрелками. Возвращаясь из возбужденного состояния $^2P_{1/2}$ в основное $^2S_{1/2}$, атомы излучают π (переход с $\Delta m_F = 0$) и σ^\pm (переходы с $\Delta m_F = \pm 1$) свет.

Спонтанные переходы из ${}^2P_{1/2}$ и ${}^2S_{1/2}$ -состояние на рис. 2.35, б обозначены пунктирными стрелками. Видно, что атомы накапливаются на уровне $(F, m_F) = (2, 2)$ основного состояния, с которого они не выводятся облучающим σ^+ -светом (в состоянии ${}^2P_{1/2}$ нет такого уровня, переход на который с состояния $(2, 2)$ удовлетворял бы правилу отбора $\Delta m_F = +1$).

В отсутствие релаксации между магнитными подуровнями в результате процесса оптического перекачивания все атомы оказались бы на уровне $(2, 2)$. Реально накопление атомов на уровне $(2, 2)$ происходит до тех пор, пока не установится динамическое равновесие между процессами релаксации и оптического перекачивания. Накопление атомов в состоянии $(2, 2)$ приводит к появлению намагниченности газа в направлении, противоположном полю \vec{H}_0 .

При облучении паров натрия левополяризованным светом (σ^-) D_1 -линии будет происходить перекачивание атомов в состояние $(2, -2)$, что приведет к возрастанию намагниченности паров, направленной по полю \vec{H}_0 .

Если облучать пары в направлении поля резонансным линейно поляризованным светом, то, поскольку его можно представить в виде двух противоположно поляризованных циркулярных компонент σ^+ и σ^- одинаковой интенсивности, атомы будут перекачиваться на уровни $(2, 2)$ и $(2, -2)$. В результате произойдет выравнивание населенностей этих уровней, и намагниченность паров станет равной нулю.

Если ориентированную систему атомов подвергнуть воздействию радиоволн, частота которых отвечает энергии перехода между зеемановскими подуровнями, т. е. осуществить магнитный резонанс, то атомы будут переходить из состояния $(2, 2)$ на соседние магнитные подуровни. Это вызовет возобновление процесса оптической накачки и связанное с ним изменение интенсивности проходящего и рассеянного света.

На рис. 2.36 приведена схема экспериментальной установки для наблюдения магнитного резонанса в оптически ориентированных парах щелочных металлов. Источником света накачки служит высокочастотная газоразрядная лампа 1, обычно представляющая собой тонкостенный стеклянный шарик, наполненный парами того же металла, который подлежит исследованию на данной установке. Разряд в лампе создается полем катушки 2, питаемой от высокочастот-

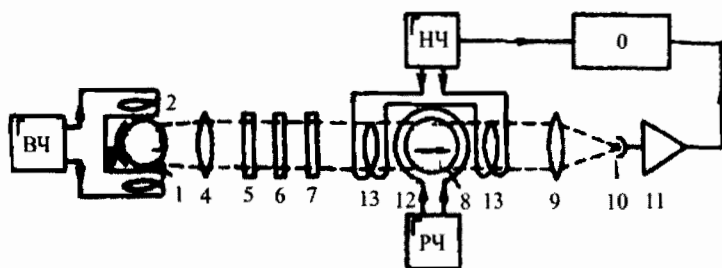


Рис. 2.36. Структурная схема установки для наблюдения оптической ориентации атомов

ного генератора, работающего на частоте несколько десятков мегагерц. Для облегчения возникновения разряда в холодной лампе добавляют под давлением порядка нескольких миллиметров ртутного столба инертный газ (часто криптон). Возникающая в лампе в результате разряда плазма обладает большой проводимостью и вследствие скин-эффекта высокочастотное поле концентрируется у поверхности лампы-шарика. При этом светится в основном поверхностный слой лампы, что исключает явление самообращения*. Для наиболее полного использования света резонансной лампы и устранения колебаний интенсивности излучения ее помещают в оправу с отражателем 3, а питание генератора, осуществляющего разряд, стабилизируют.

Излучение от лампы накачки направляется линзой 4 через интерференционный фильтр 5, поляризатор 6, четвертьволновую пластину 7 в рабочую ячейку 8 с исследуемыми парами щелочного металла. Интерференционный фильтр пропускает свет D_1 -линии и задерживает D_2 -линии (переход $3^2P_{3/2} \rightarrow 3^2S_{1/2}$). Поляризатор и четвертьволновая пластина обеспечивают получение из неполяризованного излучения поляризованного по кругу света σ^+ -линии. Прошедший через рабочую ячейку с парами натрия свет линзой 9 фокусируется на фотодиод 10, сигнал с выхода которого после усиления поступает на осциллограф (самописец).

* Самообращение – это явление поглощения резонансного излучения, испускаемого внутренними, более нагретыми слоями паров, в более холодных внешних слоях лампы. В результате самообращения в центре линии излучения образуется провал, что резко снижает эффективность оптической ориентации, осуществляемой таким светом.

Генератор низкой частоты с подключенными к нему катушками модуляции 13 обеспечивают периодическое изменение постоянного поля \vec{H}_0 , создаваемого электромагнитом (на рисунке не показан). Синхронно с изменением поля производится развертка осциллографа. Установка юстируется так, чтобы луч света накачки был параллелен магнитному полю \vec{H}_0 . Радиочастотное поле, индуцирующее переходы между зеемановскими подуровнями основного состояния исследуемых атомов, создается генератором с помощью высокочастотной катушки 12, которая ориентируется так, чтобы ось ее была перпендикулярна полю \vec{H}_0 .

В целом, работа установки сводится к следующему. Освещение паров натрия в рабочей ячейке циркулярно поляризованным светом вызывает ориентирование атомов. Модуляция магнитного поля приводит к периодическому изменению расстояния между зеемановскими подуровнями. Каждый раз, когда магнитное поле проходит резонансное значение, при котором происходят переходы $(2,2 \leftrightarrow 2,1)$, интенсивность проходящего света изменяется и на экране осциллографа регистрируется линия магнитного резонанса.

Одной из особенностей изучения оптической накачки атомов щелочных металлов является использование в рабочих ячейках буферного газа. Как уже отмечалось, процесс оптического перекачивания может приводить к большому избытку населенности на уровне $(2,2)$ (при облучении паров натрия резонансным σ^+ светом) только в случае отсутствия релаксации атомов на соседние магнитные подуровни. Однако в реальных условиях эксперимента, как показывают исследования, столкновения атомов между собой и со стенками рабочей ячейки приводят к столь быстрой релаксации, что эффективность перекачивания в чистых парах щелочных металлов оказывается весьма низкой. В результате сигнал магнитного резонанса имеет крайне малую величину, незначительно превышающую уровень шумов.

Эффективность оптического ориентирования атомов во много раз увеличивается, если в колбу с парами щелочного металла добавить инертный газ, который действует как буфер между атомами щелочного металла и стенками колбы. Введение буферного газа уменьшает число столкновений атомов щелочных металлов со стенками и тем самым увеличивает время релаксации. Столкновения же между атомами щелочного металла и инертного газа не вызывают дезориента-

ции магнитных моментов первых. Атомы инертных газов диамагнитны, так как их основное состояние 1S_0 . Поэтому столкновения с ними не возмущают состояние $^2S_{1/2}$ атомов щелочных металлов.

Значительно уменьшить релаксацию удастся и путем нанесения на стенки рабочей ячейки покрытия, выбранного таким образом, чтобы столкновения с ним атомов щелочных металлов не изменяли их магнитного состояния. В качестве покрытий используются тугоплавкие парафины и кремнийорганические соединения (тетраконтан $C_{40}H_{82}$, эйкозан $C_{20}H_{46}$ и др.

Наряду с методом исследования магнитного резонанса в оптически ориентированных системах атомов, основанным на наблюдении за изменением интенсивности проходящего через рабочую ячейку резонансного света, в настоящее время нашел широкое применение другой метод, использующий так называемый ρ -сигнал. В соответствии с этим методом через рабочую ячейку пропускают одновременно два луча света (рис. 2.37). Один луч света, называемый z -лучом, направляется вдоль поля \vec{H}_0 и обеспечивает ориентирование атомов, другой луч, называемый ρ -лучом, имеющий ту же частоту и поляризацию, что и первый, направляется перпендикулярно постоянному и переменному H -магнитным полям и служит для регистрации оптической накачки и магнитного резонанса.

Когда частота радиочастотного поля равна резонансной частоте перехода между зеемановскими подуровнями основного состояния, т. е. когда осуществляется магнитный резонанс, прошедший через ячейку ρ -луч оказывается промодулированным по интенсивности с этой частотой.

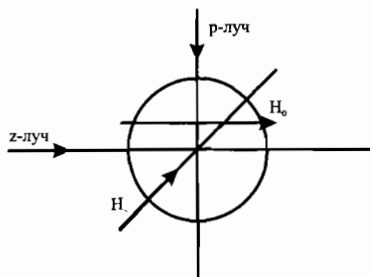


Рис. 2.37. Схема ориентации постоянного H_0 и радиочастотного H_1 магнитных полей и направления распространения светового луча

Для объяснения причины модуляции ρ -луча при оптической накачке и магнитном резонансе воспользуемся представлением феноменологической теории магнитного резонанса. Под действием z -луча происходит перекачивание атомов, в результате чего возникает отличный от нуля вектор намагниченности \vec{M}_0 образца. Намагниченность \vec{M}_0 есть результирующий вектор составляющих

его векторов магнитных моментов всех атомов, которые прецессируют вокруг направления \vec{H}_0 с частотой Лармора, равной частоте перехода между зеемановскими подуровнями атома. У вектора \vec{M}_0 оказывается отличной от нуля только составляющая M_{α} , а компонента перпендикулярная оси z , т. е. полю \vec{H}_0 , равна нулю вследствие равновероятного распределения фаз прецессии атомных магнитных моментов.

Под действием вращающегося радиочастотного поля, перпендикулярного \vec{H}_0 , с частотой, равной частоте Лармора, происходит сфазировка всех ядерных магнитных моментов, и появление тем самым отличной от нуля поперечной компоненты M_{op} вектора магнитной намагниченности, вращающейся вокруг \vec{H}_0 с ларморовой угловой скоростью. Благодаря взаимодействию электронной оболочки с ядром при прецессии последних в магнитном поле происходит прецессия вокруг \vec{H}_0 атома в целом. Прецессионное движение атома вокруг оси z вызывает периодическое изменение с частотой Лармора положения электронной конфигурации атомов относительно любого направления перпендикулярного этой оси. Поскольку взаимодействие света с атомом зависит от конфигурации и ориентации его электронной оболочки относительно направления падения, то указанное периодическое изменение ее положения приводит к тому, что интенсивность ρ -луча света, проходящего через образец, модулируется по амплитуде с частотой Лармора.

В отсутствие индуцирующего поля или при его частоте, отличной от ларморовой, фазы прецессии атомов вокруг \vec{H}_0 распределены хаотично. Вследствие этого суммарная поперечная компонента M_{p} равна нулю и модуляция интенсивности ρ -луча отсутствует.

Схема установки с ρ -лучом для наблюдения за магнитным резонансом и оптической накачкой атомов натрия (рис. 2.38) включает те же основные элементы, что и установка, приведенная на рис. 2.36. Однако важное преимущество схемы с ρ -лучом заключается в том, что сигнал наблюдается на частоте Лармора, а не на постоянном токе, как в схемах с z -лучом. Это позволяет использовать в схеме избирательные усилители.

Схему регистрации сигнала магнитного резонанса оптически ориентированных атомов по ρ -сигналу можно осуществить с одним лучом, направив его под углом 45° к магнитному полю. При этом луч света, проходящий через ячейку, можно представить состоящим из

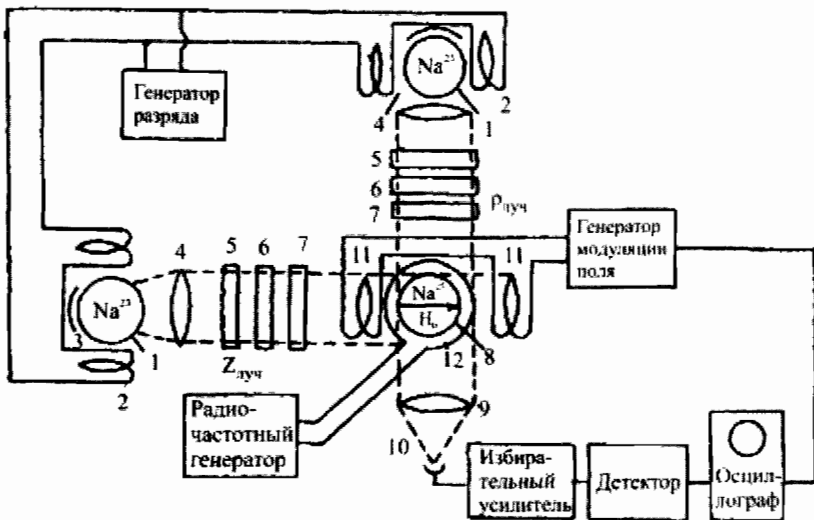


Рис. 2.38. Схема установки с ρ -лучом для наблюдения магнитного резонанса оптически ориентированных атомов

двух, один из которых параллелен магнитному полю и играет роль z -луча, а второй перпендикулярен ему и выполняет роль ρ -луча.

Отличительной особенностью схемы с ρ -лучом является ее возможность использовать явление оптической ориентации для создания генератора. Для этого необходимо только сигнал с выхода ρ -канала подать через усилитель и фазовращатель на высокочастотную катушку, поле которой вызывает переходы между зеемановскими подуровнями. Частота колебаний такого квантового генератора равна резонансной частоте перехода. Схема генератора приведена на рис. 2.39 (обозначения элементов те же, что и на рис. 2.36).

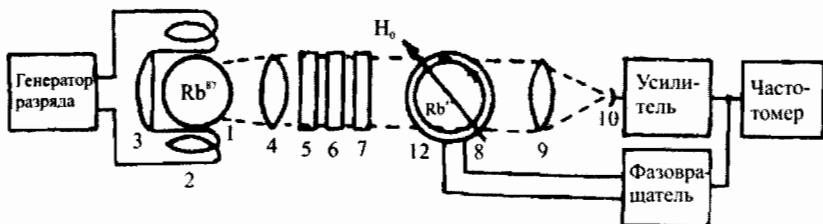


Рис. 2.39. Схема спинового генератора с оптической ориентацией атомов

КВАНТОВЫЕ ГЕНЕРАТОРЫ, РАБОТАЮЩИЕ В РАДИОДИАПАЗОНЕ

12.1. Применение радиочастотного метода на молекулярных и атомных пучках. Цезиевый пучковый стандарт частоты

Метод радиоспектроскопии на молекулярных и атомных пучках впервые был применен для измерения основных физических величин, характеризующих молекулы, атомы, ядра, а также изучения различных тонких внутримолекулярных и атомных взаимодействий.

Магнитным резонансным методом на пучках молекул и атомов с высокой точностью были измерены магнитные моменты ядер большого числа элементов. Эти измерения проводились на молекулах, находящихся в Σ_0 -состояниях, когда момент определяется ядрами, входящими в состав молекул. В сильном внешнем магнитном поле \vec{H}_0 магнитная связь между ядрами разрывается и их моменты независимо друг от друга прецессируют вокруг поля \vec{H}_0 . При этом для каждого ядра с помощью магнитного резонансного метода определяют резонансную частоту:

$$\nu_0 = \frac{|\gamma_I| H_0}{2\pi} = \frac{\mu_I}{I} \frac{H_0}{h}.$$

Затем, зная частоту ν_0 , магнитное поле H_0 и спин ядра, находят магнитный момент μ_I . Точность определения μ_I зависит от точности, с которой измеряют ν_0 и H_0 . Частоту с точностью 0,01% и даже более высокой измерить несложно. Провести абсолютные измерения магнитного поля с большой точностью чрезвычайно трудно. Наиболее же просты прецизионные измерения отношения магнитных моментов ядер: в одном и том же магнитном поле данной установки измеряют резонансные частоты ν_{01} и ν_{02} разных ядер:

$$\nu_{01} = \frac{|\gamma_{I1}| H_0}{2\pi} = \frac{\mu_{I1} H_0}{I_1 h} \quad \text{и} \quad \nu_{02} = \frac{|\gamma_{I2}| H_0}{2\pi} = \frac{\mu_{I2} H_0}{I_2 h},$$

откуда

$$\frac{\nu_{01}}{\nu_{02}} = \frac{\gamma_{I1}}{\gamma_{I2}} = \frac{\mu_{I1} I_2}{\mu_{I2} I_1}.$$

Точность определения отношения моментов равна точности измерения частоты. Такие измерения позволяют находить моменты ядер в магнитных моментах протонов.

Магнитные свойства молекул характеризуются не только магнетизмом электронных оболочек и ядер атомов, входящих в молекулу, но также и магнетизмом, обусловленным вращательным движением молекул. В зависимости от вращательного состояния молекула имеет определенный вращательный магнитный момент. В сильном магнитном поле происходит независимая прецессия ядер и вращательного магнитного момента молекулы. Методом радиочастотного резонанса на молекулярных пучках удастся наблюдать переориентировку вращательного магнитного момента молекул и таким образом измерять его величину.

При исследовании молекул, кроме ядерных резонансных линий, наблюдаются дополнительные линии, обусловленные взаимодействием электронной оболочки с квадрупольными моментами ядер, по которым находят последние.

Метод магнитного резонанса на атомных пучках дает возможность определять моменты атомов и ядер, спины ядер, а также получать сведения о их квадрупольных моментах. Измерения с помощью этого метода позволили получить важнейший результат: собственный момент электрона равен $1,001146 \pm 0,000013$ магнетона Бора, а не точно одному магнетону Бора. Все эти данные были получены на основе изучения методом магнитного резонанса переходов между уровнями сверхтонкой структуры атомов.

Резонансный метод на атомных пучках нашел широкое практическое применение в осуществлении стандартов частоты. На основе этого метода в настоящее время создаются наиболее точные атомные стандарты частоты. Так, например, стандарт частоты на пучке атомов цезия Cs^{133} был введен в службу времени. В качестве

эталонной используется частота перехода между уровнями сверхтонкой структуры основного состояния атомов Cs^{133} . Атом цезия Cs^{133} имеет спин ядра $I = 7/2$. Основное состояние атома цезия $^2S_{1/2}$ обладает сверхтонкой структурой, характеризуемой квантовым числом полного механического момента F , принимающего два значения: $F = 3$ и 4 . В магнитном поле уровень $F = 3$ расщепляется на семь подуровней, а уровень $F = 4$ – на девять подуровней, в соответствии с числом значений, которое принимает магнитное квантовое число m_F .

Зависимость энергии уровней сверхтонкой структуры основного состояния $^2S_{1/2}$ атомов цезия (рис.12.1) показывает, что на уровни с $m_F = 0$ при малых магнитных полях слабо влияет напряженность магнитного поля. Поэтому в квантовом стандарте частоты используют переход между уровнями $F = 4, m_F = 0$ и $F = 3, m_F = 0$, на рис.12.1 показан стрелкой и обозначен $(4,0) \leftrightarrow (3,0)$. Частота этого перехода слабо зависит от магнитного поля:

$$\nu_0 = (9192631770 + 427 H^2), \tag{12.1}$$

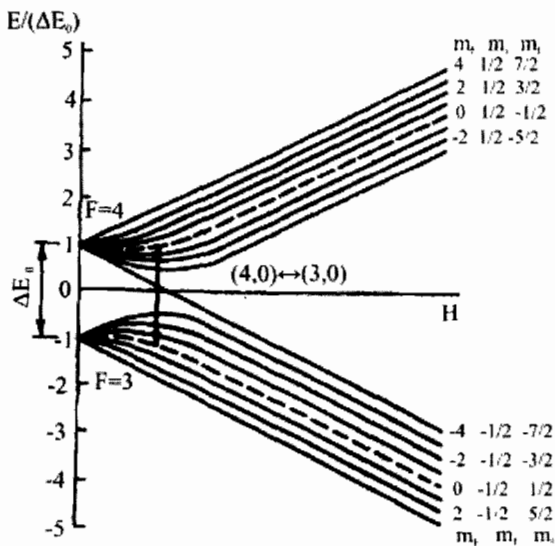


Рис. 12.1. Зависимость энергии уровней сверхтонкой структуры основного состояния $^2S_{1/2}$ атомов цезия от напряженности магнитного поля

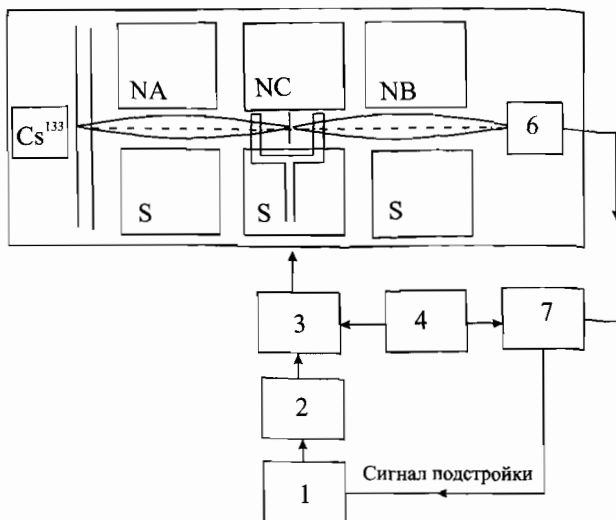


Рис. 12.2. Упрощенная структурная схема стандарта частоты на пучке атомов цезия

где H выражено в эрстедах, ν_0 — в герцах. Если напряженность поля H меньше 0,1 Э и поддерживается с постоянной точностью, не меньше 1%, то частота ν_0 перехода $(4,0) \leftrightarrow (3,0)$, как следует из (2.26), определена с точностью до 10^{-12} .

Упрощенная структурная схема стандарта частоты с пучком атомов цезия, называемого обычно цезиевым стандартом частоты, представлена на рис. 12.2 Основным звеном этого стандарта является атомно-лучевой радиоспектроскоп, построенный по методу магнитного резонанса с отдельными областями возбуждения. Расстояния между областями возбуждения в уникальных установках составляют 3 м, что обеспечивает получение ширины линии всего в несколько десятков герц. Добротность* линии достигает величины 10^8 . Работа стандарта частоты основана на стабилизации частоты кварцевого генератора по спектральной линии перехода $(4,0) \leftrightarrow (3,0)$ атомов Cs^{133} . Частота кварцевого генератора 1 увеличивается множителем 2 до частоты спектральной линии. После умножения сигнал поступает на фазовый (частотный) модулятор 3, на который так-

* Под добротностью спектральной линии понимается отношение резонансной частоты к ширине линии.

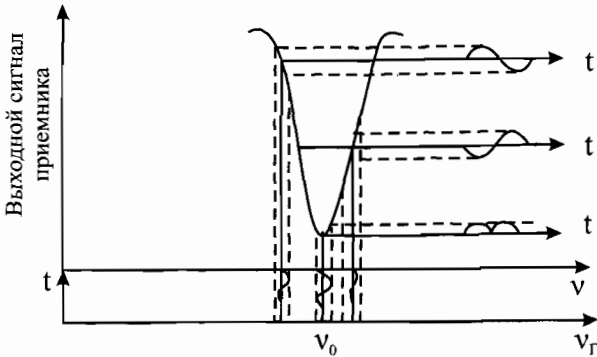


Рис. 12.3. Схема, поясняющая получение сигнала подстройки

же подается напряжение от вспомогательного генератора модуляции 4, осуществляющего частотную модуляцию сигнала умноженной частоты. Девиация частотной модуляции устанавливается несколько меньше полуширины спектральной линии $(4,0) \leftrightarrow (3,0)$ атомов цезия. Частотно-модулированный сигнал поступает в волноводную систему атомно-лучевого спектрометра 5 и осуществляет индуцированные переходы атомов цезия.

На выходе атомно-лучевого спектроскопа получают сигнал, частота которого равна частоте генератора модуляции, а амплитуда и фаза его зависят от величины и знака расстройки сигнала умноженной частоты кварцевого генератора от центра спектральной линии перехода $(4,0) \leftrightarrow (3,0)$ (рис. 12.3). Линия перехода используется как своего рода частотный дискриминатор. Сигнал с выхода приемника 6 атомно-лучевого спектроскопа поступает на синхронный (фазовый) детектор 7, опорным сигналом которого служит генератор модуляции 4.

Выходной сигнал синхронного детектора подается на сервоэлемент, подстраивающий частоту стабилизируемого кварцевого генератора.

Цезиевые стандарты частоты имеют стабильность частоты* 10^{-11} за час. В уникальных установках стабильность 10^{-12} за час.

* Стабильность частоты характеризует способность генератора сохранять одну и ту же частоту во время непрерывной работы. Она оценивается относительной величиной $\Delta\nu(\tau)/\nu_0$, где $\Delta\nu(\tau)$ – среднеквадратичное отклонение частоты от средней ν_0 за промежуток времени τ .

12.2. Квантовый генератор на пучке молекул аммиака

Квантовый генератор на пучке молекул аммиака исторически является первым устройством, в котором экспериментально был осуществлен принцип генерации на основе индуцированного излучения. Необходимая для работы генераторов инверсия населенностей рабочего вещества, в качестве которого используется пучок молекул NH_3 , создается посредством сортировки молекул по энергетическим состояниям на основе использования явления Штарка путем отклонения их неоднородным электрическим полем.

В рассматриваемом генераторе используется переход между уровнями инверсного расщепления основного колебательного состояния молекул NH_3 . Молекула аммиака имеет пирамидальную структуру. Основанием пирамиды является равносторонний треугольник, в вершинах которого находятся ядра атомов водорода. В вершине пирамиды лежит ядро атома азота. В молекуле NH_3 возможны различные типы нормальных колебаний, с которыми связаны определенные колебательные уровни. Одним из нормальных типов колебаний является полносимметричный валентный тип колебаний, при котором ядро атома азота совершает колебания вдоль оси перпендикулярной плоскости атомов водорода. Потенциальная энергия (E) взаимодействия атомов азота с атомами водорода как функция расстояния между N- и H-плоскостью имеет форму кривой с двумя минимумами (рис. 12.4.б). Минимумы потенциальной энергии соответствуют двум равновесным обращенным конфигурациям молекулы (рис. 12.4.а). При полносимметричном валентном типе колебаний атом азота колеблется около положений S_{01} и S_{02} , соответствующих минимумам потенциальной энергии.

Благодаря квантовому эффекту, нормальные полносимметричные колебания молекулы аммиака для двух ее конфигураций являются связанными. Это приводит к тому, что каждый энергетический уровень таких колебаний расщепляется на два инверсионных подуровня: расщепление тем больше, чем ближе энергия колебаний к величине энергетического барьера, разделяющего минимумы энергии. Так, для основного колебательного состояния, характеризуемого вибрационным квантовым числом $\nu = 0$, расщепление примерно равно $2,4 \cdot 10^{10}$ Гц, а для возбужденных состояний с $\nu = 1$

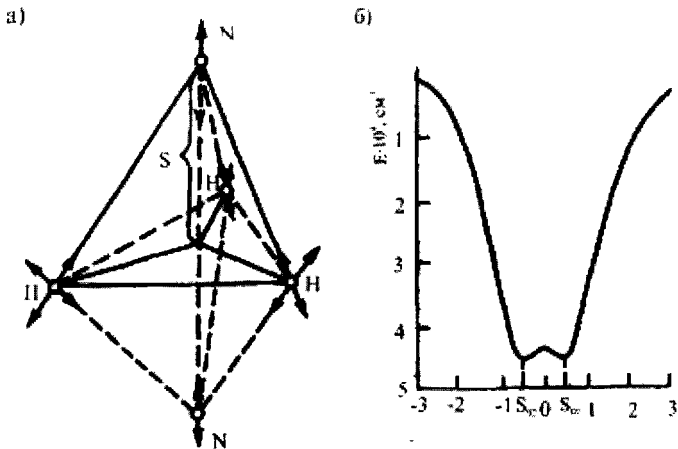


Рис. 12.4. а) Геометрическая структура молекулы аммиака. б) Зависимость потенциальной энергии молекулы аммиака от расстояния между ядром азота и плоскостью, занимаемой протонами

и $\nu = 2$ оно соответственно равно 10^{12} и 10^{13} Гц. Возбужденные уровни при обычных условиях практически не заселены.

Инверсионное расщепление колебательных уровней зависит от вращательного состояния молекулы, которое приводит к центробежному растяжению ее и изменению тем самым высоты потенциального барьера, что сказывается на величине инверсионного расщепления. Вращательное состояние молекулы характеризуется двумя квантовыми числами: J и K . Число J определяет полный вращательный момент молекулы, а K — его проекцию на ось симметрии молекулы. В рассматриваемом генераторе используется переход между уровнями инверсионного расщепления основного колебательного состояния, характеризуемого квантовым числом $\nu = 0$ молекул NH_3 , находящихся во вращательном состоянии $J = 3$, $K = 3$, сокращенно обозначенном $(3,3)$ и имеющем частоту 23 870 МГц.

На рис. 12.5,а приведена схема квантового генератора на пучке молекул NH_3 . Генератор включает три основные части: 1 — источник молекул NH_3 , 2 — сортирующая система, 3 — резонатор. Источник молекул аналогичен источникам, используемым в установках по резонансному методу молекулярных пучков. Он представляет собой камеру, в одной из стенок которой выполнены каналы. Диаметр каналов (~ 50 мкм) мал по сравнению с толщиной стенки (~ 2 мм). Дав-

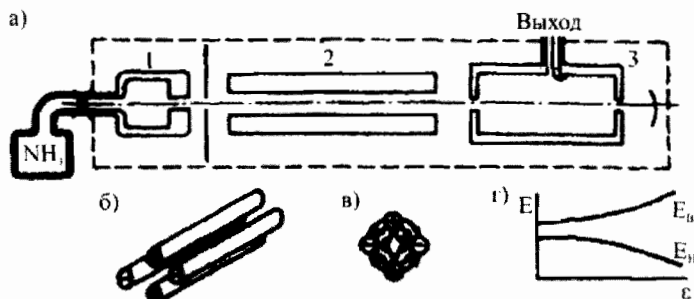


Рис. 12.5. Устройство квантового генератора на пучке молекул аммиака

ление аммиака в камере поддерживается таким (обычно 10^{-2} торр), чтобы длина свободного пробега превышала толщину стенки с отверстиями. При этом молекулы газа покидают источник, образуя направленный пучок. Для компенсации убыли молекул камеру источника через редуктор соединяют с баллоном газа.

Путем откачки и охлаждения стенок генератора в области сортирующей системы и в резонаторе достигают достаточно низкого давления (обычно 10^{-6} торр), чтобы отсутствовали соударения молекул в ней. Молекулы пучка, вылетающие из источника, распределены по энергетическим уровням в соответствии с соотношением Больцмана: на верхних уровнях находится меньше молекул, чем на нижележащих. С целью создания инверсии населенностей для рабочей пары уровней молекулярный пучок пропускают через сортирующую систему, которая выделяет из него молекулы, находящиеся в верхнем энергетическом состоянии. В качестве сортирующей системы часто используется квадрупольный конденсатор (см. рис. 12.5, б), который представляет собой четыре одинаковых цилиндрических электрода, расположенных параллельно друг другу и присоединенных через один к отрицательному и положительному полюсам источника постоянного напряжения*. Поле внутри квадрупольного конденсатора резко неоднородно: на оси оно равно нулю, а вблизи электродов имеет наибольшее значение (~ 150 кв/см) (см. рис. 12.5, в). Сортировка молекул основана на явлении Штарка. Согласно расчету эффекта Штарка,

* Минимальное расстояние от поверхности электродов до оси системы составляет примерно несколько миллиметров, длина электродов — 10 см, напряжение, прикладываемое к электродам, — десятки киловольт.

энергия молекул NH_3 , находящихся в нижнем инверсионном состоянии, уменьшается, а энергия молекул, находящихся в верхнем состоянии, наоборот, увеличивается с возрастанием внешнего электрического поля. На рис. 12.5,2 показан характер изменения энергии верхнего и нижнего инверсионных уровней молекул NH_3 в зависимости от величины электрического поля ϵ .

Поскольку всякая система стремится занять состояние, в котором энергия ее минимальна, то при прохождении молекулы через неоднородное поле квадрупольного конденсатора те из них, которые находятся в верхнем энергетическом состоянии, будут перемещаться в область минимального поля, т. е. будут стремиться к оси системы, а молекулы, находящиеся в нижнем состоянии, будут уходить в область большего поля – к электродам конденсатора. В результате прохождения через квадрупольный конденсатор образуется аксиальный пучок, преимущественно состоящий из молекул, находящихся в верхнем энергетическом состоянии.

Далее пучок проходит через объемный резонатор, настроенный на частоту спектральной линии. Обычно используется цилиндрический резонатор с E_{010} -типом колебаний. Под действием электромагнитного поля с частотой перехода между инверсионными уровнями молекулы за время пролета через него отдают энергию этому полю, переходя в нижнее состояние. Если мощность, отдаваемая молекулами, превзойдет мощность потерь энергии в резонаторе, то рассматриваемое устройство будет представлять собой усилитель электромагнитных колебаний. Если отдаваемая молекулами мощность превысит суммарную мощность потерь в резонаторе и отводимую из него, то в устройстве наступит самовозбуждение. Амплитуда возникших колебаний при этом будет нарастать, а нарастание колебаний ограничится эффектом насыщения.

Для определения мощности, отдаваемой инвертированным потоком молекул, нужно знать вероятность $W_{в.н}$ индуцированного перехода молекул аммиака с верхнего в нижнее состояние полем $\epsilon = \epsilon_v \sin(2\pi\nu t)$ резонатора. Она может быть найдена по формуле (1.35):

$$W_{в.н} = \frac{\epsilon_v^2 M_{в.н}^2}{\hbar^2} \frac{\sin^2 \pi(\nu_{в.н} - \nu)t_1}{(\nu_{в.н} - \nu)^2},$$

где t_1 – время пролета молекул через резонатор.

При точной настройке резонатора на частоту перехода $\nu = \nu_{вн}$ для вероятности $W_{вн}$ имеем: $W_{вн} = \epsilon_v^2 M_{вн}^2 \pi^2 \hbar^{-2} t_1^2$. Мощность $P_{из}$, излучаемая потоком активных молекул N_a , влетающих за 1 с в резонатор, равна:

$$P_{из} = h\nu_{вн} N_a W_{вн} = h\nu_{вн} N_a \epsilon_v^2 M_{вн}^2 \pi^2 \hbar^{-2} t_1^2.$$

Для наступления самовозбуждения колебаний необходимо, чтобы $P_{из}$ превышала мощность потерь ($P_{пот}$) резонатора:

$$P_{из} > P_{пот} = 2\pi\nu E_{зап} Q^{-1} = 2\pi\epsilon_v^2 V_{эф} Q^{-1} 8^{-1} \pi^{-1},$$

где Q – добротность резонатора, определяемая как умноженное на $2\pi\nu$ отношение энергии, запасенной в резонаторе, к энергии, поглощенной в нем за период колебаний; $V_{эф}$ – эффективный объем резонатора. Подставляя в последнее соотношение выражение для $P_{из}$, найдем число молекул N_a (влетающих в 1 с), которое необходимо для поддержания колебаний:

$$N_a > hV_{эф} (4\pi^2 M_{вн}^2 t_1^2 Q)^{-1},$$

или, учитывая, что время пролета $t_1 = \ell/\nu$ (ℓ – длина резонатора, ν – скорость молекул), получим

$$N_a \geq hV_{эф} \nu^2 (4\pi^2 M_{вн}^2 \ell^2 Q)^{-1}.$$

При реальных значениях входящих в формулу величин $V_{эф} = 10$ см³, $\nu = 10^5$ см/с, $\ell = 10$ см, $Q = 10^4$, $M_{вн} = 1$ Д определяем значение порогового потока: $N_{анор} = 10^{13}$ молекул/с. Практически удается создавать потоки с $N_a = 10^{14}$ молекул/с. Максимально возможная мощность излучения молекул в резонаторе $P_{max} = h\nu N_a$. Для аммиачного генератора она составляет 10^{-9} Вт.

Как показывают экспериментальные исследования, генераторы на молекулах аммиака имеют сравнительно невысокую стабильность и воспроизводимость частоты. Одной из причин, ограничивающих стабильность их частоты, является наличие сверхтонких компонент у используемой линии (3,3) молекул аммиака. Сверхтонкие компоненты расположены настолько близко, что не разреша-

ются и воспринимаются как единая целая линия. Частота, соответствующая вершине результирующей линии, зависит от интенсивности сверхтонких компонент, имеющих различающиеся матричные элементы дипольного момента. Поэтому она зависит от интенсивности молекулярного потока, давления в источнике молекулярного пучка, условий сортировки, в частности, напряжения на электродах сортирующей системы. Относительная стабильность частоты $\Delta\nu/\nu$ молекулярного генератора на аммиаке достигает 10^{-11} за 10 ч.

В настоящее время аммиачные генераторы практически не используются.

12.3. Водородный стандарт частоты

Более высокую стабильность частоты, чем генераторы на молекулах аммиака, имеют квантовые генераторы на пучке атомов водорода, отличающихся простой структурой спектральных линий. Водородные генераторы как одни из наиболее стабильных характеризуются высокой воспроизводимостью частоты. Такие генераторы широко используются для создания стандартов частоты. В квантовых генераторах на атомах водорода используют переход между сверхтонкими подуровнями ($F=1, m_F=0$) и ($F=0, m_F=0$) основного $^2S_{1/2}$ -состояния атома водорода. Частота этого перехода ν'_0 слабо зависит от магнитного поля: $\nu'_0 = \nu_0 + 2750H^2$ Гц (H выражено эрстедах, $\nu_0 = 1420405751,78$ Гц – частота перехода в отсутствие поля). Согласно этому выражению, если напряженность поля выбрать примерно равной 10^{-3} Э (такое поле используется в реальных приборах для снятия вырождения уровня $F=1$ по магнитному квантовому числу m_F) и поддержать ее с погрешностью 0,1%, то частоту ν'_0 можно определить с точностью до 10^{-14} . Водородный генератор, как и генератор на пучке молекул аммиака, состоит из трех основных частей: источника пучка атомов 1, сортирующей системы 2 и резонатора 3 (рис. 12.6,а).

Источник атомов обычно представляет собой разрядную стеклянную цилиндрическую камеру (длина ~ 50 мм, диаметр ~ 30 мм), в которую под давлением 0,1 торр напускают спектрально чистый молекулярный водород, здесь он диссоциирует на атомы. Атомы через решетку узких длинных каналов (диаметр ~ 50 мкм и длина ~ 1 мм), выполненных в торце камеры, выходят узким пучком (примерно

10^{16} атомов/с) в направлении сортирующей системы. Разряд в источнике создается высокочастотным генератором, работающим на частоте ~ 100 МГц.

Сортировка водородных атомов по энергетическим состояниям, основанная на эффекте Зеемана, производится неоднородным магнитным полем мультипольного (обычно шести или восьмипольного) магнита (см. рис. 12.6, б), характер распределения магнитного поля в котором подобен распределению электрического поля в квадрупольном конденсаторе. Принцип сортировки атомов водорода иллюстрирует рис. 12.6, в, где приведена схема энергетических уровней атомов водорода, находящихся в основном состоянии в магнитном поле.

Мультипольный магнит обычно имеет следующие параметры: максимальная напряженность магнитного поля на краю зазора $\sim 10^4$ Э, расстояние между противоположными полюсами ~ 1 мм, длина магнита ~ 10 см. В качестве резонансной системы обычно используют цилиндрический резонатор 4 с отполированными и посеребренными стенками (тип колебаний TE_{001}), позволяющий обеспечивать равномерное магнитное поле в значительной части своего объема. Добротность резонатора составляет $5 \cdot 10^4$. Внутри резонатора помещают сферическую кварцевую накопительную колбу 5 ра-

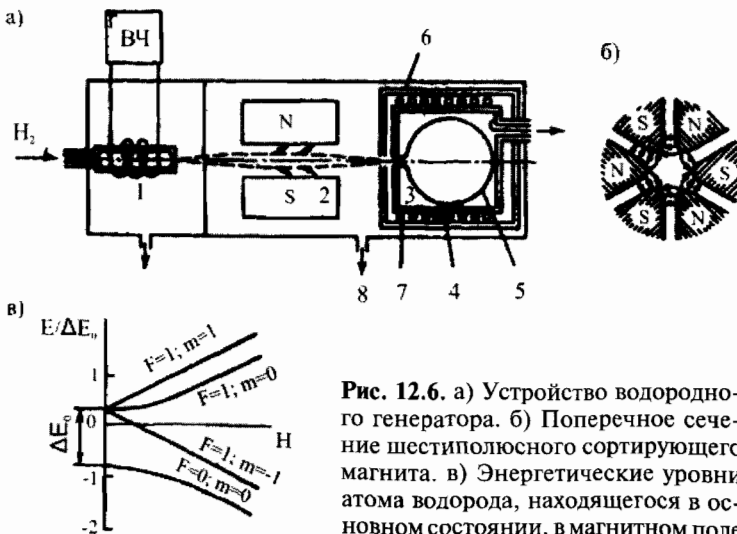


Рис. 12.6. а) Устройство водородного генератора. б) Поперечное сечение шестипольного сортирующего магнита. в) Энергетические уровни атома водорода, находящегося в основном состоянии, в магнитном поле

диусом ~ 5 см, которая имеет выходной канал диаметром ~ 5 мм и длиной, почти в десять раз большей. Через этот канал атомы водорода попадают из сортирующей системы в колбу и через него же после многократных отражений от стенок колбы «отработанные» атомы выходят наружу.

Стенки накопительной колбы покрывают пленкой из тефлона. Соударения с тефлоном практически не влияют на магнитную сверхтонкую структуру атомов водорода (молекулы тефлона диамагнитны и соударения с ними не изменяют магнитного $^2S_{1/2}$ -состояния атомов водорода). Атом водорода может испытывать более 10^4 соударений с тефлоновым покрытием, оставаясь в верхнем энергетическом состоянии.

Благодаря накопительной колбе, время взаимодействия возбужденных атомов водорода с полем резонатора увеличивается при указанных размерах колбы примерно до секунды. Увеличение времени пребывания возбужденных атомов в резонаторе повышает вероятность перехода их в нижнее состояние, таким образом возрастает отдача энергии атомным потоком полю резонатора. Это особенно важно для водородного генератора, поскольку матричный магнитный дипольный момент переходов атома водорода, равный по порядку магнетону Бора, примерно в 100 раз меньше электрического дипольного момента молекул аммиака, имеющего порядок 1 Д. А так как эффективность взаимодействия атомов и молекул с электромагнитным полем пропорциональна квадрату дипольного момента перехода, то при одинаковых условиях работы минимальное число атомов, необходимое для возникновения колебаний в водородном генераторе, должно быть в 10^4 раз больше, чем в молекулярном генераторе на пучке аммиака.

Слабое взаимодействие атомов водорода с высокочастотным магнитным полем из-за малой величины их магнитного дипольного момента переходов компенсируется в водородном генераторе существенным увеличением времени пребывания атомов водорода в резонаторе. Последнее позволяет значительно уменьшить эффективную ширину спектральной линии, связанную с ограниченностью времени взаимодействия атомов с полем. Так, ширина спектральной линии в молекулярном генераторе на аммиаке, определяемая временем пролета молекул через резонатор, составляет 3000 Гц, а в водородном генераторе она примерно равна 1 Гц. Доплеровское

уширение линии атомов водорода в накопительной колбе практически отсутствует, поскольку каждый атом долго находится в возбужденном состоянии (порядка секунды) и его скорость, усредненная за этот промежуток времени, близка к нулю. Малая ширина линии обеспечивает получение высокой относительной стабильности частоты водородного генератора.

Высокая стабильность частоты требует тщательной экранировки (см. рис. 12.6, *a*) резонатора с накопительной колбой от внешних полей. Для этого используют двух-трехслойные экраны из пермалоя 6. В резонаторе с помощью соленоида 7 создается слабое магнитное поле (10^{-3} Э), обеспечивающее выделение необходимого атомного перехода ($F=1, m_f=0$) \leftrightarrow ($F=0, m_f=0$).

Для предотвращения соударений атомов водорода с молекулами остаточного газа в объеме резонатора поддерживается высокий вакуум ($\sim 10^{-6}$ торр). Откачка газа 8 производится магниторазрядными насосами. Их достоинство заключается в отсутствии паров масла, попадание которого в накопительную колбу приводит в негодность ее поверхность.

Водородные генераторы обеспечивают стабильность частоты, достигающую $\sim 10^{-13}$ за сутки. Выходная мощность водородного генератора составляет 10^{-11} Вт.

На основе водородных генераторов создаются стандарты частоты. Приведем упрощенную структурную схему серийного стандарта частоты Ч1-46 (рис. 12.7). Принцип его работы состоит в фазовой автоподстройке частоты кварцевого генератора по частоте водород-

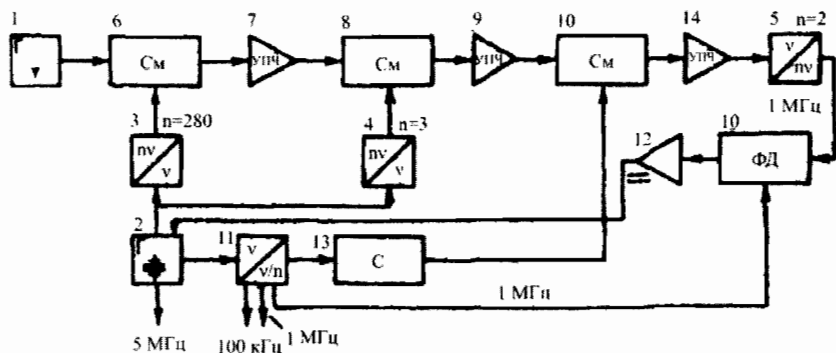


Рис. 12.7. Структурная схема стандарта частоты Ч1-46

ного генератора (1 420 405 751 Гц). Стабилизированный кварцевый генератор 2 имеет частоту 5 МГц. Сигналы водородного 1 и опорного кварцевого 2 генераторов с помощью умножителей 3–5, смесителей 6, 8, 10, усилителей промежуточной частоты 7 (20,405 МГц), 9 (5,405 МГц), 14 (500 кГц) и синтезатора частот 13 (5905757,1 Гц) преобразуются в сигнал с частотой 1 МГц. Затем этот сигнал поступает на фазовый детектор 10, на который подается опорное напряжение с частотой 1 МГц с делителя частоты 11. Сигнал ошибки с фазового детектора, прошедший через усилитель 12, подается на сервоэлемент, управляющий частотой генератора.

ГЛАВА 13

ПРИМЕНЕНИЕ ДВОЙНОГО РАДИООПТИЧЕСКОГО РЕЗОНАНСА. МАГНИТОМЕТРЫ И СТАНДАРТЫ ЧАСТОТЫ

Метод двойного радиооптического резонанса чрезвычайно удобен для исследования сверхтонкой структуры энергетических уровней основного и возбужденного состояний атомов многих элементов.

Изучение линий магнитного резонанса с помощью оптической ориентации дает возможность определять g -факторы основного и возбужденных состояний атомов, времена жизни в возбужденных состояниях, магнитные дипольные и электрические квадрупольные моменты ядер и т. д.

Исследование оптической ориентации атомов в присутствии посторонних газов позволяет изучать их влияние на ориентацию атомов, частоту переходов, ширину линий. Методом оптической ориентации определяются спин-обменные взаимодействия атомов, ядер, электронов. Оптическая ориентация атомов, кроме применений чисто научного характера, относящихся к исследованию свойств атомов и их взаимодействий, используется для решения ряда практических задач и, в первую очередь, для стабилизации частоты и измерения магнитных полей.

Измерение магнитных полей основано на использовании условия резонанса $\nu = \gamma H_0 / 2\pi$ и сводится к определению частоты перехода между магнитными подуровнями оптически ориентированных атомов. Фактически любая установка для наблюдения оптической ориентации атомов может быть применена для измерения магнитного поля. Особенно удобной для магнитометров является схема с ρ -сигналом, работающая в режиме генерации (рис. 2.39). В качестве рабочего вещества используются пары ^{87}Rb . Измеряемое магнитное поле находится по частоте генерации, определяемой частотой перехода $(F=2, m_F=2) \leftrightarrow (F=2, m_F=1)$, равной

$$\nu = \frac{g_J \mu_B H_0}{h} = 6,99 \cdot 10^5 H_0, \text{ Гц / Э.}$$

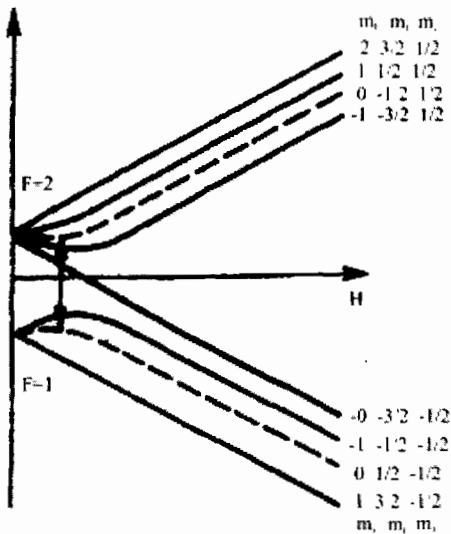


Рис. 13.1. Зависимость энергии зеемановских уровней основного состояния атомов ^{87}Rb от магнитного поля

частоты на ячейках с атомами ^{87}Rb , для которых разработан эффективный способ оптической ориентации. Работа таких стандартов основана на стабилизации частоты кварцевого генератора по узкой спектральной линии радиочастотного резонанса в оптически ориентированных атомах.

Атом ^{87}Rb имеет спин $I = 3/2$. Его основной уровень $5^2S_{1/2}$ расщеплен на два сверхтонких уровня, соответствующих $F = 2$ и $F = 1$. В магнитном поле каждый сверхтонкий уровень расщепляется на $2F + 1$ зеемановских подуровня (рис. 13.1). Для стабилизации частоты используется линия перехода $(F=2, m_F=0) \leftrightarrow (F=1, m_F=0)$. Ее частота слабо зависит от величины магнитного поля $\nu = \nu_0 + 573H^2 = 6834682613 + 573H^2$, где H выражено в эрстедах, а ν — в герцах. В поле $H = 10^{-2}$ Э при стабильности его 0,1% относительное смещение частоты перехода $\Delta\nu/\nu_0$ составит $\approx 10^{-12}$.

Блок-схема стандарта частоты с оптической ориентацией на парах ^{87}Rb приведена на рис. 13.2,а. Сигнал от стабилизируемого кварцевого генератора, пройдя через фазовый (частотный) модулятор и умножитель, возбуждает резонатор 1, внутри которого помещена

Магнитометры с оптической накачкой позволяют измерять крайне слабые поля (до 10^{-7} Э). Такие магнитометры очень компактны и надежны.

Явление оптической ориентации нашло важное практическое применение для создания стандартов частоты. В настоящее время выпускаются промышленные стандарты частоты с использованием газовых ячеек с оптической ориентацией атомов. В качестве рабочих атомов таких стандартов применяются ^{23}Na , ^{87}Rb , ^{133}Cs . Преимущественное распространение получили стандарты

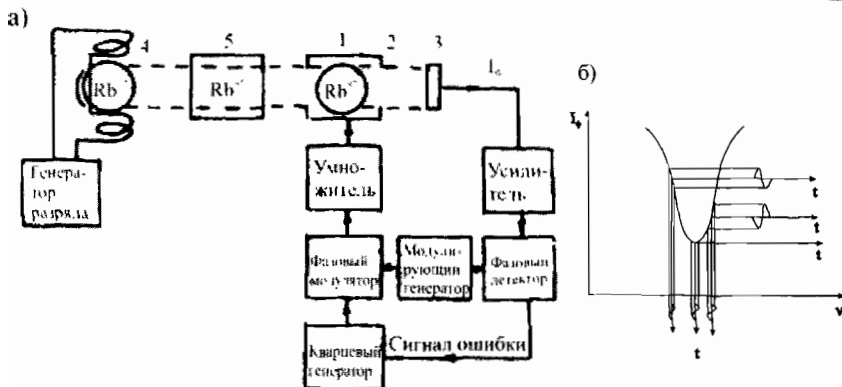


Рис. 13.2. Структурная схема рубидиевого стандарта частоты

ячейка 2 с оптически ориентируемой системой атомов ^{87}Rb . Умножитель служит для увеличения частоты стабилизируемого кварцевого генератора до значения, равного частоте рабочего перехода ($F=2, m_F=0$) \leftrightarrow ($F=1, m_F=0$) атомов ^{87}Rb . Посредством фазового (частотного) модулятора и генератора модуляции частота колебаний, возбуждаемых в резонаторе с ячейкой, периодически меняется в небольших пределах. Девияция частоты выбирается несколько меньше половины ширины спектральной линии. Под действием частотно-модулированного поля резонатора в системе оптически ориентированных атомов ^{87}Rb происходят индуцированные переходы между рабочими уровнями и на входе фотодетектора 3 получается сигнал I_ϕ , частота которого определяется генератором модуляции, а амплитуда и фаза его зависят от величины и знака расстройки умноженной частоты кварцевого генератора от центра резонансной линии (рис. 13.2, б). Этот сигнал после усиления и преобразования его фазовым детектором в сигнал ошибки поступает на сервоэлемент для подстройки кварцевого генератора под частоту резонансного перехода.

Оптическая накачка атомов ^{87}Rb рабочей ячейки 2 производится светом рубидиевой (^{87}Rb) спектральной лампы 4, пропущенным через фильтрующую ячейку 5, наполненную парами ^{85}Rb . Использование фильтрующей ячейки с ^{85}Rb позволяет выделить из спектра излучения лампы накачки только свет, соответствующий одной линии, благодаря которой осуществляется перекачка атомов ^{87}Rb с

нижнего на верхний уровень сверхтонкой структуры основного состояния через оптически возбужденное состояние.

Для пояснения процесса фильтрации одной линии воспользуемся диаграммами нижних энергетических уровней атомов ^{87}Rb и ^{85}Rb (рис. 13.3). Сверхтонкое расщепление уровней состояния $5^2P_{3/2}$ и $5^2P_{1/2}$ очень мало и лишь незначительно превышает естественную ширину линий оптических переходов с этих уровней. Переходу $5^2P_{1/2} \leftrightarrow 5^2S_{1/2}$ соответствует D_1 линия с $\lambda = 794,7$ нм, переходу $5^2P_{3/2} \leftrightarrow 5^2S_{1/2}$ D_2 — линия с $\lambda = 780$ нм.

На рис. 13.4,а схематически показано относительное положение сверхтонких компонент a', a'', A', B' линии D_1 атомов ^{87}Rb и ^{85}Rb . Сверхтонкая структура D_2 — линии аналогична. На рис. 13.4,а видно, что компонента a' , отвечающая переходу $5^2S_{1/2}, F=2 \leftrightarrow 5^2P_{1/2}$ атомов ^{87}Rb , и компонента A' , соответствующая переходу $5^2S_{1/2}, F=3 \leftrightarrow 5^2P_{1/2}$ атомов ^{85}Rb , почти перекрываются, в то время как компоненты b' и B' , обязанные оптическим переходам с нижних уровней сверхтонкой структуры основного состояния, разрешаются. Поэтому при пропускании света D_1 -линии ^{87}Rb через фильтровую ячейку с ^{85}Rb компонента a' излучения лампы поглощается в фильтре составляющей A' , а компонента B' проходит через фильтр (см. рис. 13.4,б, в, где приведен спектр D_1 -линии ^{87}Rb : б) в отсутствие фильтрации, в) при фильтрации в парах ^{85}Rb).

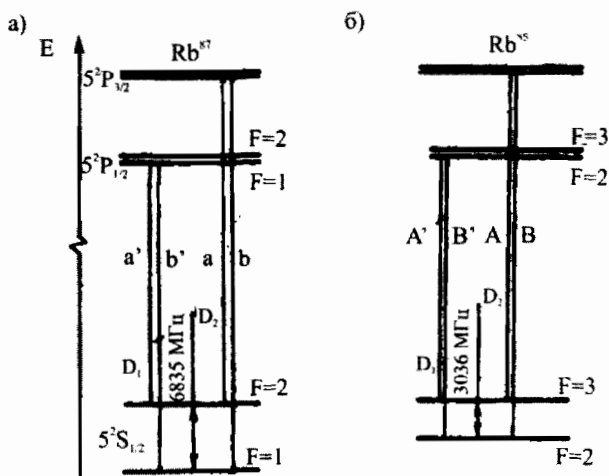


Рис. 13.3. Система нижних энергетических уровней атомов ^{87}Rb (а) и ^{85}Rb (б)

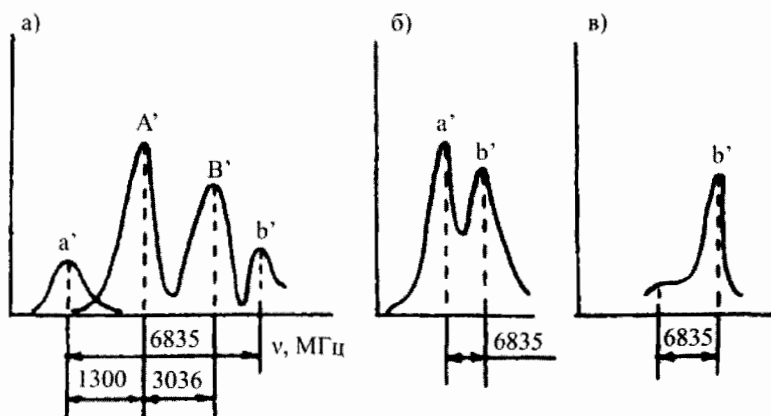


Рис. 13.4. Сверхтонкие компоненты D_1 линии атомов ^{87}Rb и ^{85}Rb

Аналогичная картина наблюдается и для сверхтонких компонент D_2 -линии.

При облучении атомов ^{87}Rb рабочей ячейки, отфильтрованных указанным способом D -светом b' и b -компонент, обеспечивается необходимая оптическая перекачка атомов с нижнего на верхний уровень сверхтонкого расщепления основного состояния. Поглощение света b и b' -компонент обуславливает переход атомов с уровня $F=1, 5^2S_{1/2}$ состояния на уровни $5^2P_{1/2}, 5^2P_{3/2}$ -состояния, откуда они благодаря спонтанным оптическим переходам попадают на рабочий уровень $F=2$ основного состояния.

Рассмотренный способ накачки весьма эффективен, поэтому в настоящее время все выпускаемые эталоны частоты на рубидиевой ячейке работают по указанной схеме.

При тщательном изготовлении ячеек, подборе давления буферного газа, температуры, интенсивности света накачки удается для перехода $(F=2, m_F=0) \leftrightarrow (F=1, m_F=0)$ атомов ^{87}Rb получить линии шириной $\Delta\nu$ всего 20 Гц, что соответствует добротности линии $Q = \nu_0 / \Delta\nu \approx 3 \cdot 10^8$. Стандарты частоты на рубидиевых ячейках позволяют получать стабильность частоты 10^{11} за сутки. Такие стандарты являются вторичными эталонами частоты и требуют первоначальной калибровки по первичному эталону. К достоинствам стандартов частоты с оптической накачкой можно отнести их малый вес, малый объем и низкую потребляемую мощность [1].