

Лекция № А-1 СВОЙСТВА ИЗЛУЧЕНИЯ

1. ШИРИНА ЛИНИИ И ФОРМА ЛИНИИ.

Ширина линии и ее форма задаются неопределенностью энергии уровней, участвующих в переходе, а также различными механизмами взаимодействия. Основные виды уширения следующие:

естественная ширина линии $\delta\nu_N$, определяемая временами жизни верхнего (τ_2) и нижнего (τ_1) уровней

$$\delta\nu_N = \frac{1}{2\pi} \left(\frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2} \right). \quad (2.31)$$

Профиль линии задается лоренцевой формой

$$f(\nu) = \frac{2}{\pi\delta\nu_N} \frac{1}{1 + 4 \left(\frac{\nu_0 - \nu}{\delta\nu_N} \right)^2}, \quad (2.32)$$

где ν — центральная частота;

для взаимодействующих атомов или молекул принципиально появляется уширение линий, обусловленное внешними полями и столкновениями;

однородное уширение линии может быть обусловлено, например, тем, что атом попадает в результате статистических колебаний (колебания решетки) в области с различными напряженностями электрического поля (поле кристалла), что приводит к изменяющемуся во времени расщеплению линии; если эти колебания происходят быстрее, чем продолжительность излучения на переходе $(\delta\nu_N)^{-1}$, то переход однородно уширен (типично для твердотельных и отчасти полупроводниковых лазеров); быстрые внутренние релаксационные процессы в молекулах приводят также к однородному уширению (типично для лазеров на красителях);

у атомов с однородно уширенной линией все атомы в одинаковой степени принимают участие в процессах поглощения или излучения (рис. 2.4);

неоднородное уширение линии обусловлено, например, тем, что в результате теплового движения атомов возникает доплеровский сдвиг частоты излучаемого света; каждая группа атомов с определенной компонентой скорости излучает определенную частоту; движение совокупности всех атомов приводит из-за различных скоростей к излучению широкой, неоднородно уширенной линии — типично для газовых лазеров; во взаимодействии с излучением частоты ν (ширина линии много меньше доплеровской ширины) участвует только часть атомов, для которой справедливо соотношение $\nu = \nu_0 + (1/2\pi)k\nu$, остальные атомы не участвуют в этом процессе взаимодействия (рис. 2.4), неоднородное доплеровское уширение описывается гауссовым профилем.

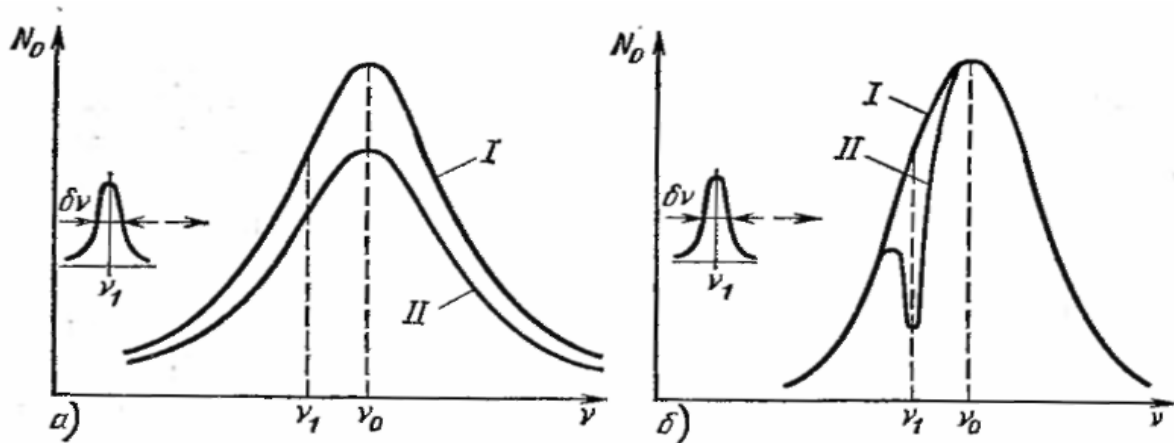


Рис. 2.4. Частотная зависимость числа атомов N_0 в основном состоянии перед поглощением (кривая I) и после поглощения (кривая II) излучения на частоте ν_1 , ширина линии $\delta\nu$:

а — при однородно уширенной линии; б — при неоднородно уширенной линии (то же самое относится к возбужденному состоянию при вынужденном излучении)

Доплеровский сдвиг частоты

$$\delta\nu_D = kv/(2\pi),$$

гауссов профиль описывается выражением

$$f(\nu) = \frac{2}{\delta\nu_D} \sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}} e^{-[2(\nu_0 - \nu)/\delta\nu_D \sqrt{\ln 2}]^2}, \quad (2.33)$$

при этом ширина линии $\delta\nu_D$ в значительной степени определяется температурой T и сортом частиц (масса m) (рис. 2.5):

$$\delta\nu_D = \frac{2\nu_0}{c} \sqrt{\frac{2kT \ln 2}{m}}. \quad (2.34)$$

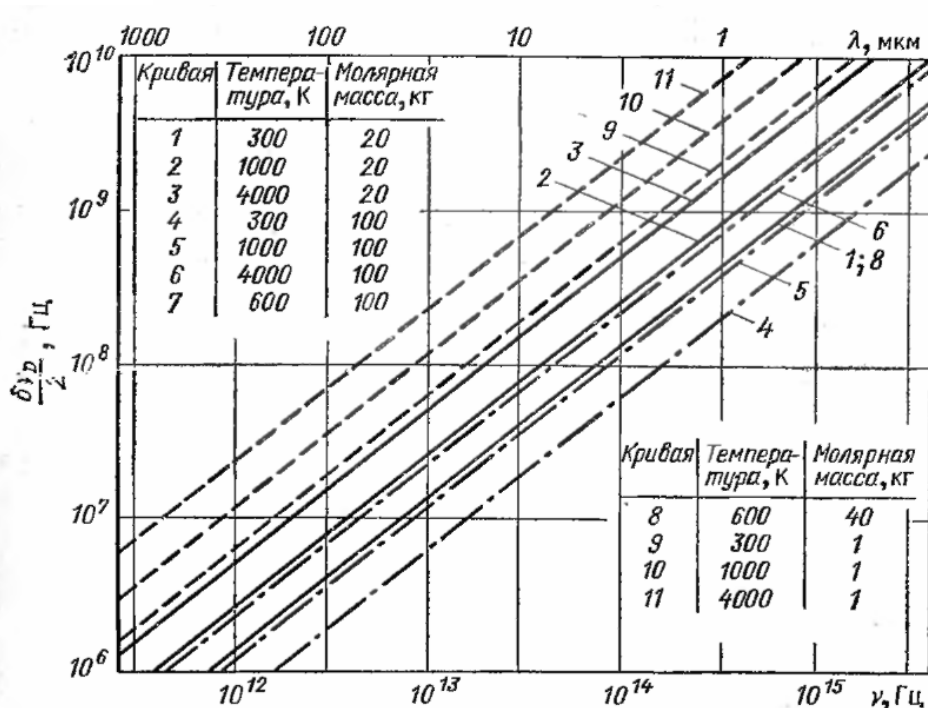


Рис. 2.5. Зависимость доплеровского уширения от частоты ν , температуры T и массы частиц активной среды

Особенности: преимущественно в газовых лазерах дополнительно возникают несколько процессов, которые могут привести к дальнейшему однородному или также неоднородному уширению линии. К ним относятся (рис. 2.6):

столкновительные процессы (столкновения между атомами или молекулами прерывают процесс излучения, соответственно изменяя фазу или время жизни возбужденного состояния, однородное уширение, обусловленное столкновениями)

$$\delta\nu_S = \beta p_G, \quad (2.35)$$

Где β — ширина линии/давление;

аксиальный дрейф ионов приводит к двум перекрывающимся доплеровским профилям (неоднородное уширение). Часто применяемый способ обозначения:

продольное время релаксации — время жизни возбужденного состояния;

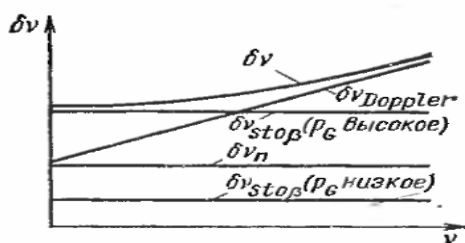


Рис. 2.6. Качественная зависимость ширины линии $\delta\nu$ от частоты ν для различных механизмов уширения

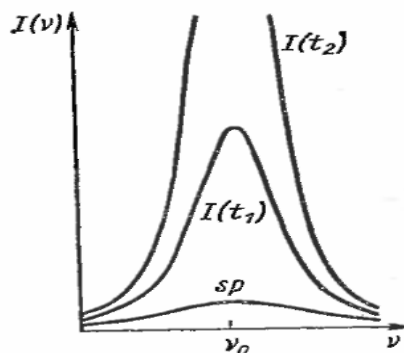


Рис. 2.7. Интенсивность линии в зависимости от частоты (центральная частота ν_0) для спонтанного излучения (sp) и преобладающего вынужденного излучения (инверсия населенностей) для двух различных интенсивностей $I(t_2) > I(t_1)$

поперечное время релаксации — обратная однородная ширина линии.

Определяемые активной средой спектральные распределения (однородные и неоднородные ширины линий) в значительной степени изменяются в процессе генерации лазера, в частности происходит сужение спектра генерируемого излучения. Это сужение спектра обусловлено влиянием вынужденного излучения, процессами конкуренции мод, свойствами резонатора

Поскольку интенсивность испускаемого вынужденного излучения пропорциональна интенсивности (числу фотонов) падающего излучения, то в центре линии она растет (относительно) сильнее и происходит сужение спектра лазерного излучения (рис. 2.7).

Поскольку частотный интервал между собственными колебаниями (продольными модами) резонатора $c/2L$ (в общем случае составляет 50—103 МГц) меньше, чем (однородная или неоднородная) ширина атомной линии, то в лазере возбуждается большое число собственных колебаний. Тогда ширина генерируемой лазерной линии зависит от возможности сосуществования разных типов собственных колебаний, которое осуществляется в том случае, если собственные колебания получают энергию от разных атомов, а не от одинаковых, как это имеет место в случае однородной линии.

Механизмы, которые обуславливают сосуществование собственных мод резонатора, таковы:

спонтанное излучение; неоднородное уширение линии;
 пространственная зависимость поля излучения в стоячих волнах;
 пространственная неоднородность лазерной активной среды.

Лазеры, в которых в значительной степени устраняются эти эффекты (кроме неизбежного спонтанного излучения, принципиально определяющего возможную минимальную ширину линии), дают—без специальных частотно-селективных элементов — минимальные ширины линий. Наиболее оптимальный случай: активная среда с идеально однородно уширенной линией внутри кольцевого резонатора.

В противном случае в зависимости от действия механизмов сосуществования получают ширины линий в широкой спектральной области.

Особенности газового лазера: лэмбовский провал. Вследствие движения активных атомов имеется доплеровский сдвиг частоты и линия оказывается неоднородно уширенной. Волна, распространяющаяся влево или вправо в резонаторе, находится в резонансе с атомами, движущимися со скоростью v , при этом справедливо соотношение

$$v = v_0 \pm kv/(2\pi). \quad (2.36)_I$$

На этих частотах под воздействием поля излучения селективно снижается инверсная заселенность (как на частоте ν_i на рис. 2.4). На кривой распределения симметрично относительно ν_0 получаются две «дырки», что обычно обозначается как hole burning (образование дырок). Величина эффекта определяется однородной шириной линии и интенсивностью.

Если происходит наложение дырок, то в этой области инверсная заселенность уменьшается сильнее. Этот эффект максимально проявляется для $v=v_0$, интенсивность излучения имеет на частоте $\nu=v_0$ минимум, обозначаемый как «лэмбовский провал». Это свойство в настоящее время часто используется для стабилизации частоты лазеров (см. разд. 2.10.3).

2. СВОЙСТВА ИЗЛУЧЕНИЯ ИДЕАЛЬНОГО ЛАЗЕРА

В идеальном лазере возбуждается только одна мода. Свойства излучения характеризуются шириной линии (длиной когерентности) и флуктуациями интенсивности лазерного излучения.

Ширина линии $\delta\nu$ определяется флуктуациями фазы спонтанного излучения и добротностью резонатора, характеризуемой шириной пика собственной частоты $|\delta\nu_R|$:

$$\delta\nu = (\pi h \nu / P) \delta\nu_R^2, \quad (2.37)$$

где P — выходная мощность лазера.

Тем самым определяется (максимальная) длина когерентности:

$$l_K = c/(2\delta\nu). \quad (2.38)$$

Пример. Для He-Ne-лазера получают $\delta\nu \approx 1$ Гц, тем самым длина когерентности $l_K \approx 1.5 \cdot 10^5$ км.

Если поперечное сечение лазерного пучка рассматриваемого собственного колебания составляет A_K , то объем когерентности равен:

$$V_K = A_K I_K. \quad (2.39)$$

В пределах объема когерентности значения напряженности поля скорректированы, поле излучения в хорошем приближении можно описывать волной с постоянной фазой и амплитудой.

Параметр вырождения излучения δ равен среднему числу фотонов в объеме когерентности

$$\left. \begin{aligned} \delta \ll 1 (\leq 10^{-3}) \text{ для обычных источников света;} \\ \delta \gg 1 (\approx 10^{13}) \text{ для лазера.} \end{aligned} \right\} \quad (2.40)$$

Для излучения черного тела параметр вырождения δ , равный

$$\delta = (e^{h\nu/kT} - 1)^{-1}, \quad (2.41)$$

соответствует максимальному значению обычного источника света.

Малая ширина линии лазера способствует тому, что большая часть накопленной в активной среде энергии излучается в узком спектральном диапазоне. Это объясняет монохроматичность лазерного излучения и высокую спектральную плотность энергии.

Эти свойства количественно отличаются от подобных свойств обычного источника света.

Качественное, более принципиальное различие обнаруживается во флуктуациях интенсивности излучения. Эти (флуктуации интенсивности определяются не средним числом фотонов $\bar{n} (= \delta)$, а распределением вероятности $p(n)$, которая дает вероятность того, что при измерении регистрируется n фотонов (при среднем числе фотонов \bar{n}).

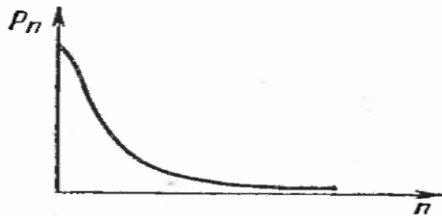


Рис. 2.8. Распределение Бозе—Эйнштейна (p_n — вероятность; n — измеренные фотоны)

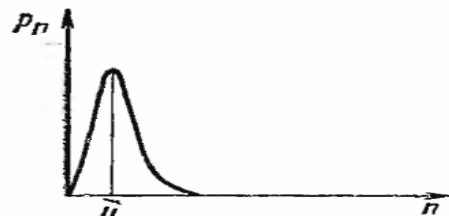


Рис. 2.9. Распределение Пуассона для среднего числа фотонов \bar{n}

Для теплового (естественного) света справедливо распределение Бозе—Эйнштейна (рис. 2.8)

$$p(n) = \frac{1}{(1 + \bar{n}) \left(1 + \frac{1}{\bar{n}}\right)^n}, \quad (2.42)$$

для лазерного излучения имеет место распределение Пуассона (рис. 2.9)

$$p(n) = (\bar{n}^n / n!) e^{-\bar{n}}. \quad (2.43)$$

Стабильность амплитуды характеризуется средним квадратом флуктуации числа

$$(\Delta n^2) = \overline{(n - \bar{n})^2}; \quad (2.44)$$

$$\text{фотонов} \quad (\Delta n^2) = \bar{n} + \bar{n}^2 \quad (2.45)$$

для теплового излучения (относительные флуктуации интенсивности имеют такой же порядок, как и сама интенсивность излучения) и

$$(\Delta n^2) = \bar{n} \quad (2.46)$$

для лазерного излучения (относительные флуктуации уменьшаются с ростом интенсивности, достигается значительная стабильность амплитуды).

Напряженность электрического поля излучения, распределение фотонов которого задается распределением Пуассона, можно описывать классической синусоидальной волной (состояние Глаубера для поля излучения)

3. СИНХРОНИЗАЦИЯ МОД (MODE LOCKING).

Генерация лазера происходит вообще на многих модах (M), что определяет его спектральные характеристики, а также интенсивность излучения. Суммарная напряженность электрического поля излучения равна:

$$E(t) = \sum_i E_i(t) = E_0 \sum_i e^{i(\omega_i t + \varphi_i)}, \quad i = 1, 2, 3, \dots, M, \quad (2.47)$$

и суммарная интенсивность излучения

$$I = \sum_{i,i'} E_i^*(t) E_{i'}(t) = \sum_i I_i(t) = M I_i(t) \quad (2.48)$$

при статистических случайных фазах φ_i между полями мод. В зависимости от продолжительности накачки получается импульсное или непрерывное излучение с сильными колебаниями амплитуды.

Синхронизация фаз. Все собственные колебания имеют одинаковую фазу φ (независимо от i). Тогда для суммарной интенсивности (импульсное излучение) имеем

$$I = |E_0|^2 \frac{\sin^2(M(\pi \Delta \nu t))}{\sin^2(\pi \Delta \nu t)}, \quad (2.49)$$

где $\Delta \nu$ — частотный интервал между модами, а максимальная интенсивность $I_{max} = I_i M^2$.

Следует отметить, что интенсивность I_{max} лазерного излучения больше в M раз по сравнению со случаем статистически распределенных фаз между модами. Длительность импульса

$$\Delta t = 1/(\Delta \nu M). \quad (2.50)$$

Отсюда следует возможность получения импульса лазерного излучения. Необходимая синхронизация фаз возможна различными способами, см. разд. 2.10.2.

Лекция № А-2
Типы накачки и оптических резонаторов

1. СОЗДАНИЕ ИНВЕРСНОЙ ЗАСЕЛЕННОСТИ

Инверсная заселенность для двух энергетических состояний (2) и (1) (рис. 2.10) существует в том случае, если число атомов в энергетически более высоком состоянии (2) больше, чем число атомов в более низком состоянии (1).

Без внешнего воздействия на атомную или молекулярную систему, например, за счет поля излучения или столкновений всегда сильнее заселено более низкое состояние (1) и распределение атомов или молекул по возбужденным состояниям описывается формулой Больцмана (см. рис. 2.1).

Инверсия заселенностей легче достигается в следующих случаях:
при большом времени жизни верхнего уровня (2) (метастабильный уровень);

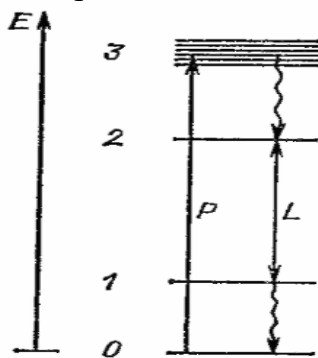


Рис. 2.10. Принципиальная схема энергетических уровней для лазерного процесса (L — лазерный переход; P — возбуждение накачкой)

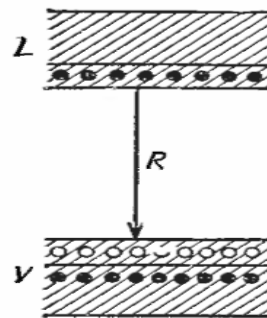


Рис. 2.11. Схема энергетических уровней для $p-n$ -перехода: L — зона проводимости; V — валентная зона; R — рекомбинационное излучение; ● — электроны; ○ — дырки

при малом времени жизни нижнего уровня (1);
при большой вероятности перехода $0 \rightarrow 3$,
при быстром переходе $3 \rightarrow 2$.

Большое число атомов и молекул имеют схему энергетических уровней, удовлетворяющую этим требованиям.

Процесс создания инверсии заселенностей, часто называемый термином накачка, протекает различными способами и в значительной степени характеризует различные типы лазеров.

Инверсия заселенностей образуется с помощью: оптической накачки, возбуждения электронным ударом, электрического тока через $p-n$ -переход и химической накачки.

Оптическая накачка. Возбуждение верхнего уровня (3) происходит путем поглощения оптического излучения, которое соответствует переходу $0 \rightarrow 3$ (типично для твердотельных лазеров и лазеров на красителях). В качестве источников накачки применяются мощные импульсные лампы (преимущественно для твердотельных лазеров) и лазеры (например, аргоновый ионный лазер, преимущественно для лазеров на красителях).

Выбор источников накачки происходит с учетом необходимой мощности накачки (выполнение порогового условия) и спектрального распределения.

Принципиально необходимо, чтобы преобладающая спектральная доля

интенсивности соответствовала более высокой частоте по сравнению с частотой лазерного перехода $2 \rightarrow 1$ и имела максимум в области перехода $0 \rightarrow 3$. Для передачи энергии излучения накачки активной среде применяются различные устройства, определяемые типом лазера (см. разд. 2.5 и 2.8)

Ударное возбуждение (в газовом разряде). Возбуждение верхнего уровня (3) в электрическом разряде происходит непосредственно путем столкновений первого рода с электронами (эффективное поперечное сечение $\sigma_w \approx 10^{-14} \div 10^{-16} \text{ см}^2$) или передачи энергии за счет столкновений второго рода (эффективное поперечное сечение $\sigma_{w2} = 10^{-16} \div 10^{-18} \text{ см}^2$). Большие сечения столкновений второго рода имеют место, если для разности энергии ΔE между возбужденным состоянием атома А и возбуждаемым состоянием атома В в процессе $A^* + B \rightarrow A + B^* \pm \Delta E$ выполняется условие $\Delta E \ll kT$.

Пример. Для $\Delta E \approx 10^{-1} \text{ эВ}$ $\sigma_{w2}(A \rightarrow B)$ уменьшается до 10^{-20} см^2 .

Типичный процесс возбуждения для газовых лазеров связан со столкновениями второго рода. Столкновения второго рода являются доминирующим процессом в He-Ne-лазере. Электрический разряд может быть:

самостоятельным разрядом, в котором носители электрического тока (электроны, ионы) сами образуются в разряде (наиболее частая форма разряда в газовых лазерах),

несамостоятельным разрядом, в котором ионизация происходит при внешнем воздействии (например, путем бомбардировки быстрыми электронами или фотоионизации с помощью УФ-излучения, используется главным образом для возбуждения импульсных мощных газовых лазеров).

Самостоятельный газовый разряд, непрерывный или импульсный, имеет постоянное направление тока.

Плотность тока J : $10^{-3} \text{ А/см}^2 < J < 1 \text{ А/см}^2$ у тлеющих разрядов, $1 \text{ А/см}^2 < J < 10^3 \text{ А/см}^2$ у дуговых иазоядов. Давление газа p_G : $1 \text{ Па} < p_G < 10^4 \text{ Па}$ у разрядов, низкого давления, $10^4 \text{ Па} < p_G < 10^6 \text{ Па}$ у разрядов высокого давления.

Прохождение тока в р—и-переходе. Типичным способом возбуждения полупроводникового лазера является протекание тока в р—η-переходе. В этом случае полупроводниковый лазер называется полупроводниковым инжекционным лазером, поскольку его накачка происходит за счет «инъекции» носителей заряда.

Инверсия заселенностей в р—η-переходе существует тогда, когда число пар — электронов в зоне проводимости и дырок (отсутствующие электроны) в валентной зоне — больше, чем число пар — электронов I в валентной зоне и дырок в зоне проводимости — с одинаковым энергетическим интервалом в паре (рис. 2.11).

Это достигается путем приложения напряжения таким образом, что электроны η-области (легированной донорами электронов), как и дырки р-области (легированной акцепторами электронов) движутся к р—η-переходу. При достаточно высоком легировании достигается инверсия заселенностей. Излучение происходит в виде рекомбинационного излучения (электрон-дырка).

Необходимое легирование (для GaAs): концентрация электронов $N_n > 3,8 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$; концентрация дырок $N_p > 1,2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$; применяемое напряжение 6—10 В; плотности токов (в зависимости от типа полупроводника, охлаждения, режима работы) $100 \text{—} 10^5 \text{ А/см}^2$.

Химическая накачка. Особой формой возбуждения для специальных газовых лазеров является химическая накачка. В определенных химических (экзотермических) реакциях энергия реакции частично приводит к возбуждению одного из реагентов реакции. Наряду с электронными переходами возбуждаются колебательные и

вращательные уровни молекул. В рассмотрение следует включить следующие процессы: фотодиссоциации $AB + h\nu \rightarrow A^* + B$;

Пример: $\text{CH}_3\text{I} + h\nu \rightarrow \text{CH}_3 + \text{I}^*$ (йодный лазер); экзотермические реакции обмена $A + BC \rightarrow AB^* + C$. Примеры: $\text{F} + \text{H}_2 \rightarrow \text{HF}^* + \text{H}$ (HF-лазер); $\text{SO} + \text{CS} \rightarrow \text{CO}^* + \text{S}_2$;

рекомбинационное возбуждение $A + B + M \rightarrow AB^* + M$ преимущественно приводит к возбуждению электронных состояний (M обозначает партнера по столкновению, третья теллЛ: Примеры: $\text{N} + \text{N} + \text{M} \rightarrow \text{N}_2^* + \text{M}$; $\text{N} + \text{O} + \text{M} \rightarrow \text{NO}^* + \text{M}$.

Химические реакции инициируются с помощью пламени или путем возбуждения импульсной лампы. Создание инверсии заселенностей посредством химической накачки, не говоря о специальных применениях, не имеет особого значения по сравнению с другими названными способами. Аналогичное замечание еще в большей степени относится к методу, на который следовало бы сослаться из исторических соображений. Этим методом впервые была создана инверсия заселенностей (в СВЧ-диапазоне). Речь идет о пространственном разделении возбужденных и невозбужденных молекул. Во внешнем электрическом поле индуцируется различный для верхнего и нижнего уровней дипольный момент, что приводит в неоднородном электрическом поле к различному отклонению и тем самым к разделению возбужденных и невозбужденных молекул. Этот способ применяется для молекул NH_3 , $\nu = 23,87$ ГГц.

В резонатор попадают только возбужденные молекулы, которые приводят к спонтанному, а затем и к вынужденному излучению. Это был первый мазер.

2. ОПТИЧЕСКИЕ РЕЗОНАТОРЫ

Обратная связь для поля, усиленного в процессе вынужденного излучения достигается с помощью подходящей резонансной структуры. Благодаря такой резонансной структуре выделяется только относительно немного собственных колебаний. Усиление для этих собственных колебаний достаточно, чтобы компенсировать потери, так что возникает генерация излучения (пороговое условие, см разд. 2.4).

Собственные колебания резонатора характеризуются частотой, направлением распространения и поляризацией, так что типичные свойства излучения, как, например, спектральная плотность энергии, монохроматичность и расходимость, определяются селективными свойствами резонатора. Физическое представление об обратной связи или выделении собственных колебаний, часто обозначаемых как моды, можно охарактеризовать следующим образом:

в фотонном представлении испускаемые за счет спонтанного излучения фотоны попадают при определенном направлении распространения на зеркало, отражаются и проходят через активную среду, что может привести к вынужденному излучению, снова отражаются от второго зеркала и т. д., т. е. возникает обратная связь (рис. 2.12);

в волновом представлении (необходимо для более детального понимания) в качестве граничного условия в теории Максвелла входит равенство нулю напряженности электрического поля на (идеально) отражающих поверхностях; тем самым для электромагнитного поля

Рис. 2.12. Схема лазерного плоскопараллельного резонатора (резонатора Фабри-Перо) (S_1 , S_2 — зеркала; M — активная среда)

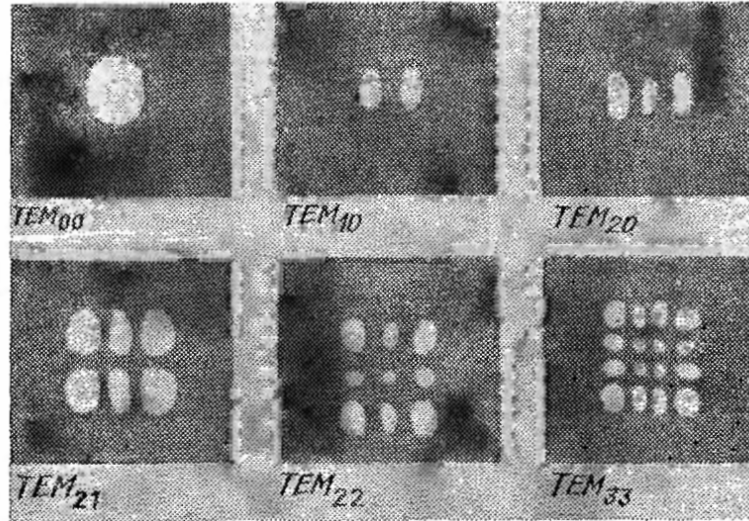
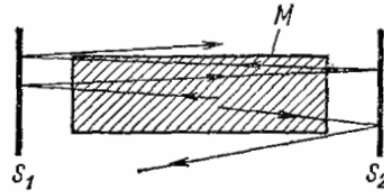


Рис. 2.13. Распределение интенсивности для мод TEM_{mn} в лазерном резонаторе [1]

в пространстве между двумя зеркалами возможны только совершенно определенные распределения — собственные колебания.

В соответствии с теорией резонаторов в СВЧ-диапазоне моды соответствуют поперечным электромагнитным колебаниям (ТЕМ) и упорядочиваются по числу нулей mn в плоскости, перпендикулярной направлению распространения излучения (рис. 2.13). Примеры: TEM_{00} — нет нулей; TEM_{01} — один ноль в направлении y ; TEM_{22} — два нуля в направлении y и два в направлении x .

Потери на излучение зависят не только от модовой структуры, но также от геометрии резонатора и характеризуются числом Френеля

$$N = a^2 / (4\lambda L), \quad (2.51)$$

где a — диаметр плоского зеркала; L — длина резонатора.

Резонаторы, которые должны выделять только несколько собственных колебаний, в общем имеют размеры порядка длины волны.

Пример. Закрытый со всех сторон проводящими стенками ящик размерами несколько сантиметров в СВЧ-диапазоне имеет спектр собственных колебаний

$$\nu_{mnq} = \frac{c}{2} \sqrt{\left(\frac{m}{b}\right)^2 + \left(\frac{n}{b}\right)^2 + \left(\frac{q}{L}\right)^2},$$

где L — длина резонатора; b^2 — площадь поперечного сечения; m, n, q — целые числа b^2

Замкнутый резонатор. Особенность оптических резонаторов заключается в том, что их размеры (до 200 м) много больше длины волны (область мкм).

Резонаторы образуются с помощью двух противостоящих отражающих слоев (зеркал), боковое ограничение отсутствует. Открытые резонаторы — см. рис. 2.12.

Пример. Для плоского (квадратного) зеркала приближенно получаем для спектра

собственных колебаний

$$\nu_{mnq} = \frac{cq}{2L} \left[1 + \frac{1}{2} \left(\frac{mL}{qb} \right)^2 + \frac{1}{2} \left(\frac{nL}{qb} \right)^2 \right],$$

где m, n, q -----

Для $L=10$ см и $\lambda=1$ мкм имеем $q=2 \cdot 10^5$, а для $n=m=0$ получается частотный интервал между соседними модами $\Delta\nu=c/(2L)=1,5$ ГГц.

Конфигурации оптических резонаторов могут быть разными. Следует различать следующие типы резонаторов:

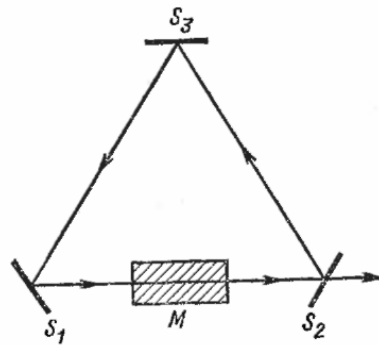


Рис. 2.14. Кольцевой резонатор (S_1 — S_3 — зеркала; S_2 — выходное зеркало; M — активная среда)

резонаторы с плоскими или концентрическими зеркалами
устойчивые резонаторы;
неустойчивые резонаторы.

Электромагнитное излучение имеет характер стоячей волны в резонаторах типа Фабри-Перо и бегущей волны в кольцевых резонаторах (рис. 2.14).

Лекция № А-3
Активное усиление в резонансных системах

1. РЕЗОНАТОР С ПЛОСКИМИ КРУГЛЫМИ ЗЕРКАЛАМИ

Этот оптический резонатор состоит из двух плоских круглых, бесконечно протяженных зеркал, которые установлены друг против друга, а их нормали к поверхностям ориентированы параллельно оптической оси (резонатор Фабри-Перо). Плоская электромагнитная волна (начальные амплитуды u_1, u_2) распространяется между обоими зеркалами, причем при каждом отражении остается доля R_1 на левом и R_2 на правом зеркале (рис. 2.15).

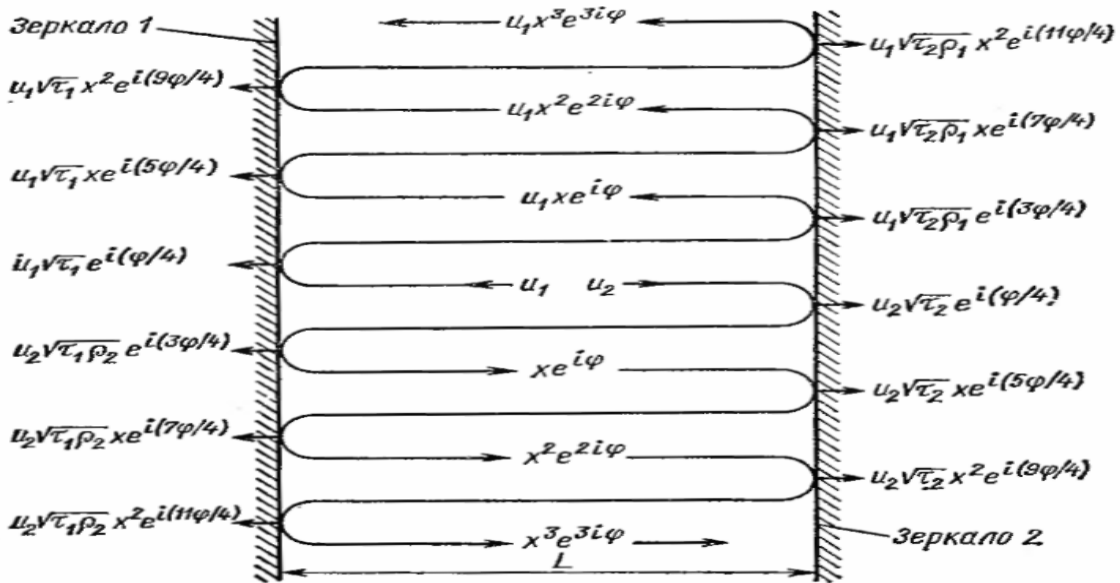


Рис. 2.15. Амплитуды и фазы электромагнитной волны между двумя отражающими слоями ($\varphi = 4\pi L/\lambda$, $x = \sqrt{R_1 R_2}$, $\rho_i = R_i$, $\tau_i = 1 - R_i$ для $i = 1$ и 2)

Для интенсивности излучения внутри резонатора имеем

$$I = I_0 \frac{1}{1 + F \sin^2 \frac{2\pi}{c} \nu L}, \quad \text{где } F = \frac{4 \sqrt{R_1 R_2}}{(1 - \sqrt{R_1 R_2})^2}. \quad (2.52)$$

Интенсивность становится максимальной для частоты

$$\nu = cq / (2L) \equiv \nu_{00q}$$

(определение аксиальных собственных колебаний с целыми числами q).

Для бесконечно протяженного зеркала также возможно распространение излучения под углом ϑ_m к оптической оси. Для соответствующих собственных колебаний имеем

$$\nu_{m0q} = \frac{qc}{2L \cos \vartheta_m}, \quad \text{где } \nu_m = \sqrt{m \frac{\lambda}{L}}. \quad (2.54)$$

Частотный интервал между двумя соседними модами равен-

$$\Delta\nu = c/(2L) \quad (2.55)$$

(в большинстве случаев $\Delta\nu$ много меньше ширины линии лазерного перехода), в то время как ширина $\delta\nu$ собственного колебания определяется добротностью Q резонатора

$$\delta\nu/\nu = \delta\lambda/\lambda = 1/Q; \quad (2.56)$$

$$Q = 2\pi L/(\lambda\kappa_{\text{tot}}). \quad (2.57)$$

Суммарные потери κ_{tot} резонатора определяются: потерями на зеркалах 1 и 2 (κ_{A1}, κ_{A2})

$$\kappa_{A1} = \frac{1}{4} (1 - R_1) (1 + R_2); \quad (2.58)$$

$$\kappa_{A2} = \frac{1}{4} (1 - R_2) (1 + R_1); \quad (2.59)$$

$$\kappa_A = \kappa_{A1} + \kappa_{A2} = \frac{1}{2} (1 - R_1 R_2); \quad (2.60)$$

дифракционными потерями κ_B (зависят от числа Френеля N и типа собственного колебания), для $N \gg 1$ имеем

$$\kappa_B = \frac{1}{4N^{3/2}} + \vartheta_m \frac{L}{2a}, \quad (2.61)$$

число Френеля $N = a^2/(\lambda L)$; a — радиус наименьшего зеркала;

потерями, обусловленными неточностью юстировки κ_G при наклоне на угол β (в радианах) относительно нормали к оси резонатора, которые приближенно определяются соотношением

$$\kappa_G = \sqrt{L\beta/(4a)}; \quad (2.62)$$

потерями на рассеяние и поглощение κ_W ; эти потери зависят от оптического качества лазерного вещества и зеркал, для оценки этих потерь нет пригодной формулы.

Суммарные потери

$$\kappa_{\text{tot}} = \kappa_A + \kappa_B + \kappa_G + \kappa_W \quad (2.63)$$

определяют ширину линии собственных колебаний (рис. 2.16).

Длина L резонатора определяет интервал между собственными частотами. Изменения длины по порядку величины на $\Delta L = (L/\pi)\kappa_{\text{tot}}$ приводят к сдвигу частоты на $\Delta\nu$. Чтобы потери, обусловленные неточностями юстировки, были достаточно малыми, необходимо выполнить условие

$$\beta \ll \left(8a/L \sqrt{F} \right).$$

Более точное рассмотрение резонатора с плоскими круглыми зеркалами дает распределение амплитуд на зеркалах для различных собственных колебаний (рис. 2.17).

Для резонансных частот для $N \gg 1$ в общем случае имеем

$$\nu_{mnq} = \frac{c}{2L} q + \frac{cL}{4\pi a^2 q} \mu_{mn}^2 \quad (2.64)$$

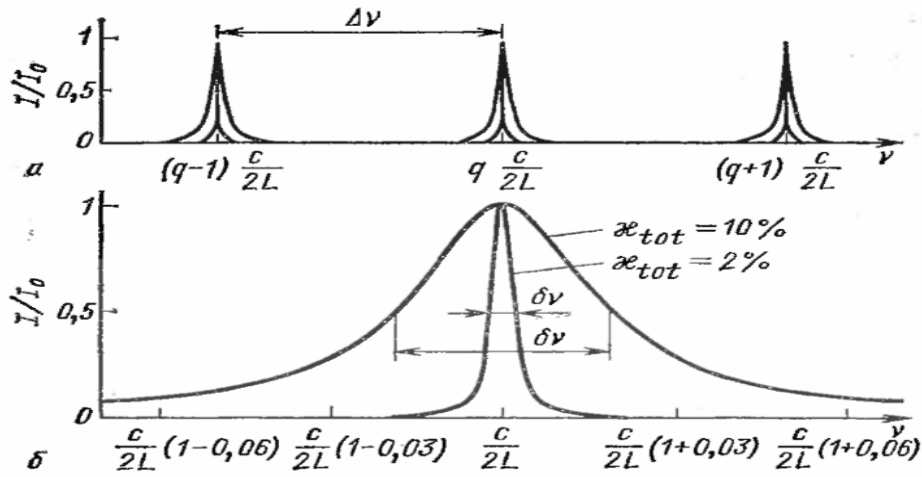


Рис. 2.16. Ширина линий для различных суммарных потерь в резонаторе: а — интервал между линиями; б — форма линии

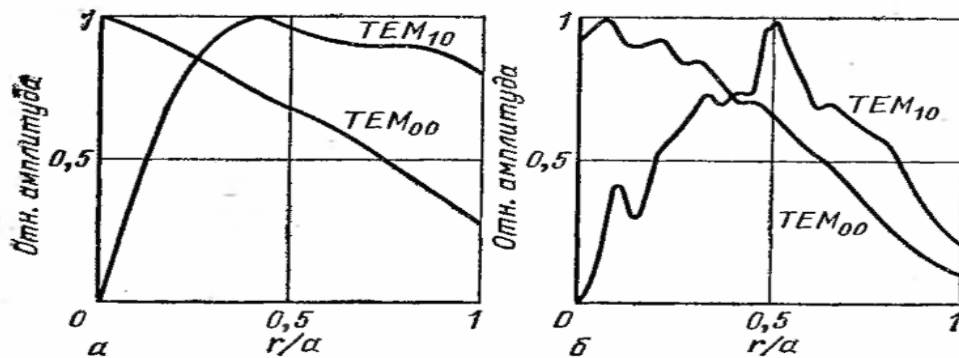


Рис. 2.17. Распределение амплитуд на зеркалах для мод TEM_{00} и TEM_{10} : а — $N=1$; б — $N=10$

μ_{mn} обозначает $.(n+1)_-$ — нуль функции Бесселя J_m , в то время как дифракционные потери определяются выражением [2.4]

$$\kappa_B = 16\mu_{mn} \frac{\delta(M+\delta)}{[(M+\delta)^2 + \delta^2]^2}, \quad \delta = 0,824, \quad M = \sqrt{8\pi N} \quad (2.65)$$

(рис. 2.18).

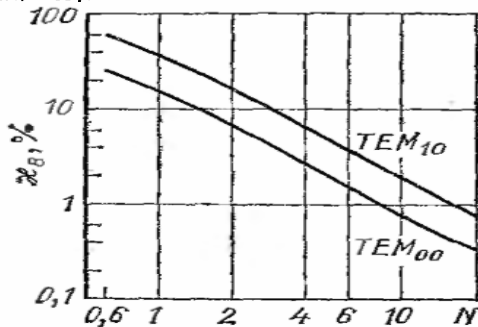


Рис. 2.18. Дифракционные потери как функция от числа Френеля для мод TEM_{00} и TEM_{10}

2. УСТОЙЧИВЫЕ РЕЗОНАТОРЫ С КРУГЛЫМИ ЗЕРКАЛАМИ

Тип резонатора и его свойства определяются параметрами (рис. 2.19)

$$g_1 = 1 - (L/\rho_1); \quad N_1 = a_1^2/(\lambda L); \quad (2.66)$$

$$g_2 = 1 - (L/\rho_2); \quad N_2 = a_2^2/(\lambda L), \quad (2.67)$$

где a_1, a_2 — радиусы зеркал, ρ_1, ρ_2 — радиусы кривизны зеркал (рис. 2.20).

Тогда имеем:

$g_1 = g_2 = 1$ — устойчивый резонатор с плоскими зеркалами;

$\bar{g}_1 = \bar{g}_2 = 0$ — устойчивый конфокальный резонатор с двумя одинаковыми вогнутыми зеркалами;

$g_1 = g_2 = -1$ — устойчивый концентрический резонатор с двумя одинаковыми вогнутыми зеркалами, по структуре соответствует случаю

$$g_1 = g_2 = 1.$$

и того, справедливы условия:

$0 < g_1 g_2 < 1$ [устойчивый резонатор, для случая $N_i > 50$ ($i=1, 2$) такой резонатор можно рассматривать в приближении геометрической оптики, дифракционные потери приобретают (с уменьшением $N_i < 50$) возрастающее значение и определяют свойства резонатора];

$1 - g_1 g_2 < 0$ (неустойчивый резонатор, электромагнитная волна уже после нескольких отражений расходится и больше не попадает на зеркало).

Следует избегать использования резонаторов с $g_1 g_2 = 0$ или $g_1 g_2 = 1$, поскольку разъюстировка легко приводит в неустойчивую область. Хорошую стабильность по отношению к разъюстировке имеют резонаторы с $g_1 g_2 = 1/2$.

1	2	g_1	g_2	ρ_1/L	ρ_2/L	
		1	1	∞	∞	Плоскопараллельный резонатор
		0	0	1	1	Конфокальный резонатор
		0	1	1	∞	Полуконцентрический резонатор
		-1	1	1/2	1/2	Концентрический резонатор
		-1	0	1/2	1	
		1/2	1	2	∞	Полуконфокальный резонатор
		1/4	2	4/3	-1	
		-1/2	-1	2/3	1/2	
		-1/4	-2	4/5	1/3	

Рис. 2.19. Определение различных конфигураций резонаторов

Два устойчивых резонатора совпадают по своим свойствам, если выполнены

следующие соотношения (верхний индекс относится к резонатору 1 или 2):

$$\frac{a_1^{(1)} a_2^{(1)}}{\lambda^{(1)} L^{(1)}} = \frac{a_1^{(2)} a_2^{(2)}}{\lambda^{(2)} L^{(2)}} ; \quad (2.68)$$

$$g_1^{(1)} \frac{a_1^{(1)}}{a_2^{(1)}} = g_1^{(2)} \frac{a_1^{(2)}}{a_2^{(2)}} ; \quad (2.69)$$

$$g_2^{(1)} \frac{a_2^{(1)}}{a_1^{(1)}} = g_2^{(2)} \frac{a_2^{(2)}}{a_1^{(2)}} . \quad (2.70)$$

Резонаторы выбирают с учетом свойств лазерной активной среды, особенно принимая во внимание допустимые потери, диаметр, при этом должно выполняться соотношение $a_L = (1,5 \div 2) \bar{W}$, причем A обозначает радиус активной среды, \bar{W} — радиус, при котором интенсивность ТЕМ₀₀-моды спадает в e^2 раз.

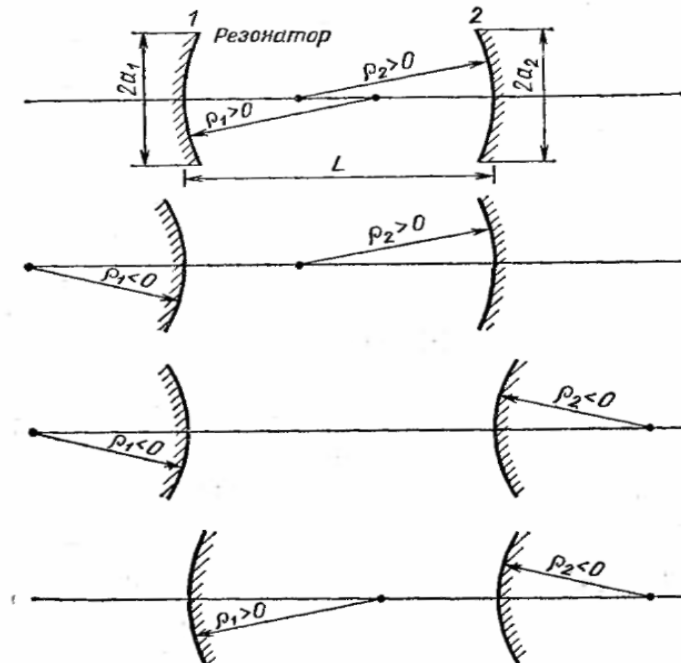


Рис. 2.20. Определение знака радиусов кривизны зеркал

Определение числа Френеля.

Число Френеля определяется через a_L для случая $a_L \approx W$, а для случая $a_L \gg W$ и $a \approx a_F$, где a_F обозначает радиус лазерного пучка на зеркалах, и a_F для случая $a_L \gg W$ и $a \gg a_F$.

Важными конфигурациями резонаторов рассматриваемого типа являются

$$N < 50; \quad g_1 = g_2 = 0.$$

Конфокальный устойчивый резонатор, свойства которого главным образом определяются дифракцией (рис. 2.21 и 2.22). Для резонансных частот имеем

$$v_{mnq} = \frac{c}{2L} \left(q + 1 + \frac{2n + m + 1}{2} \right). \quad (2.71)$$

Для дифракционных потерь в общем случае для числа Френеля $N \gg 1$ действительно соотношение

$$\kappa_B = \frac{4\pi (8\pi N)^{2n+m+1}}{n! (m+n+1)!} e^{-4\pi N}. \quad (2.72)$$

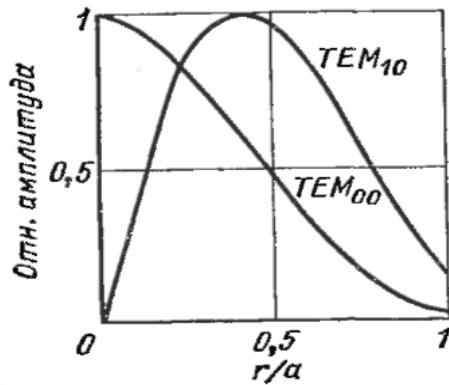


Рис. 2.21. Распределение относительной амплитуды на зеркале для мод TEM_{00} и TEM_{10} у конфокального резонатора ($N=1$) [5]

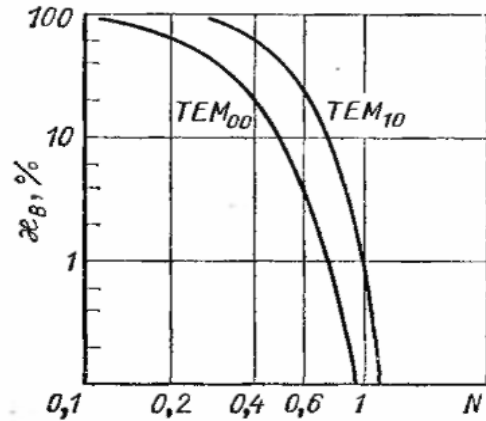


Рис. 2.22. Дифракционные потери для мод TEM_{00} и TEM_{10} как функция от числа Френеля N для конфокального резонатора [5]

Шейка (наименьшее поперечное сечение) пучка лежит в середине резонатора и имеет радиус

$$\bar{W}_r = \left(1/\sqrt{2} \right) \sqrt{\lambda L/\pi}. \quad (2.73)$$

В месте расположения з

$$W_s = \sqrt{\lambda L/\pi}. \quad (2.74)$$

Для полного формирования мод необходимо обеспечить, чтобы выполнялось условие $\bar{a}_L, \bar{a}_1, \bar{a}_2 > W$.

Суммарный угол расходимости пучка в дальней зоне на уровне половинной интенсивности для моды TEM_{00} равен:

$$\theta_{0,5} = 0,94 \sqrt{\lambda/L}. \quad (2.75)$$

При спаде до уровня e^{-2} имеем

$$\theta_{e^{-2}} = 1,7\theta_{0,5} \quad (2.76)$$

При наклоне оси зеркала относительно оси резонатора на угол имеем для: $\beta \ll a/2L$ отсутствие геометрических потерь α_G однако происходит изменение структуры мод, $\beta \gg a/2L$ значительные увеличивающиеся с ростом геометрические потери α_G .

Однако принципиально справедливо, что допустимый наклон зеркал для конфокального резонатора значительно больше, чем для резонатора из двух плоских зеркал.

$$N \leq 50; \quad g_1 = 1; \quad 0 < g_2 \leq 1.$$

Устойчивый резонатор с плоским зеркалом (индекс 1) и сферическим зеркалом (индекс 2). Для резонансных частот имеем

$$\nu_{mnq} = \frac{c}{2L} \left[q + \frac{1}{2\pi} (1 + 2m + n) \arccos \left(1 - \frac{2L}{\rho_2} \right) \right]. \quad (2.77)$$

Дифракционные потери получают при использовании эквивалентных чисел Френеля $N_{\text{фр}}$, получающихся из чисел Френеля конфокального резонатора, при использовании соотношений подобия. Для этого случая имеем

$$N_{1\text{фр}} = \frac{a_1^2}{\lambda \sqrt{L\rho}} \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{L}{\rho}}} = N_1 \sqrt{\frac{L}{\rho - L}}; \quad (2.78)$$

$$N_{2\text{фр}} = \frac{a_2^2}{\lambda \sqrt{L\rho}} \sqrt{1 - \frac{L}{\rho}} = N_2 \sqrt{\frac{L}{\rho} - 1}. \quad (2.79)$$

Тогда

$$\alpha_B = \frac{1}{2} (\alpha_{1B} + \alpha_{2B}). \quad (2.80)$$

Шейка пучка лежит на плоском зеркале и имеем радиус пучка

$$W_T = \sqrt{\frac{\lambda}{\pi} \sqrt{L(\rho - L)}}. \quad (2.81)$$

Радиус пучка на вогнутом зеркале достигает значения

$$W_2 = \sqrt{\frac{\lambda}{\pi} \frac{\rho}{\sqrt{\rho - L}}}. \quad (2.82)$$

Суммарный угол расходимости пучка равен:

$$\Theta_{0,5} = 0,27\lambda/W_1. \quad (2.83)$$

$$N \leq 50; \quad g_1 \neq g_2; \quad 0 < g_1 g_2 < 1.$$

Устойчивый резонатор с двумя различными или также с двумя равными вогнутыми зеркалами, свойства которого определяются дифракцией. Для резонансных частот имеем

$$v_{mnq} = \frac{c}{2L} \left[q + \frac{1}{\pi} (1 + 2m + n) \arccos \sqrt{\left(1 - \frac{L}{\rho_1}\right) \left(1 - \frac{L}{\rho_2}\right)} \right]. \quad (2.84)$$

Дифракционные потери можно определить из выражения

$$\kappa_B = \frac{1}{2} (\kappa_{1B} + \kappa_{2B}), \quad (2.85)$$

соответственно для $N_{1\ddot{a}q}$ и $N_{2\ddot{a}q}$ из диаграмм конфокального резонатора

$$N_{1\ddot{a}q} = a_1^2 / (\pi r_1^2); \quad (2.86)$$

$$N_{2\ddot{a}q} = a_2^2 / (\pi r_2^2), \quad (2.87)$$

где r_1 и r_2 определяются из выражений

$$r_2^2 = \frac{\lambda}{\pi} \sqrt{\frac{L(\rho_1 - L)}{(\rho_2 - L)(\rho_1 + \rho_2 - L)}} \rho_2. \quad (2.89)$$

$$r_1^2 = \frac{\lambda}{\pi} \sqrt{\frac{L(\rho_2 - L)}{(\rho_1 - L)(\rho_1 + \rho_2 - L)}} \rho_1; \quad (2.88)$$

Наименьшее поперечное сечение пучка находится на расстоянии t от зеркала 1, причем t считается положительным в направлении к зеркалу 2 резонатора. Если t отрицательно, то тогда наименьшее поперечное сечение пучка расположено на расстоянии $|t|$ от зеркала 1 вне резонатора. Имеем

$$t = \frac{L(\rho_2 - L)}{\rho_1 + \rho_2 - 2L}. \quad (2.90)$$

Радиус шейки пучка (определенный как радиус, при котором интенсивность ТЕМ₀₀-моды спадает до e^{-2} максимального значения на оси резонатора) определяется из выражения

$$W_T = \sqrt{\frac{\lambda}{\pi} \frac{L(\rho_1 - L)(\rho_2 - L)(\rho_1 + \rho_2 - L)}{\rho_1 + \rho_2 - 2L}}. \quad (2.91)$$

Радиус пучка на зеркалах достигает

$$W_2 = \sqrt{\frac{\lambda}{\pi} \frac{L\rho_2(\rho_1 - L)}{\sqrt{L(\rho_1 - L)(\rho_2 - L)(\rho_1 + \rho_2 - L)}}}. \quad (2.93)$$

$$W_1 = \sqrt{\frac{\lambda}{\pi} \frac{L\rho_1(\rho_2 - L)}{\sqrt{L(\rho_1 - L)(\rho_2 - L)(\rho_1 + \rho_2 - L)}}}. \quad (2.92)$$

Угол расходимости пучка в дальней зоне для ТЕМ₀₀-моды равен:

$$N \gg 50; \quad 0 < g_1 g_2 < 1. \quad \Theta_{0,5} = 0,38\lambda / W_1. \quad (2.94)$$

Устойчивый резонатор с двумя различными или также одинаковыми вогнутыми зеркалами, у которого дифракционные потери несущественны (допустимо приближение геометрической оптики).

Для резонансных частот имеем

$$\nu_{mnq} = \frac{c}{2L} \left\{ q + \frac{1}{\pi} (1 + 2m + n) \arccos \left[\sqrt{g_1 g_2} \text{Sign}(g_1) \right] \right\}^* \quad (2.95)$$

Сформированные моды являются идеальными модами устойчивого резонатора (рис. 2.23, сравните для этого также рис. 2.13). Для места

* $\text{Sign}(g_1)$ обозначает, что знак корня определяется знаком g_1

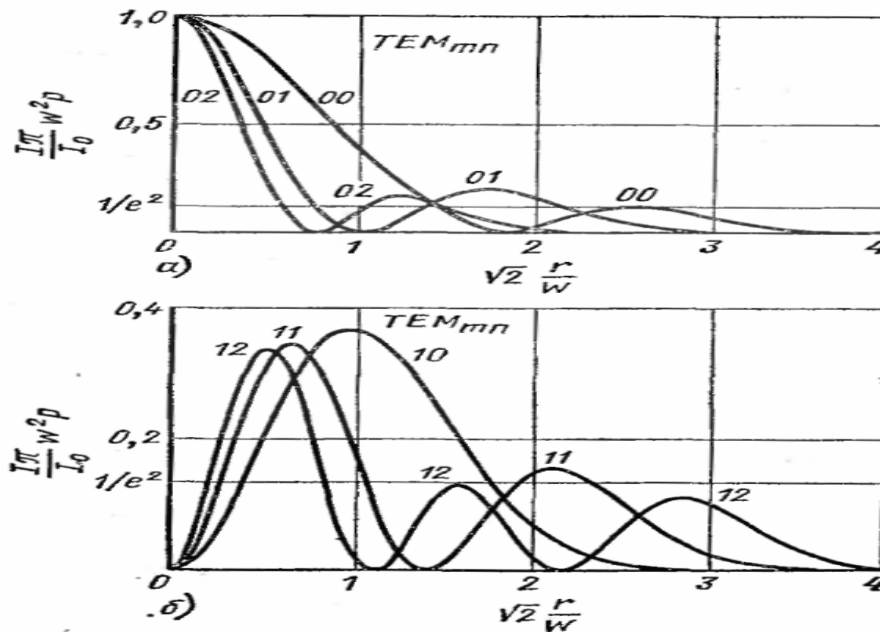


Рис. 2.23. Распределение относительной интенсивности для идеальных мод TEM_{mn} , устойчивого резонатора как функция от относительного радиуса

$$p(m=0) = (1/2)n! \quad \text{и} \quad p(m=1) = (1/2) [(n+1)^2 n! - 2(n+1)(n+1)! + (n+2)!]:$$

$a - m=0; \quad b - m=1$

с расположения шейки пучка, радиуса, а также местоположения пучка на зеркалах, как и для его угла расходимости, действительны соотношения, указанные для резонатора с: $N < 50, 0 < g_1 g_2 < 1$.

Лекция № А-4
Селекция мод излучения

1. НЕУСТОЙЧИВЫЙ РЕЗОНАТОР С КОНФОКАЛЬНОЙ СИСТЕМОЙ ЗЕРКАЛ

Этот тип резонатора (рис. 2.24) имеет по сравнению с устойчивым резонатором преимущество в том случае, если:

активная среда имеет высокое усиление; активная среда является высокооднородной;

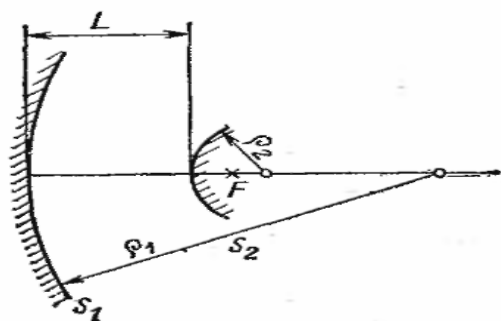


Рис. 2.24. Схема неустойчивого резонатора длиной L (S_1, S_2 — зеркала; F — фокус)

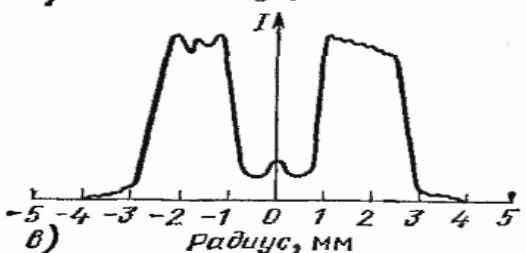
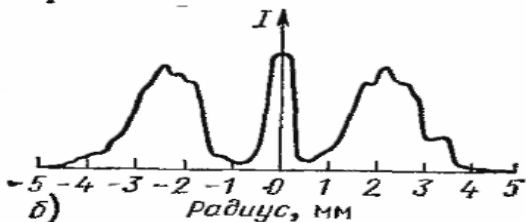
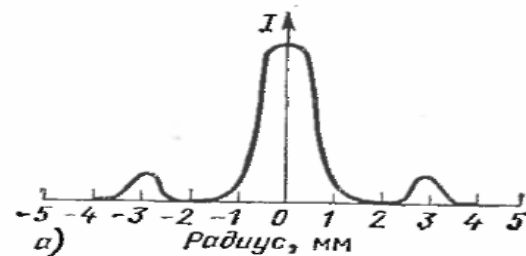


Рис. 2.25. Распределение интенсивности вблизи оптической оси в ближней и дальней зонах:
а — $z=6,2$ м; б — $z=0,5$ м; в — $z=0,15$ м [9]

выведена большая мощность при большом диаметре и малой длине;

устойчива только основная мода;

отсутствуют пригодные материалы для окон или полупрозрачных зеркал для резонансной длины волны.

Резонатор определяется путем задания длины лазерной «активно» среды Z_L , радиуса активной среды a_{La} и резонансной длины волны λ (значения следует подставлять в метрах)

О расчетах для этого типа резонатора см. [13—15]. В частности, предпосылкой для применения резонатора этого типа является выполнение условия

$$2a_{La} > \sqrt{48\lambda}. \quad (2.96)$$

Для длины резонатора имеем

$$L_L \ll L \ll a_{La}^2/12\lambda, \quad (2.97)$$

при этом для линейного увеличения M получается

$$M = \frac{a_{La}^2}{6\lambda} \left(1 + \sqrt{1 - \frac{12\lambda}{a_{La}^2}} \right), \quad (2.98)$$

в то время как радиусы кривизны зеркал определяются из выражений

$$\rho_1 = L \frac{2M}{M-1}; \quad \rho_2 = 2L - \rho_1 = -2L. \quad (2.99)$$

Обратите внимание: $\rho_2 < 0$ является выражением конфокальности (при радиусах зеркал $a_1 > a_{La}$ и $a_2 = a_{La}/M$). Тогда для дифракционных и геометрических потерь получаем

$$\kappa_B + \kappa_G = \frac{40}{3} \left[1 - \sqrt{1 - \frac{1}{10} \left(1 - \frac{1}{M} \right)^2} \right] \quad (2.100)$$

и для расходимости пучка (рис 2.25)

$$\Theta_{0,5} = \lambda / (Ma_2). \quad (2.101)$$

2. СЕЛЕКЦИЯ МОД В ОПТИЧЕСКИХ РЕЗОНАТОРАХ

2.1. СЕЛЕКЦИЯ ПРОДОЛЬНЫХ МОД.

Для показанного на рис. 2.26 оптического резонатора с тремя зеркалами характеристики излучения по данным определяются соотношением

$$z^{1+L_1/L_2} - \sqrt{R_2 R_3} z^{L_1/L_2} - \sqrt{R_1 R_2} z + \sqrt{R_1 R_3} (2R_2 - 1) = 0. \quad (2.102)$$

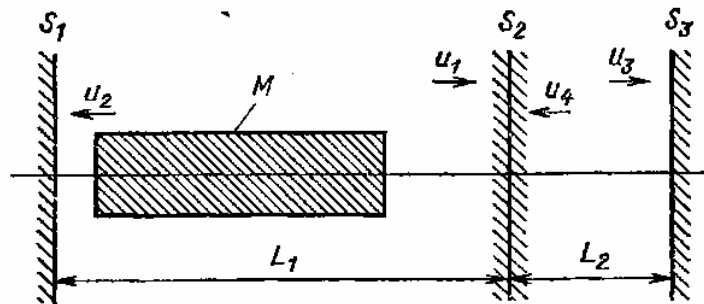


Рис. 2.26. Трехзеркальный резонатор для селекции мод (S_1-S_3 — зеркала; M — активная среда)

получаем для резонансной частоты

$$z = r_q \exp(i\Phi_q) \quad (2.103)$$

$$\nu_q = c\Phi_q / (4\pi L_2), \quad (2.104)$$

в то время как интенсивность определяется соотношением

$$I_q = r_q. \quad (2.105)$$

При соответствующем выборе коэффициентов отражения зеркал оказываются предпочтительными только определенные резонансные частоты.

Пример. При $L=L_1+L_2$ и $L_1=L_2$ для невозмущенных резонансных частот ($R_2=0$) имеем

$$\nu_{uq} = \frac{c}{2L} (2q + 1); \quad I_{uq} = (R_1 R_3)^{1/3}, \quad q = 1, 2, 3 \dots$$

$$\nu_{gq} = \frac{c}{2L} 2q; \quad I_{gq} = (R_1 R_3)^{1/4};$$

(g обозначает четное, и — нечетное кратное от $c/2L$). Для $R_2 \neq 0$ имеем

$$\begin{aligned} \nu_{gq} &= \frac{c}{2L} 2q, \quad I_{gq} = (\sqrt{R_1} + \sqrt{R_3}) \sqrt{R_2} \left[1 + \right. \\ &\quad \left. + \sqrt{1 + \frac{4 \sqrt{R_1 R_3} (1 - 2R_2)}{R_2 (\sqrt{R_1} + \sqrt{R_3})^2}} \right]; \\ \nu_{uq} &= \frac{c}{2L} (2q + 1), \quad I_{uq} = (\sqrt{R_1} + \sqrt{R_3}) \sqrt{R_2} \left[1 - \right. \\ &\quad \left. - \sqrt{1 + \frac{4 \sqrt{R_1 R_3} (1 - 2R_2)}{R_2 (\sqrt{R_1} + \sqrt{R_3})^2}} \right]. \end{aligned}$$

Отсюда следует, что для $R_2=1/2$ нечетные частоты полностью подавляются. С возрастая!* L_1/L_2 невозмущенные резонансные частоты незначительно смещаются, в то время как интенсивности подвергаются определенной модуляции. Однако это приводит не к полному подавлению определенной частоты, разве только интенсивность этой линии так мала, что порог генерации лазера больше не достигается.

Селекция мод повышается с увеличением числа связанных резонаторов. Часто, например, в твердотельном лазере достаточно установить несколько плоскопараллельных стеклянных пластинок, которые действуют в качестве резонаторов (интерферометр Фабри-Перо), что может привести при выбранных определенным образом коэффициентах отражения к высокой селекции мод.

У стеклянной пластинки толщиной d с показателем преломления n для основных частот (максимальное пропускание) справедливо соотношение

$$\nu_q = cq/(2dn). \quad (2.106)$$

Межмодовый частотный интервал соответственно равен:

$$\Delta\nu = c/(2dn). \quad (2.107)$$

Настройка основных частот (до совпадения с резонансной частотой резонатора) достигается незначительным наклоном пластинки относительно оптической оси. Таким образом, возможна селекция определенных частот без сильного изменения свойств первоначального резонатора.

2.2. СЕЛЕКЦИЯ ПОПЕРЕЧНЫХ TEM_{00} -МОД.

TEM_{00} -мода характеризуется минимальным диаметром пучка, и ее необходимо иметь для многих применений.

Принципиально селекция поперечной моды происходит за счет того, что потери для всех других мод увеличиваются так сильно, что для этих мод не выполняется пороговое условие генерации лазера, и диаметр активной среды выбирается таким образом, что может образоваться только одна мода TEM_{00} .

Увеличения потерь для всех остальных мод можно достигнуть с помощью точечной диафрагмы, установленной на место минимального диаметра пучка для TEM_{00} -моды (рис 2.27), причем положение

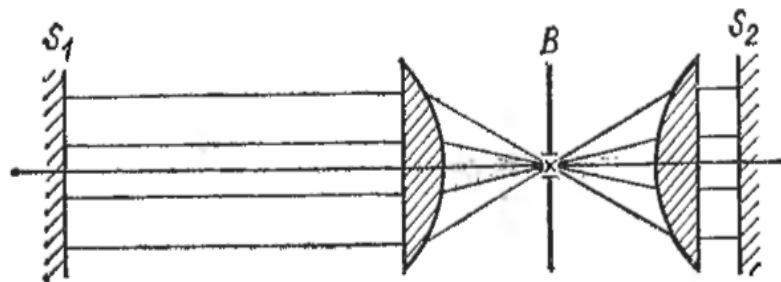


Рис. 2.27. Схема селекции моды TEM_{00} с помощью точечной диафрагмы (B — диафрагма; S_1, S_2 — зеркала резонатора)

Диафрагмы и размер отверстия определяются по соотношениям для распространения гауссова пучка.

Селекцию поперечной TEM_{00} -моды с помощью точечной диафрагмы непросто применить для мощного лазера, поскольку диафрагма может разрушиться под действием излучения. Для этого случая рассматривается неустойчивый резонатор.

Другая возможность увеличения потерь состоит в применении резонатора с очень малым числом Френеля (обычно достигается за счет большой длины), благодаря чему дифракционные потери преобладают над всеми другими потерями, что приводит к заметным различиям в потерях TEM_{00} -моды и более высоких мод (см. рис. 2.22).

Пример. Для $N=0,8$ имеем: потери для TEM_{00} -моды составляют 0,5%; потери для соседней по уровню потерь моды вавны 6%. Для достижения такого числа Френеля в $He-Ne$ -лазере необходимо иметь длину резонатора $L=2$ м при радиусе трубки 1 мм и длин волны $\lambda=0,63$ мкм,

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ТЕХНИКА РЕЗОНАТОРОВ

В соответствии с многообразием лазерных активных сред, а также возможностями применения лазеров конструкции резонаторов, включая размеры (длина 1 мм — 200 м, диаметр), сильно различаются. 50 мкм — 50 см. При конструировании резонаторов необходимо принимать во внимание следующие указания.

Длину резонатора для достижения хорошей стабильности частоты следует поддерживать точно постоянной (отклонения $< \lambda/10$). У более длинных резонаторов

рекомендуется соединение обоих держателей зеркал из материалов с высокой прочностью и незначительными коэффициентами теплового расширения. Если резонатор размещается в корпусе, то необходимо избегать неравномерных нагревов, поскольку они могут привести к изгибу резонатора.

Держатели зеркал (если торцевые поверхности лазерной активной среды сами не представляют зеркала резонатора) должны иметь точную юстировку, чтобы уверенно получить желаемую модовую структуру. Регулировка должна быть арретируемой и нечувствительной по отношению к вибрациям.

При больших мощностях лазерного излучения зеркала необходимо охлаждать. Следует принимать во внимание тепловые эффекты, которые могут привести к перекашиванию зеркал. Сильный неравномерный нагрев лазерной активной среды в импульсных твердотельных лазерах может привести к деформациям активного элемента и связанному с этим линзовому воздействию активного элемента. Этот эффект необходимо учитывать при выборе зеркал резонатора.

Резонаторы с большой чувствительностью к юстировке следует устанавливать на массивных столах, демпфированных относительно вибраций здания, и экранировать от воздействия акустических волн.

Необходимо обращать внимание на то, чтобы поперечное сечение активной среды, полностью охватывалось возбуждающейся модой для достижения высокого КПД.

Активные среды цилиндрической формы с гладкой поверхностью, а также лазерные разрядные трубки высокого качества имеют склонность к образованию нежелательных колебаний в продольном и азимутальном направлениях. Эти колебания необходимо подавлять путем соответствующей обработки поверхностей.

Лазерное излучение с преимущественным направлением поляризации получают, полируя торцевые поверхности лазерных кристаллов под t -углом Брюстера или устанавливая окна разрядных трубок под этим углом.

Поверхности всех элементов в оптическом резонаторе должны отклоняться не больше чем на $\lambda/100$ — $\lambda/10$ от геометрической заданной К поверхности (плоскость, сферическая поверхность).

Следует обращать внимание на то, чтобы при оптической связи, двух различных резонаторов диаметр пучка, а также кривизна волнового фронта на входе второго резонатора соответствовали собственной моде колебаний этого резонатора.