

**Казанский национальный исследовательский технический
университет
им. А.Н. Туполева**

Кафедра радиоэлектронных и квантовых устройств

Лекционный курс по дисциплине

«Специальные разделы физики»

Казань 2013г.

Типы переходов в квантовых системах.

1. Согласно законам квантовой механики энергия электрона, связанного в атоме, а следовательно и энергия атома в целом, может принимать лишь строго определенный дискретный ряд значений $E_0, E_1 \dots E_n$, называемых уровнями энергии. Например, энергия электрона в простейшем атоме водорода описывается формулой

$$E_n = - \frac{m e^4}{2 \hbar^2 n^2} \quad (\hbar = h / 2\pi) \quad (1)$$

где m и e - масса и заряд электрона, $h=6,625 \cdot 10^{-34}$ Дж \times сек - постоянная Планка, $n = 1, 2, 3 \dots$ т.н. главное квантовое число.

Энергетические уровни удобно изобразить графически в энергетической диаграмме (рис. 1).

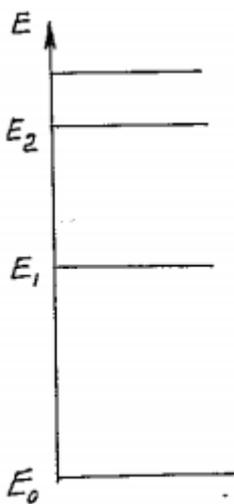


Рис. 1

В качестве начальной точки отсчета энергии обычно выбирают E_0 - энергию самого нижнего уровня, который называется основным. Все вышележащие энергетические уровни называются возбужденными. Энергию электрона в атоме принято измерять в обратных сантиметрах (см^{-1}); связь с обычными энергетическими единицами такова:

$$E(\text{см}^{-1}) = E(\text{Дж}) / hC, \quad (2)$$

где C - скорость света, h - постоянная Планка.

2. Атом может поглощать или излучать свет отдельными порциями (квантами) с энергией $h\nu$, что сопровождается переходом атомного электрона из одного энергетического состояния в другое. При этом частота ν света определяется правилом частот Бора:

$$\nu_{mn} = (E_m - E_n) / h, \quad (3)$$

где E_m и E_n - энергии начального и конечного состояния электрона. Различают три типа элементарных процессов взаимодействия света с атомами.

а) Процессы поглощения. Если квант излучения (фотон) с энергией $h\nu_{mn} = E_m - E_n$ сталкивается взаимодействует с атомом находящимся в состоянии E_n , то в результате взаимодействия атомный электрон может скачком перейти в состояние

E_m , поглотив при этом воздействующий на него квант. Этот процесс оказывается возможным поскольку в системе "фотон + атом" выполняется Закон сохранения энергии: действительно, до столкновения (рис. 2а) полная энергия указанной системы равна $h\nu_{mn} + E_n$ а после столкновения E_m (рис. 2б), причем в силу изначального выбора частоты ν_{mn} (2) $h\nu_{mn} + E_n = E_m$

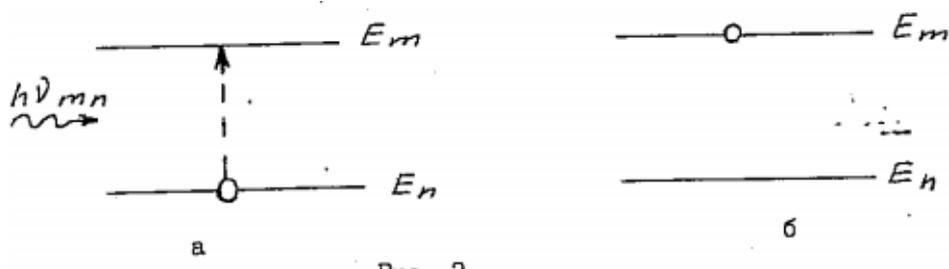


Рис. 2

б) Процессы вынужденного (индуцированного, стимулированного) излучения

Если фотон с энергией $h\nu_{mn} = (E_m - E_n)$ взаимодействует с атомом, находящимся в состоянии E_m и $E_m > E_n$ (рис. 3), то в результате взаимодействия атомный электрон может перейти в состояние E_n с меньшей энергией с излучением кванта $h\nu_{mn}$, причем первый фотон, вызвавший указанный переход, никуда не исчезает. Таким образом в результате данного процесса имеются два кванта излучения вместо одного, в соответствии с законом сохранения энергии для системы "фотон + атом":

$$h\nu_{mn} + E_m = E_n + 2h\nu_{mn} \quad (4)$$

что иллюстрируется на рис. 3.

Замечательной особенностью этого процесса, предсказанного Эйнштейном в 1917 году, является тот факт, что вновь рожденный Фотон в принципе неотличим от первого; он имеет ту же самую частоту, фазу, поляризацию и направление распространения, что и первый фотон.

в) Процессы спонтанного (самопроизвольного) излучения.

Возбужденное состояние атома неустойчиво, даже если атомный электрон не подвергается воздействию других квантов излучения или частиц. Оказавшись в каком-либо возбужденном состоянии E_m атом может через короткое (время самопроизвольно перейти в состояние с меньшей энергией E_n испустив при этом квант с энергией $h\nu_{mn} = (E_m - E_n)$ с произвольными фазой, поляризацией и направлением распространения. Данный процесс характеризуют средним временем τ_0 пребывания атома в возбужденном состоянии (радиационным временем жизни -го состояния):

$$\tau_m^{-1} = \sum_n \tau_{mn}^{-1} \quad (5)$$

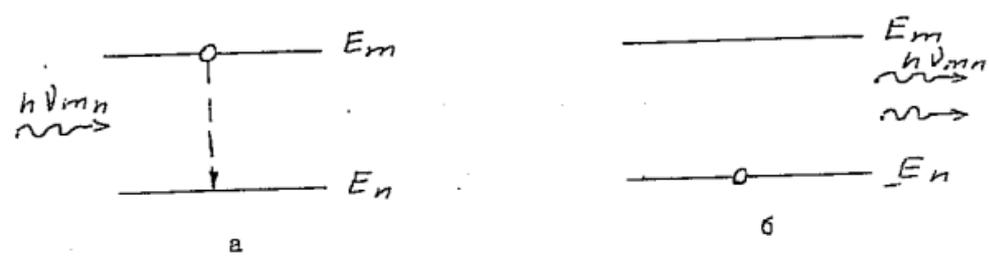


Рис. 3

Здесь суммирование происходит по всем состояниям с энергиями $E_n < E_m$

Величины $\tau_{mn}^{-1} = A_{mn}$ называются коэффициентами Эйнштейна для спонтанного излучения; они характеризуют вероятность спонтанного перехода $E_m \rightarrow E_n$ за 1 сек и

имеют размерность секундах в -1 степени в отличие от вероятностей, используемых в математической статистике. Для переходов, частоты ν_{mn} которых попадают в оптический диапазон, типичное время $\tau_{mn}=10^{-8}$ сек. Однако встречаются ситуации, когда переход с излучением светового кванта между определенной парой уровней запрещен полностью или частично законами квантовой механики. В этом случае время τ_{min} оказывается существенно большим. Возбужденные уровни E_m такого типа называют метастабильными (т.е. "почти" стабильными). Для квантовой электроники они представляют особый интерес.

3) Конечность времени жизни возбужденных состояний имеет важное физическое следствие - уширение энергетических уровней и связанное с этим уширение спектральных линий. Из фундаментального для квантовой механики соотношения неопределенностей Гейзенберга следует, что если время жизни τ_m возбужденного состояния конечно, то уровень E_m уширится, т.е. превращается в более или менее узкую энергетическую зону с конечной шириной $(\Delta E)_m$ в соответствии с формулой

$$(\Delta E)_m \cdot \tau_m \sim \hbar \quad (6)$$

(см. рис. 4).

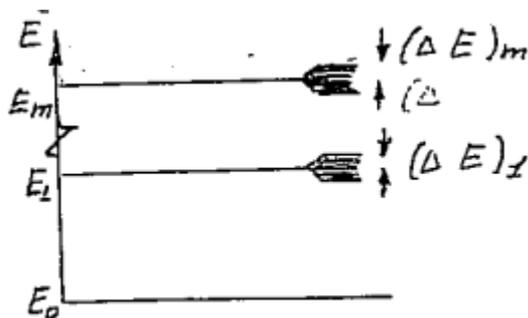


Рис. 4

В результате атомы приобретают способность поглощать и излучать свет не только на строго резонансных частотах ν_{mn} , но и в некоторой окрестности этих частот. Поглощение и излучение света имеет резонансный характер, но соответствующие спектральные линии уже не являются бесконечно узкими, а имеют характерный вид, показанный на рис. 5, причем контур линии можно описать с помощью определенной функции формы $g(\nu - \nu_{mn})$. В оптическом диапазоне ширина линии имеет обычно порядок 10^9-10^{11} Гц. (см. рис. 5)

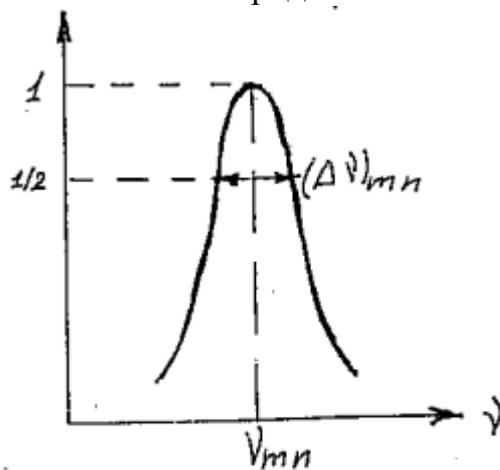


Рис. 5

Форма спектральных линий напоминает резонансную кривую колебательного контура, и это сходство далеко не случайно. Подобно колебательному контуру атом можно рассматривать как колебательную систему со многими собственными частотами, лежащими в оптическом диапазоне. Ширина резонансной кривой колебательного контура определяется, как известно, потерями энергии (через добротность). Нечто подобное имеет место и в изолированных атомах, что и обуславливает конечность времени жизни электрона в возбужденных состояниях и конечность ширины спектральных линий. Уширение спектральных линий, обусловленное процессами спонтанного излучения, называется естественным.

Следует отметить, что в достаточно плотных средах (твердые тела, жидкости, плотные газы, где существует достаточно сильное взаимодействие атомов выделенного сорта друг с другом и с частицами иного сорта, возможны т.н. безизлучательные Релаксационные переходы между Энергетическим уровнями, в которых энергия атомного электрона преобразуется не в световое излучение, а в другие виды энергии, например, в тепловую энергию колеблющихся атомов кристаллической решетки в кристаллах или в тепловую энергию хаотического поступательного движения частиц в газах. Такие процессы ответственны за установление внутреннего термодинамического равновесия в веществе. Они способны дополнительно укорачивать времена жизни атомов в возбужденных состояниях, и, соответственно, вносить дополнительный вклад в уширение спектральных линий. В конденсированных средах могут также иметь место очень большие (тысячи см^{-1}) уширения отдельных групп энергетических уровней (спектральных термов), обусловленные статическими межатомными взаимодействиями электрической природы.

4. Рассмотрим вопрос об изменении интенсивности (J светового потока, проходящего через вещество, содержащее в единице объема N атомов определенного сорта, которые будем для простоты считать двухуровневыми (рис.6). Обозначим количество атомов в единице объема, находящихся в состояниях E_1 и E_2 , через N_1 и N_2

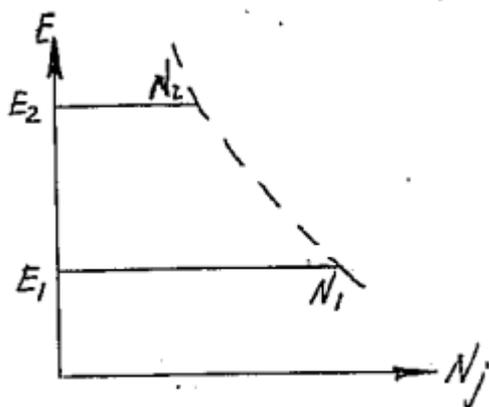


Рис. 6

Величины N_1 и N_2 называются плотностями населенностей энергетических уровней E_1 и E_2 ; Очевидно, что $N_1 + N_2 = N$. Согласно фундаментальному физическому закону Больцмана в веществе, находящихся в состоянии термодинамического равновесия с температурой T , отношение N_1/N_2 определяется формулой

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{g_2}{g_1} e^{-(E_2 - E_1)/kT} \quad (7)$$

где $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж/град - постоянная Больцмана, и кратности вырождения энергетических уровней g_1 и g_2 . Кратностью вырождения уровня g_i называют число физически различных квантомеханических состояний, которым соответствует одна и та же энергия E_i). Из (7) следует, что если $E_2 > E_1$ и $T > 0^\circ\text{K}$, то:

$$N_2 < N_1 \frac{g_2}{g_1} \quad (8)$$

Пусть падающее на вещество световое излучение с частотой ν , близкой к $\nu_{21} = (E_2 - E_1)/h$, имеет настолько узкий спектр, что ширина полосы частот фотонов значительно меньше ширины $(\Delta\nu)_{21}$ спектральной линии см. рис. 5). При прохождении через вещество фотоны взаимодействуют с атомами, находящимся как в состоянии E_1 , так и в состоянии E_2 . В первом случае фотоны будут поглощаться атомами за счет вышеописанных процессов поглощения, так что интенсивность J светового потока будет убывать величина $[Wt/cm^2]$ представляет собой количество световой энергии, переходящей, за t сек через площадку в 1 см^2 ; расположенную перпендикулярно потоку). Но во втором случае за счет процессов вынужденного излучения интенсивность потока будет возрастать. Процессами спонтанного излучения и релаксации для простоты пренебрегаем. Характер изменения интенсивности света определяется балансом этих двух процессов.

Для количественного описания этого изменения введем вероятности W_{12} и W_{21} процессов поглощения и вынужденного излучения соответственно. Эти величины имеют размерность сек^{-1} , как и вероятность спонтанного перехода A_{21} . Однако в отличие от последней они зависят от величины I потока световых квантов:

$$W_{12} = \sigma_{12} I, \quad W_{21} = \sigma_{21} I \quad (9)$$

($I [cm^{-2} \text{сек}^{-1}]$ - количество фотонов, проходящих за t сек через площадку 1 см^2 , расположенную перпендикулярно потоку)

σ_{12} и σ_{21} имеют размерность $[cm^2]$ и называются поперечными сечениями соответственно процессов поглощения и вынужденного излучения. Они связаны между собой соотношением

$$g_1 \sigma_{12} = g_2 \sigma_{21} \quad (10)$$

Существует также связь σ_{12} и σ_{21} с вероятностью W_{12} и W_{21} (через т.н. коэффициенты Эйнштейна).

Примем для простоты, что вещество представляет собой цилиндрический стержень с площадью поперечного сечения 1 см^2 . (Рис. 7)

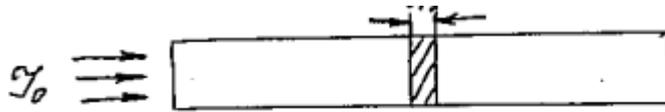


Рис. 7

Выделим в нём на расстоянии X от начала бесконечно тонкий слой толщиной dx . В нем содержится $N_1 dx$ атомов в состоянии E_1 и $N_2 dx$ атомов в состоянии E_2 ; за 1 сек совершается $W_{12} N_1$ переходов $E_1 \rightarrow E_2$ с поглощением и $W_{21} N_2 dx$ переходов $E_2 \rightarrow E_1$ с вынужденным излучением фотонов. С учетом (9), (10) изменение интенсивности светового потока при прохождении этого слоя равно:

$$\begin{aligned}
 dI &= h\nu (W_{21} N_2 dx - W_{12} N_1 dx) = \\
 &= (\sigma_{21} N_2 - \sigma_{12} N_1) I dx = \\
 &= \sigma_{21} (N_2 - \frac{g_2}{g_1} N_1) I dx
 \end{aligned}
 \tag{II}$$

Если принять, что в (II) величина

$$\Delta = N_2 - \frac{g_2}{g_1} N_1$$

поддерживается постоянной, то уравнение легко проинтегрировать методом разделения переменных:

$$I = I_0 \exp(\alpha x), \quad \text{где } \alpha = \sigma_{21} \Delta. \tag{12}$$

Из формулы (12) видно, что в обычных условиях, когда в силу (8) величина $\Delta < 0$, показатель степени в экспоненте (12) отрицателен, поскольку $\alpha(\nu) < 0$.

Это означает, что интенсивность света, проходящего через вещество, уменьшается. При этом величину $\alpha(\nu) = \alpha(\nu)$ с размерностью см^{-1} называют коэффициентом поглощения среды.

Совершенно иная ситуация возникает, если в среде искусственно, создать условия, при которых: $\Delta > 0$. Соответствующая картина распределения приведена на рис.8.

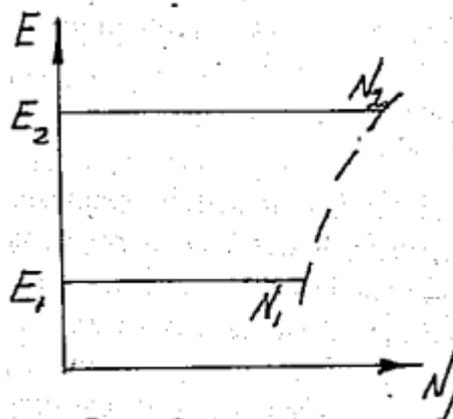


Рис. 8

В этом случае $\alpha(\nu) > 0$ и среда приобретает необычайную способность усиливать проходящий через нее свет. Это и есть эффект квантового усиления света веществом. О ситуации с $\Delta > 0$ говорят, что имеет место инверсия (т.е. обращение, переворачивание) населенностей. (Формально, распределение,

изображенное на рис. 8, получается, если в (7) ввести отрицательную абсолютную температуру перехода $E_2 \leftrightarrow E_1$). Величина Δ называется плотностью заселенности, а величина α - показателем усиления среды.

Схема оптического квантового генератора.

Наличия одной лишь активной среды не достаточно для создания генератора света. Необходимо еще реализовать положительную обратную связь, что достигается с помощью открытого оптического резонатора, и представляет собой в простейшем случае систему из двух параллельно положенных зеркал, (Z_1 и Z_2), обращенных друг к другу отражающими поверхностями (рис. 9). В такой системе могут существовать стоячие электромагнитные волны подобно тому, как существуют стоячие волны механических колебаний в струне, зажатой с двух концов. Условие образования стоячих волн состоит в том, что на длине резонатора должно укладываться целое число полуволен.

$$L = (\lambda/2)q \quad (13)$$

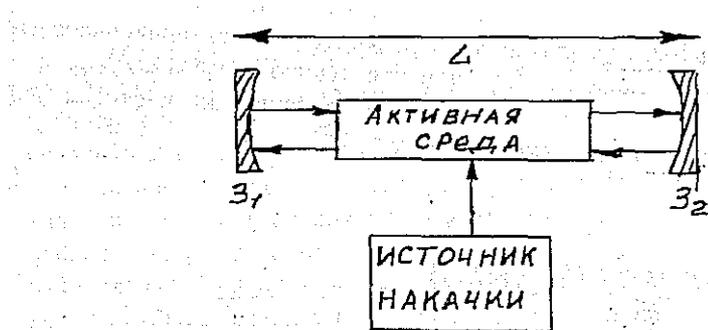


Рис. 9. Блок-схема лазера

Учитывая, что для световых волн $\lambda \nu = c$ (С. - скорость света) из (13) легко получить формулу для собственных частот плоскопараллельного оптического резонатора.

$$\nu_q = (c/2L)q, \quad q = 1, 2, 3, \dots$$

Если каким-либо образом возбудить стоячие волны в пустом резонаторе, то они очень быстро затухнут, поскольку при каждом отражении от зеркал часть световой энергии теряется из-за неидеальности отражающих поверхностей, а также из-за дифракции света. Однако, если поместить между зеркалами активную среду, то при достаточно большом усилении удастся скомпенсировать потери световой энергии на зеркалах и получить в резонаторе незатухающие стоячие электромагнитные волны. Сделав одно из зеркал полупрозрачным и увеличив соответственно усиление среды должно вывести наружу часть излучения, существующего внутри резонатора. Это и будет лазерное излучение. Уникальные свойства этого излучения, - когерентность, монохроматичность, высокая направленность обеспечили лазерам широкое применение в самых разнообразных областях науки и техники.

Оптический резонатор.

1.1. Открытые резонаторы.

К настоящему времени приборы квантовой электроники применяются в широком интервале длин электромагнитных волн - от миллиметровых до волн ультрафиолетового диапазона. В радиодиапазоне определяющей характеристикой монохроматического излучения является его частота. Значение частоты задается резонансным контуром. Для длинных волн используют резонансные цепи с сосредоточенными параметрами. Их размеры много меньше длины волны излучения. При переходе к СВЧ в силу резкого укорочения длины волны цепи становятся нестационарными. Поэтому в указанном диапазоне в качестве колебательных систем используют металлические объемные резонаторы, размеры которых сравнимы с длиной волны. Спектр собственных колебаний этих резонаторов сильно разрешен. При дальнейшем увеличении частоты и переходе в субмиллиметровый или ИК диапазоны изготовление объемных резонаторов становится технологически невозможным. Кроме того, добротность таких резонаторов резко падает. Соответственно, необходим переход к резонаторам с размерами, много большими длины волны. В таком резонаторе возможен целый набор направлений распространения излучения. Следовательно, в приборах квантовой электроники резонатор формирует не только частоту осцилляции, но и направление распространения генерируемого излучения, т.е. временные и пространственные его характеристики, оказывающиеся тесно связанными друг с другом. С увеличением частоты резонансные кривые колебаний замкнутой полости начинают перекрываться. А это значит, что объемный резонатор с размерами, много большими длины волны, теряет свои резонансные свойства.

Наиболее перспективным и поэтому получившим наибольшее распространение способом прореживания спектра собственных колебаний резонаторов большого объема при сохранении высокой добротности стало применение открытых резонаторов (ОР). Рассмотрим открытый оптический резонатор, состоящий из двух зеркальных дисков, характеризующихся коэффициентом отражения $R < 1$ и радиусом a , которые установлены на одной оси на расстоянии L друг от друга и ориентированы перпендикулярно этой оси (параллельно друг другу) (рис.1).

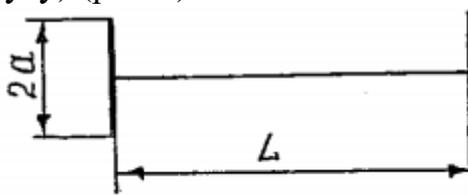


Рис.1. Схема открытого резонатора

Пусть между дисками распространяется система плоских волн. Действие отражающих поверхностей можно рассматривать как увеличение в $1/(1 - R)$ раз пути L , проходимого плоской волной. Соответствующая плоская волна затухает в e раз за $1/(1 - R)$ отражений. Кроме волны, распространившейся строго перпендикулярно к поверхности дисков, в резонаторе могут возбуждаться и другие

волны, распространяющиеся почти нормально к поверхности дисков, под некоторым малым углом к оси резонатора. Если такая волна успеет отразиться $1/(1 - R)$ раз прежде, чем выйдет за пределы дисков, то соответствующий ей резонанс обладает добротностью примерно вдвое меньшей, чем в случае нормального распространения. Следовательно, угол $\theta = 2a(1-R)/L$

является предельным углом» ограничивающим направление распространения волн в резонаторе, соответствующим колебаниям с высокой добротностью, т.е. наибольшей добротностью обладают те колебания, направление распространения волн которых лежат в телесном угле

$\Omega = \pi \theta^2$. Это приводит к значительному, в $L^2/a^2(1-R)^2 \gg 1$ уменьшению числа собственных колебаний, попадающих в единичный спектральный интервал в случае открытого резонатора по сравнению с резонатором в виде замкнутой полости. Причиной столь сильного прореживания спектра собственных колебаний является отсутствие боковых стенок у открытого резонатора. Таким образом, в диапазоне длин волн от ультрафиолетовой до дальней инфракрасной области спектра используют открытые резонаторы (или оптические резонаторы), рис.1. Рассмотрим схему оптического квантового генератора (ОКГ) (рис.2), состоящего из рабочего вещества 1, расположенного между зеркалами открытого резонатора 2, и источника накачки 3.

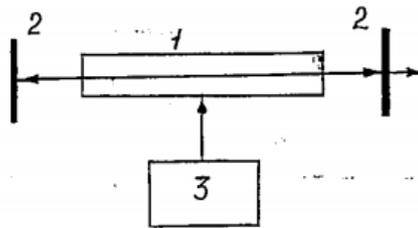


Рис. 2

Источник накачки подводит энергию к рабочему веществу и при том таким образом, что последнее переходит в активное инверсное состояние, т.е. приобретает способность усиливать оптическое излучение в полосе частот соответствующей инвертированному рабочему переходу активных частиц, за счет процессов индуцированного испускания фотонов. Резонатор, вызывая многократное прохождение возникающего оптического индуцированного излучения через активную среду, обуславливает эффективное взаимодействие электромагнитного поля с ней. Т.о. резонатор обеспечивает положительную обратную связь в результате возвращения части распространяющегося между зеркалами излучения в активную среду. Одно из зеркал делается полупрозрачным для вывода лазерного излучения из резонатора. Кроме того, как отмечалось выше, ОР обеспечивает высокую направленность и монохроматичность генерируемого лазером излучения.

1.2. Моды оптического резонатора

Подобно объемным, открытые резонаторы (ОР) обладают набором собственных типов колебаний, называемых также модами, характеризующихся определенным распределением поля и собственными частотами. Собственные

типы колебаний (моды) открытого резонатора представляют собой решения уравнений электромагнитного поля, удовлетворяющие граничным условиям на зеркалах. Существует несколько методов расчета открытых резонаторов позволяющих находить собственные типы колебаний. Строгая и наиболее полная теория ОР дана в работах Л.А.Вайнштейна, наглядный метод расчета типов колебаний в ОР развит в работе А.Фокса и Т.Ли. В ней используется численный расчет, моделирующий процесс установления колебаний различных типов в резонаторе в результате многократного отражения от зеркал. Первоначально задаётся произвольное распределение поля на поверхности одного из зеркал. Затем, применяя принцип Гюйгенса, вычисляют распределение поля на поверхности другого зеркала. Полученное распределение принимают за исходное и вычисление повторяется. После многократных отражений распределение амплитуды и фазы поля на поврежденность зеркала стремится к некоторой стационарной конфигурации, т.е. поле на каждом зеркале само воспроизводится в неизменном виде. Полученные распределения поля представляют собой нормальные типы колебаний (моды) открытого резонатора и обозначаются как колебания типа TEM_{mnp} , символ ТЕМ указывает на то, что волны внутри резонатора близки к поперечным электромагнитным (*Transverse Electromagnetic Modes*), т.е. не имеющих составляющих поля вдоль распространения волны.

Индексы m и n обозначают число изменений направлений поля на поверхности зеркала вдоль его сторон (для прямоугольных зеркал или вдоль радиуса и по углу в пределах $0 \dots \pi$ (для круглых зеркал)). На рис.3 показана конфигурация электрического поля для простейших поперечных типов колебаний ОР с прямоугольными и круглыми зеркалами. Интенсивность излучения на границах областей с противоположным направлением поля равна нулю. Поэтому для поперечных типов колебаний в сечении пучка ОКГ видны яркие пятна, разделенные темными областями.

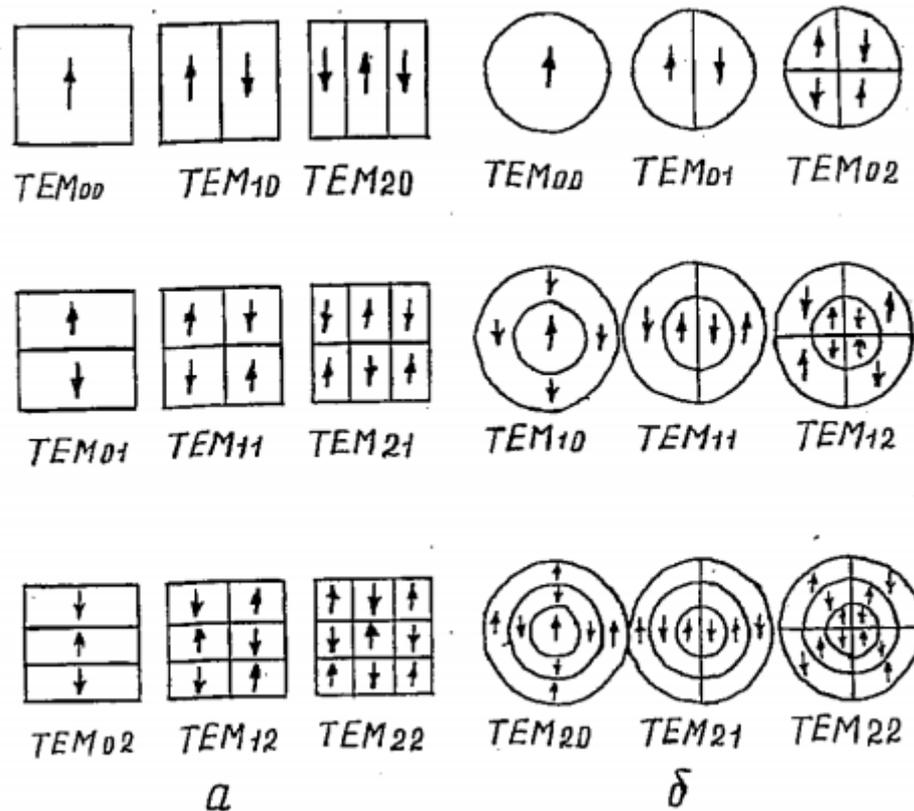


Рис.3. Конфигурация поля поперечных типов колебаний для квадратных: (а) и округлых (б) зеркал.

Собственные типы колебаний ОР характеризуются не только поперечным распределением поля, но и распределением его вдоль оси резонатора, которое представляет собой стоячую волну и отличается числом полуволн, укладывающихся по длине резонатора. Для учета этого в обозначения типов колебаний вводится третий индекс, характеризующий число полуволн, укладываемых вдоль оси резонатора. На рис.4 и 5 показано распределение относительной амплитуды A и фазы поля для двух мод TEM_{00}^{10} и TEM_{10}^{10} в резонаторе с плоскими зеркалами для параметра N (числа Френеля)

$$N = a^2 / (\lambda L) = 10$$

где N - число зон Френеля, видимых в одном зеркале из центра другого; a - радиус зеркала, λ - длина волны, L - длина резонатора.

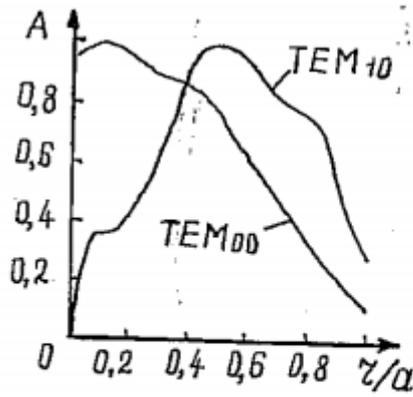


Рис.4. Распределение амплитуды поля на зеркале резонатора

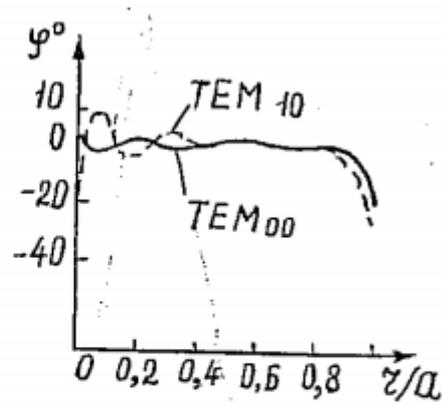


Рис.5. Распределение фазы поля на зеркале резонатора

Видно, что изменение фазы поля на зеркале незначительно (менее 45°), и поскольку размеры зеркал много больше длины волны, то фазовый фронт собственных волн в резонаторе близок к плоскому¹. Характерен значительный спад амплитуды поля к краю зеркала. Чем больше число Френеля' (N), тем меньше амплитуда поля на краю зеркала и тем меньше дифракционные потери мощности. Условием резонанса собственных типов колебаний является равенство полного набега фазы при прохождении волны между зеркалами целому числу, умноженному на n , т.е.

$$2\pi \Delta n / \lambda m n q + \beta m n q = \pi q, \quad (1)$$

где n - показатель преломления среды, заполняющей резонатор. Первое слагаемое в (1) - это геометрический фазовый сдвиг, определяемый длиной; резонатора, второе слагаемое - дополнительный фазовый сдвиг за проход для волны $TEM_{m n q}$. - 1
Отсюда для резонансной частоты получаем выражение

$$\nu_{m n q} = \frac{c q}{2 L n} - \frac{c \beta m n q}{2 \pi \Delta n}, \quad (2)$$

где c - скорость света. Разность частот соседних продольных типов колебаний одного и того же поперечного типа; (т.е. $TEM_{m n q}$ и $TEM_{m n q+1}$) из выражения (2) равна

$$\Delta \nu = \nu_{m n q+1} - \nu_{m n q} = c / (2 L n). \quad (3)$$

1.3. Конфигурация оптических резонаторов. Устойчивые и неустойчивые резонаторы

Совокупность радиусов кривизны отражающих поверхностей зеркал и расстояния между ними представляет собой определенную конфигурацию открытого резонатора. Конфигурацию резонатора принято задавать двумя обобщенными параметрами

$$g_1 = 1 - L / r_1, \quad g_2 = 1 - L / r_2, \quad (4)$$

где радиусы кривизны отражающих поверхностей. Радиусы вогнутых зеркал считаются положительными, выпуклых - отрицательными. Любая конкретная конфигурация может быть представлена точкой в системе координат, g_1 и g_2 на графике, носящем название G -диаграммы (диаграммы устойчивости)

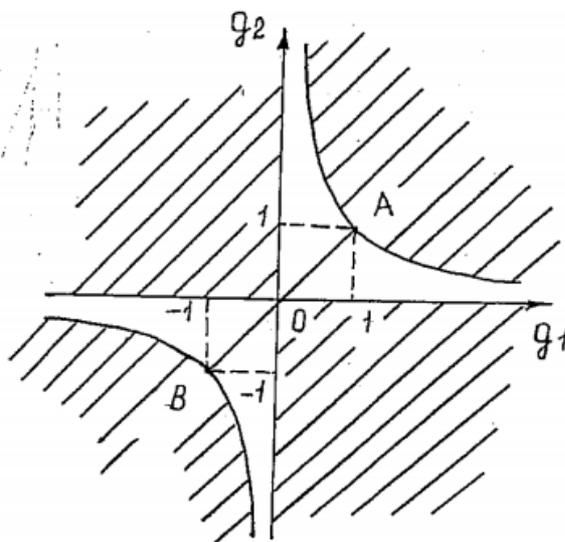


Рис. 6. G - диаграмма

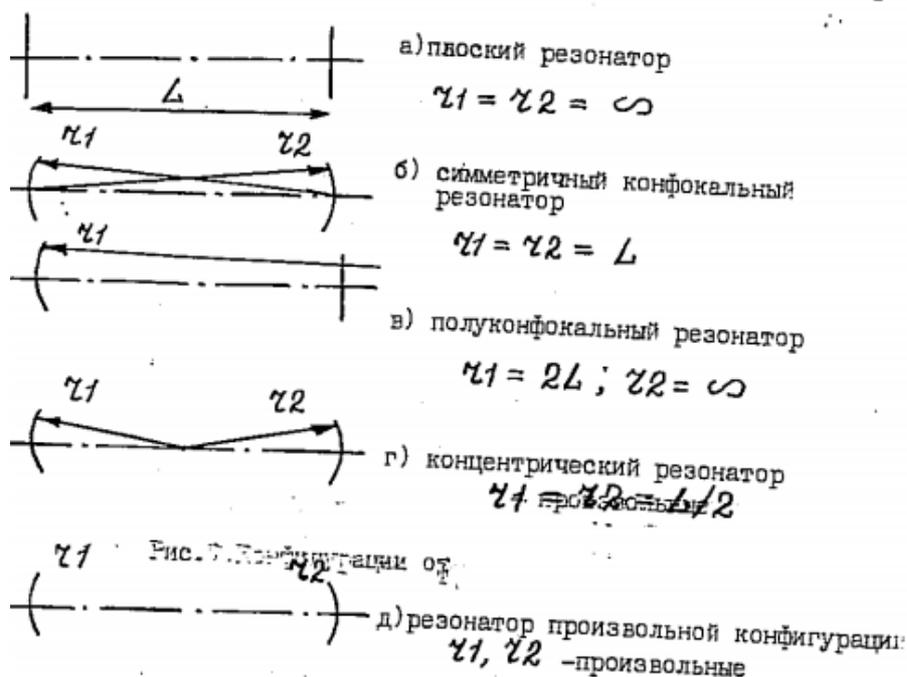


Рис. 7. Конфигурации открытых резонаторов

На G-диаграмме плоский резонатор характеризуется точкой А с координатами (1,1). Симметричный конфокальный резонатор (рис.7) соответствует началу координат - точке 0 (0,0). Прямая АВ соответствует совокупности резонаторов с отражающими поверхностями равной кривизны.

В резонаторах лазеров используются зеркальные поверхности различной кривизны - от плоских до сферических с радиусами кривизны порядка длины резонатора. Известны случаи использования не только вогнутых, но и выпуклых зеркал. Применение сферических зеркал позволяет существенно снизить требования к точности юстировки резонатора. Однако не любая пара зеркальных поверхностей может обеспечить устойчивую работу лазера. В некоторых конфигурациях незначительное отклонение луча от осевого направления приводит к возрастанию этого отклонения после отражения, и луч быстро выходит из резонатора. Такие конфигурации называются неустойчивыми. В резонаторах устойчивой конфигурации луч, отклонившийся от осевого направления, после ряда отражений

вновь возвращается в параксиальную область.

Как правило, генерация может возникнуть лишь в резонаторах с устойчивой конфигурацией. Только при очень большом коэффициенте усиления активной среды S в мощных ОКГ) можно получить генерацию в некоторых неустойчивых конфигурациях при технически выгодных условиях. Рассмотрение вопроса в рамках геометрической оптики, что справедливо при факторе Френеля ($N = a^2/\lambda L$), большем 10, дает резко очерченную границу значений параметров Q , соответствующих устойчивой конфигурации. Условие устойчивости записывается в виде

$$0 \leq g_1 g_2 \leq 1 \quad (5)$$

Условию устойчивости соответствует свободная от штриховки область на рис.6. Если условие (5) не выполняется (заштрихованная область на рис.6), то такой резонатор является неустойчивым. На рис. 8 представлены некоторые схемы неустойчивых резонаторов и ход лучей в них.

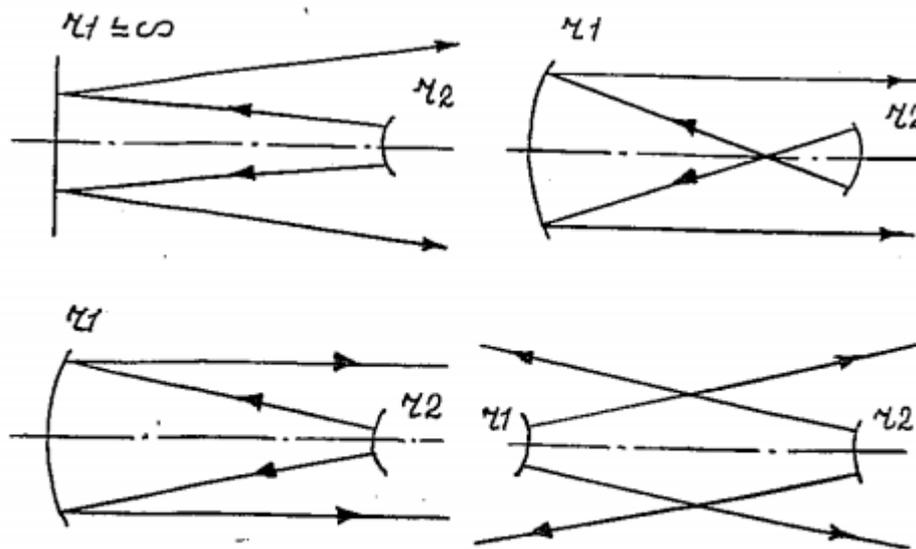
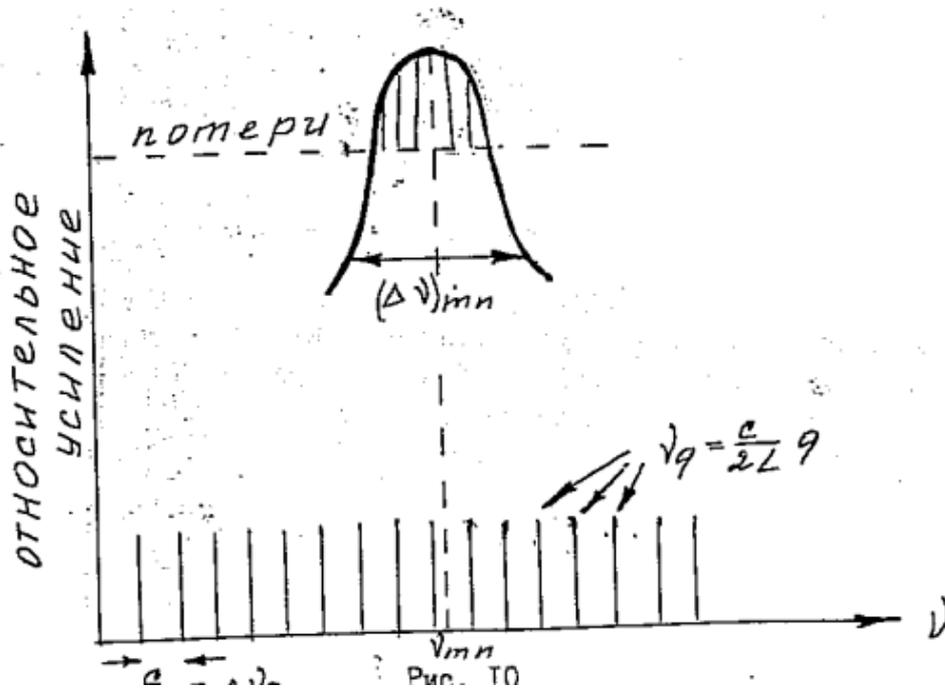


Рис.8. Конфигурации неустойчивых резонаторов

Если одно зеркало перекрывает весь пучок, - то оно является выходным (пучок в последний раз отражается от этого зеркала, а выходное излучение идет в сторону другого зеркала). Одним из характерных отличий неустойчивого резонатора от устойчивого является то, что в первом структура электромагнитной волны устанавливается всего за несколько проходов через резонатор. Поэтому влияние неоднородностей активной среды на параметры излучения для неустойчивого резонатора гораздо меньше.

Другим преимуществом является то, что в неустойчивом резонаторе пучок, имеет больший поперечный размер и поле генерации гораздо лучше заполняет активный элемент, что приводит к большему к.п.д. лазера. Увеличение поперечного размера пучка дает возможность уменьшить расходимость излучения.



Лазерная генерация осуществляется на частотах ν_q (14) резонатора, располагающихся вблизи вершины контура спектральной линии инвертированного перехода, где усиление достаточно велико (рис. 10). В типичных условиях интервал $\Delta \nu_q = c/2L$ между собственными, частотами резонатора составляет около 10^8 гц, так что обычно $\Delta \nu_q < (\Delta \nu)_{min}$ и генерация возможна сразу на нескольких близких собственных частотах резонатора. (При этом число q имеет порядок 10^6).

Лазерная генерация возникает следующим образом. Световая волна, спонтанно испущенная в каком-либо месте активного вещества в направлении для продольной оси резонатора, распространялась через вещество, порождает лавину фотонов (благодаря процессам вынужденного излучения), которая достигает полупрозрачного зеркала и частично проходит через него. Часть света, отразившаяся от этого зеркала, возвращается обратно в вещество и дает начало новой лавине фотонов, которая доходит до второго (глухого) 1 зеркала, отражается от него, снова входит в среду и, еще более усилившись, достигает полупрозрачного зеркала и т.д. После нескольких сотен таких проходов генерация в лазере устанавливается, и в дальнейшем спонтанное излучение перестает играть закатную роль. Таким образом положительная обратная связь осуществляется путем возвращения обратно в активную среду части генерируемого излучения. Очевидно, что если из активной среды извлекается энергия, то для поддержания генерации в эту среду, необходимо закачивать энергию в той или иной форме, потребляя ее от некоторого внешнего источника накачки, что и показано схематически на рис. 10. При этом вводить энергию в вещество необходимо таким образом, чтобы в нем возникала инверсная населенность.

Газовые лазеры

Гелий –неоновый лазер. Механизм создания инверсной населенности.

Необходимое для получения когерентного излучения состояние инверсной населенности в гелий-неоновом лазере создается для атомов неона, за счет многоступенчатой передачи энергии. В отдельных актах передачи участвуют

свободные электроны, атомов гелия и неона, а источником энергии для них является электрическое поле, питающее разряд. Оно, ускоряя электроны, сообщает им кинетическую энергию. Электроны соударяются с атомами упруго или неупруго. В последнем случае часть кинетической энергии соударяющихся частиц идет на возбуждение внутренних степеней свободы атомов, и они переходят на более высокий уровень. Участок спектра энергетических уровней атомов гелия и неона, существенный для механизма создания инверсной населенности, показан на рис. 1.

В спектре гелия показаны (рис. 1) три состояния: основное 1S_0 возбужденные 2^1S_1 , и 2^3S_1 . Время жизни основного состояния неограничено, а возбужденные состояния нестабильны, их время жизни составляет 10^{-3} сек. В спектре неона кроме основного состояния 1S_0 показано (рис.1) три группы S состояний : $1s$, $2s_2$, $3s_2$, и две группы P состояний $2p$, $3p$.

Группы S уровней состоят из четырех подуровней, а группы P уровней - из десяти. Время жизни S уровней (10^{-7} сек) на порядок превышает время жизни P уровней (10^{-8} сек), поэтому при заселении s состояний, лежащих по шкале энергий выше p состояний легко возникает инверсная населенность s уровней относительно ниже лежащих p уровней. Числовые данные о временах жизни и положении уровней на шкале энергии сведены в таблички на рис.1. Здесь же на рис.1 изображены непрерывными стрелками изменения состояния атомов в процессе создания инверсной населенности, а штриховыми, стрелками показаны переходы, уменьшающие инверсную населенность. Символами у стрелок отмечены причины переходов.

ЦИКЛ НАКАЧКИ

Замкнутый цикл создания инверсной населенности целесообразно начать рассматривать с состояния наименьшего возбуждения частиц: электроны движутся с малой скоростью, атомы гелия и неона находятся в основном состоянии.

1. Ускорение электронов электрическим полем сообщает им кинетическую энергию, достаточную для возбуждения атомов гелия и неона.

2. Возбуждение атомов гелия, т.е. переход из основного состояния в возбужденное под действием ударов быстро летящих электронов. Большое время жизни возбужденных состояний 2^3S_1 и 2^1S_1 ведет к накоплению большого числа возбужденных атомов гелия.

3. Резонансная передача энергии от возбужденных атомов гелия к невозбужденным атомам неона при столкновении атомов гелия и неона; резонанс обусловлен тем, что энергии состояний 2^3S_1 и 2^1S_0 гелия незначительно (менее чем на КТ) отличаются от энергии состояний $2s_2$ и $3s_2$, соответственно, неона. Обратная передача от возбужденных атомов неона к невозбужденным атомам гелия возможна, но ее влияние ослаблено тем, что гелия берется в 5-10 раз больше чем неона

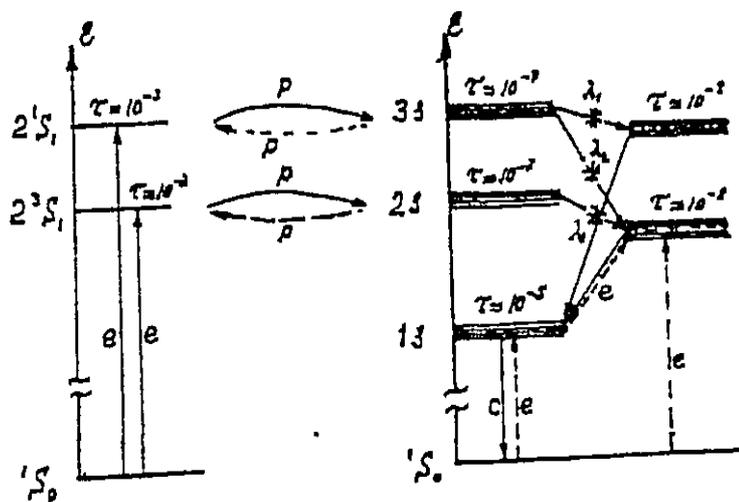
На переходах из состояний $2s_2$ и $3s_2$ в состояния $2p$ и $3p$ возникает инверсная населенность, так как нижние уровни очищаются быстрее верхних; соответствующие длины волн показаны на рис.1.

4. Из состояний $2p$ и $3p$ атомы неона переходят в состояния $1s$, которые

являются метастабильными; накопление атомов неона в $1s$ состоянии нежелательно, так как снижает скорость накачки.

5. Возбужденные атомы неона в состоянии $1s$ диффундируют, достигают стенки разрядной трубки и, сталкиваясь с ней, передают ей энергию возбуждения. На этом цикл накачки заканчивается.

Энергетические уровни атомов He и Ne.



Обозначения

- > переходы цикла накачки
- переходы, снижающие инверсную населенность
- e - возбуждение атома столкновением с электронами
- p — резонансная передача энергии от одного атома к другому

- c - дезактивация атома при столкновении со стенкой
- * - лазерный излучательный переход

E – энергия, запасённая атомом

τ - время жизни уровня (в секундах, ориентировочно)

$\lambda_1 = 3,39 \mu\text{м}$

$\lambda_2 = 0,63 \mu\text{м}$

$\lambda_3 = 1,15 \mu\text{м}$

	Термы Ne и их энергия (ЭВ).	Термы Ne и их энергия (ЭВ)
2^3S1 9,818"	$1S2...1S5$	16,619-16,948
2^1S1 0,614	$2p1...2p1$	18,381-18966
	$1S2...2S9$	19,644-19,779
	$3p1...3p10$	20,149-20,386
	$3S2...3S5$	20,560-20-662

5

Состояние 1S_0 основное, его энергия взята за 0 (начало отсчета)

Плотность инверсной населенности зависит от концентрации частиц и скорости накачки. Наилучшие результаты получены для смеси гелия с неоном в пропорциях 5 :1 (для переходов с уровня $3S_2$) и 10:1 (для перехода с уровня $2S_2$) при давлениях в единицы тор (мм.рт.ст.) и токах разряда от единиц до десятков миллиампер. Гелия требуется больше чем неона, так как в атомах гелия происходит относительно медленное накопление энергии возбуждения, а атомы неона относительно быстро получают энергию от атомов гелия и отдают ее полю резонатора, таким образом, один атом неона успевает "обслуживать" от 5 до 10 атомов гелия. Величина оптимального давления определяется внутренним диаметром d разрядной трубки, поскольку этим диаметром определена скорость опустошения нижних лазерных уровней. Экспериментально установлено, что для перехода $3S_2 \rightarrow 2p_4$ ($\lambda = 0,63$ мкм) оптимальное давление $P_{\text{опт}} = 400/d$, где d в мм., p в Па.

II. ГЕНЕРАЦИЯ КОГЕРЕНТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Инверсная населенность уровней $2s_2$ и $3s_2$, относительно уровней $2p$ и $3p$, обеспечивает усиление света за счет механизма стимулированного излучения. Усиление описывается законом Бугера с положительным показателем α .

$$J(l) = J(0) \times \exp(\alpha l),$$

где $J(l)$ интенсивность света на расстоянии l от входа в активную среду. Показатель α зависит от частоты. Он положителен на частотах, соответствующих длинам волн 3,39 мкм, 1,15 мкм и 0,63 мкм в пределах полос 40 МГц, 600 МГц и 1500 МГц, соответственно.

Выбор одной из этих полос для генерации когерентного излучения осуществляется за счет избирательности коэффициента отражения диэлектрических зеркал. Одно из зеркал делают обычно сферическим вогнутым с большим коэффициентом отражения. Это зеркало называют глухим, т.е. не пропускающим свет. Второе зеркало, как правило, ставят плоское и частично прозрачное. Его называют выходным, так

как через него выходит генерируемый лазером луч света.

III. ОСНОВНЫЕ ЗАВИСИМОСТИ.

Зависимость мощности излучения диаметра разрядной трубки d имеет максимум (рис.2) $d_{\text{опт}}$.

Увеличение диаметра при малых ⁵ увеличению выходной мощности объема активной среды. Дальнейшее и сверх $d_{\text{опт}}$ ведет к существенному диффузии метастабильных атомов стенкам разрядной трубки. Поэтому области перестают участвовать в остаются в состоянии $1s$.

Зависимость мощности излучения тока разряда тоже имеет максимум экспериментального увеличения тока разряда ведет к увеличению мощности излучения за счет роста скорости заселения верхних генерационных уровней. Однако при дальнейшем увеличении тока разряда быстро нарастает скорость заселения нижних генерационных уровней за счет соударения атомов неона с электронами. В результате снижается инверсная населенность, соответственно падает выходная мощность лазера и коэффициент усиления активной среды.

Проследив за изменением интенсивности светового пучка при его движении по замкнутому кольцу обратной связи между зеркалами (2, рис. 4) резонатора, получим соотношение

$$J' = J \cdot r_1 \cdot r_2 \cdot \exp(\alpha \cdot 2 \cdot l) \cdot s, \quad (1)$$

где J интенсивность светового пучка в начале петли обратной связи, J' - та же величина после обхода петли обратной связи, r_1 и r_2 коэффициенты отражения 1 и 2 зеркала, соответственно, s - коэффициент пропускания наклонной пластинки.

Величина s зависит от направления поляризации излучения и угла наклона пластинки γ к оси резонатора. Потери на отражение от поверхностей пластинки γ_n минимальны для излучения поляризованного в плоскости падения и составляют

$$r_n = [\text{tg}^2(\gamma - \varphi)] / [\text{tg}^2(\gamma + \varphi)] \quad (2),$$

где

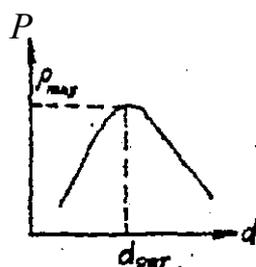


Рис. 2..

гелий-неонового лазера от четко выраженный

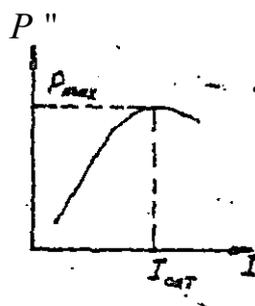


Рис. 3,

его значениях ведет к лазера за счет увеличения увеличения диаметра вблизи увеличению времени неона в состоянии $1s$ к атомы неона из приосевой цикле накачки, так как

гелий-неонового лазера от (рис.3.), при токах меньше

$$\varphi = \arctg (1/n \sin \gamma) \quad (3) \quad (3)$$

угол преломления. Обходя кольцо обратной связи излучение дважды проходит через пластинку, т.е. четыре раза испытывает отражение поэтому коэффициент пропускания наклонной пластины, установленной в резонаторе составляет

$$s = (1 - r_n)^4 \quad (4)$$

Если пластина наклонена под углом Брюстера

$$\gamma_0 = \arctg n, \quad (5)$$

то, $s = 1$, так как $r_n = 0$. Изменяя наклон пластинки в обе стороны от угла Брюстера, мы вносим в резонатор потери. В момент срыва генерации потери равны усилению. Замерив углы, при которых срывается генерация лазера γ_1 и γ_2 можем рассчитывать соответствующие им коэффициенты пропускания s_1 и s_2 . (Теоретически они должны равняться друг другу, но экспериментальные величины могут не совпадать; объясните возможные причины несовпадения значений s_1 и s_2).

Потери света определены произведением $r_1 \cdot r_2 \cdot s$, а усиление - экспонентой $\exp(2l\alpha)$, где l - длина оптической активной области разряда, α - показатель усиления.

В момент срыва генерации имеем

$$\exp(2l\alpha_{1,2}) r_1 \cdot r_2 \cdot s_1 \text{ или } r_1 \cdot r_2 \cdot s_2 \quad (6)$$

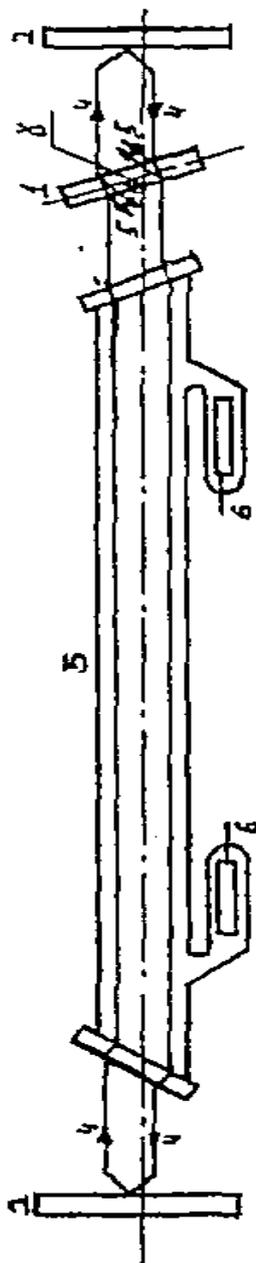
откуда определяется коэффициент усиления активного элемента

$$K_{1,2} = r_1 \cdot r_2 \cdot s_{1,2} \quad (7)$$

и показатель усиления активной среды

$$\alpha_{1,2} = (1/2l) \times \ln(r_1 \cdot r_2 \cdot s_{1,2}) \quad (8)$$

Оптическая схема установки



1. Наклонная плоскопараллельная пластина
2. Зеркало резонатора
3. Газоразрядная трубка
4. Условное изображение кольца обратной связи, создаваемое за счет отражения от зеркала резонатора
5. Лучи, отраженный от плоских поверхностей наклонной плоскопараллельной пластины
6. Электроды для подключения газоразрядной трубки к цепи электропитания разряда.

Твёрдотельные лазеры.

Возбуждение активных сред твердотельных лазеров методами оптической накачки

Описанные выше физические принципы работы лазера являются в достаточной мере общими и применимы к лазерам любых типов. Возможны различные пути практической реализации этих принципов в зависимости от природы рабочего вещества и способа его возбуждения (активации).

Активной средой твердотельных лазеров являются диэлектрические кристаллы или стекла, содержащие в качестве примесей ионы определенных химических элементов, играющие роль активных центров. (Диэлектрический материал называют матрицей или основной, а примеси - активатором). Возбуждение активных химических центров осуществляется с помощью т.н. оптической накачки, т.е. в результате воздействия на вещество света высокой интенсивности, как правило, некогерентного и некогерентного, создаваемого подходящим внешним источником.

Для объяснения механизма накачки рассмотрим идеализированную схему трех уровней, характеризующих возможные энергетические состояния активных центров в твердотельной матрице. В этой схеме инверсная населенность создается между уровнями 2 и 1. Широкий уровень 3 играет при этом вспомогательную роль благодаря наличию этого уровня вещество способно поглощать свет в широкой полосе частот, соответствующих переходу между уровнями 1 и 3. Под воздействием интенсивного внешнего светового излучения, рабочие ионы переходят из основного состояния 1 в возбужденное состояние 3. Соответствующая вероятность перехода

$$W_{13} = \sigma_{13} I_H = \sigma_{13} \frac{U_H}{h\nu_{13}} \quad (14)$$

где U_H - интенсивность возбуждающего света [$\text{Вт}/\text{см}^2$], σ_{13} - поперечное сечение (см^2) перехода 1 \rightarrow 3. Далее большинство возбужденных ионов совершают быстрый безызлучательный релаксационный переход с уровня 3 на уровень 2, отдавая при этом часть энергии ($E_3 - E_2$) в виде тепла в материал матрицы, вследствие чего последняя нагревается. На практике уровень 2 почти всегда является метастабильным, и имеет достаточно большое время

$\tau_{21} \sim 10^{-3} \div 10^{-6} \text{ с}$. Поэтому, если скорость поступления частиц на уровень 2 будет превосходить скорость τ_{21}^{-1} убывания частиц с этого уровня

$$W_{13} > \tau_{21}^{-1} \quad (15)$$

то на данном уровне может накопиться значительное число частиц, и условие $\Delta > 0$ инверсной населенности будет выполнено.

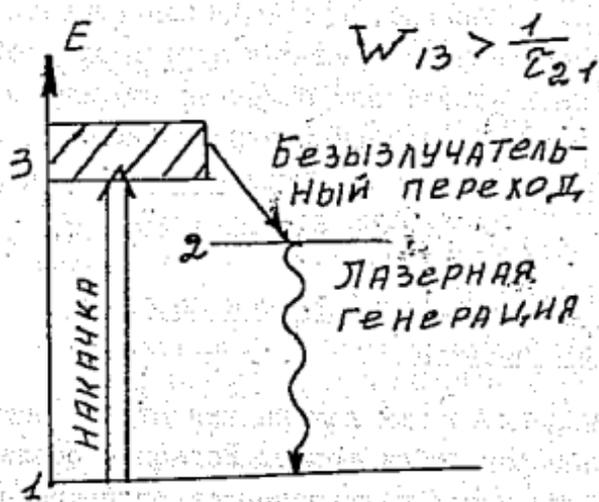


Рис. 11

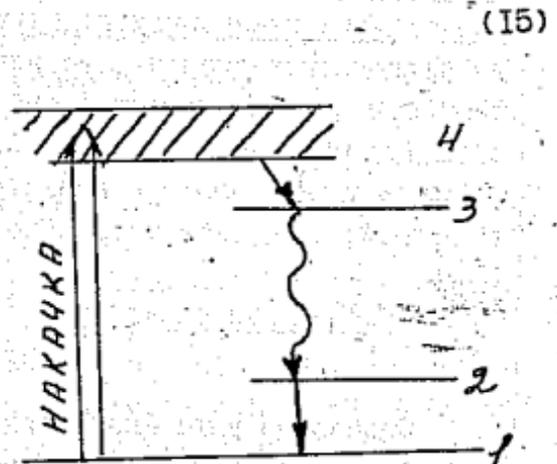


Рис. 12

Конкретным примером трехуровневой системы может служить рубин - кристалл корунда с примесью ионов хрома (Al_2O_3); Для создания инверсии в трехуровневом веществе необходимо, возбудить значительную часть (без учета вырождения - -половину атомов, находящихся в основном состоянии).

Более выгодной в энергетическом отношении является четырехуровневая схема (рис. 12). В этой схеме генерация возникает на переходе между уровнями 2, нижний из которых расположен значительно выше основного уровня I. Если разность энергий $E_2 - E_1 \gg kT$, то в силу закона Больцмана (8) при термодинамическом равновесии населенность уровня 2, очень мала. Поэтому для достижения инверсии в четырехуровневой среде достаточно перевести из основного состояния в состояние 3 лишь незначительную часть атомов, что требует гораздо меньших энергетических затрат, чем в случае трехуровневой схемы.

Типичными четырехуровневыми активными веществами являются стекло с примесью ионов неодима (Nd^{3+}) и иттрий-алюминиевый гранат с примесью ионов неодима. В этих веществах нижний лазерный уровень 2 ионов Nd^{3+} (рис. 12) находится примерно на 2000 см^{-1} выше основного уровня, так что условие $(E_2 - E_1) \gg kT$ хорошо выполняется при комнатной температуре.

На рис. 13, 14 представлены реальная схема энергетических уровней ионов Cr^{3+} в рубине, и в упрощенном варианте - ионов Nd^{3+} в иттрий-алюминиевом гранате соответственно.

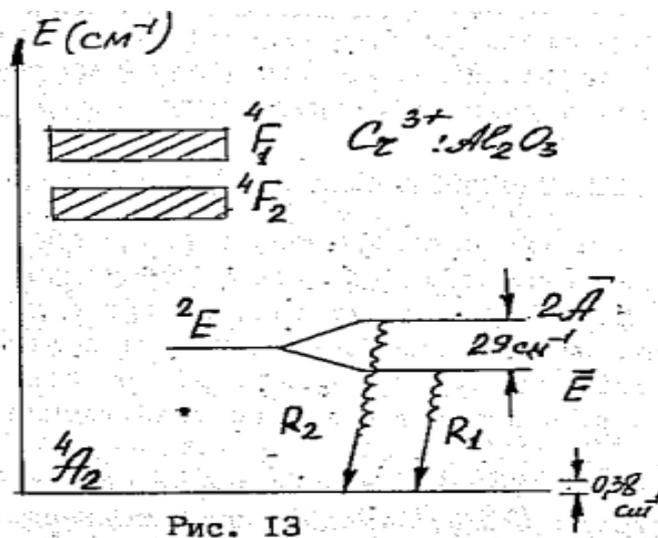


Рис. 13

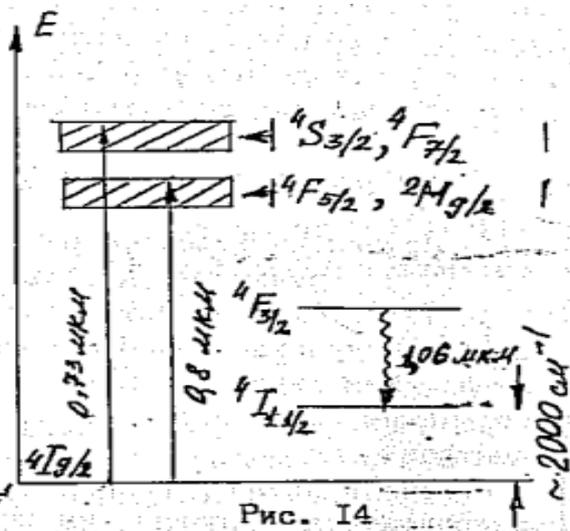


Рис. 14

В рубиновых лазерах используются искусственно синтезированный бледно-розовый рубин с содержанием хрома около 0,05%. Время жизни метастабильного верхнего лазерного уровня составляет при комнатной температуре 3,3 мсек. Этот уровень расщепление внутрикристаллическим электрическим полем на два близких подуровня $2\bar{A}$ и \bar{E} . Переходы с этих подуровней в основное состояние $4A_2$ соответствуют двум линиям излучения R_1 и R_2 в красной области спектра с длинами волн 0,6948 мкм и 0,6929 мкм соответственно. Время безызлучательного перехода $\tau_{32} \approx 5 \cdot 10^{-8}$ сек.

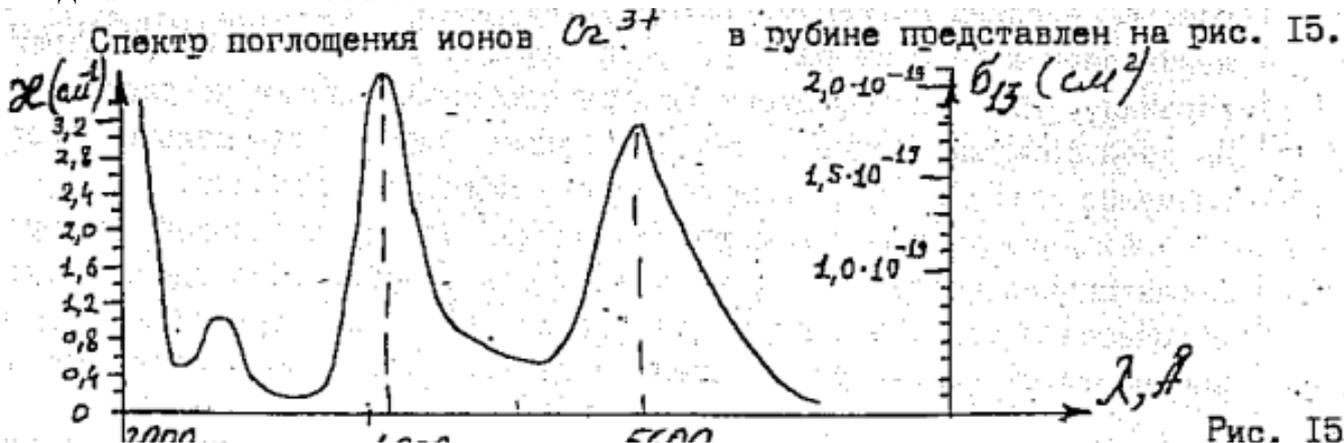


Рис. 15.

Излучение накачки поглощается рубином в двух широких полосах, соответствующих переходам активных атомов из основного состояния $4A_2$ в состояние $4F_1$. Центральные длины волн этих полос поглощения равны 0,41 мкм (4100А) (синяя полоса) и 5600 А (желто-зеленая полоса), а ширина каждой из них составляет около 1000 ($1\text{Å} = 10^{-10}\text{м} = 10^{-4}\text{мкм}$)

В системе максимумам полос поглощения соответствуют длины волн $\lambda_1 = 0,73$ мкм $\lambda_2 = 0,8$ мкм. Лазерная генерация осуществляется на переходе $4F_{3/2} \rightarrow 4I_{11/2}$, причем длина волны генерируемого излучения составляет около 1,06 мкм и попадает в невидимую инфракрасную область спектра. Активные элементы твердотельных лазеров, изготавливаются, как правило, в виде цилиндрических стержней, торцы которых обрабатываются с высокой степенью точности строго параллельно друг другу.

Требования к активным средам твердотельных лазеров

Исходя из вышеизложенного можно сформулировать ряд требований к активным средам твердотельных оптических квантовых генераторов (ОКГ).

1) Рабочее вещество должно содержать активные центры с достаточно широкими уровнями возбуждения, и соответственно широкими полосами поглощения. Чем шире полосы поглощения рабочего вещества, тем большая часть излучения источника накачки будет использована для возбуждения активных центров.

2) Активные центры рабочего вещества должны иметь метастабильные энергетические уровни, на которых можно накопить значительное количество частиц и создать инверсию по отношению к нижерасположенным уровням.

3) Рабочее вещество должно иметь высокое оптическое качество, чтобы потери световой энергии на рассеивание на неоднородностях, на частоте генерации были малыми.

Если пренебречь дифракционными потерями световой энергии на зеркалах резонатора, то условие генерации лазера имеет вид:

$$e^{2(\alpha - \beta)l} r_1 r_2 \geq 1, \quad (16)$$

где l - длина активного элемента, r_1 и r_2 , - коэффициенты отражения зеркал резонатора, α - коэффициент усиления среды в режиме генерации, β - коэффициент потерь световой энергии на рассеивание. Из этой формулы следует, что чем больше β , тем больше пороговое значение и тем выше пороговая мощность накачки.

4) Диэлектрическая матрица должна обладать высокой термостойкостью и теплопроводностью. Значительная часть энергии возбужденных атомов превращается в тепло в результате безизлучательных переходов, причем в зависимости от режима работы тепловыделение может порождать значительные градиенты температур, которые в свою очередь создают значительные внутренние напряжения, способные разрушить нетермостойкие матрицы. Для осуществления импульсного режима работы лазера с высокой частотой следования импульсов или же непрерывного режима необходимо обеспечить по возможности быстрый отвод тепла из активного элемента, l для чего теплопроводность матрицы должна быть высокой.

5) Рабочее вещество должно характеризоваться высокой химической и фотохимической стойкостью. Оно не должно вступать в химические реакции с воздухом или охлаждающей жидкостью (см. ниже). В нем не должны происходить, какие-либо нежелательные химические превращения под действие интенсивного света накачки.

6) Рабочее вещество должно быть легко синтезируемым и пригодным для механической обработки.

К настоящему времени известно несколько сотен различных твердотельных активных сред, на которых получена лазерная генерация в лабораторных условиях, но широкое практическое применение нашли лишь единицы в силу жесткости совокупности вышеперечисленных требований.

Для накачки ОКГ на твердом теле применяются различные интенсивные источники света. Наиболее интенсивные полосы поглощения большинства активных сред находятся в видимой области спектра и в прилегающих к ней участках инфракрасного и ультрафиолетового диапазона. Поэтому общее требование, предъявляемое к источникам накачки, заключается в том, чтобы именно на эти области приходилась основная часть излучаемой энергии, и чтобы эта энергия была достаточно велика.

Согласно закону Стефана-Больцмана полная мощность S излучения абсолютно черного тела пропорциональна четвертой степени температуры T :

$$S = \sigma T^4 \quad (\sigma = 5,6697 \cdot 10^{-12} \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{К}^{-4}) \quad (17)$$

а длина волны λ_{max} , соответствующая максимуму излучения обратно пропорциональна согласно закону Вина:

$$\lambda_{max} = \frac{b}{T} \quad (18)$$

где $b = 0,28978 \text{ см} \cdot \text{К}$

Хотя законы излучения реальных тел в какой-то мере всегда отличаются от законов излучения абсолютно черного тела, во многих случаях излучение источников света может быть с достаточной точностью аппроксимировано излучением черного тела с некоторой эффективной температурой.

Так, например, применение закона Вина (18) к электрической лампе накаливания с температурой нити накала 3000°К , дает $\lambda_{max} = 9160 \text{ \AA}$. Однако для накачки ОКГ видимого диапазона необходимо, что максимум излучения источникам света приходился на гораздо более короткие длины волн, что требует более высокой эффективной температуры источника. Например, для накачки рубинового ОКГ в жёлто-зеленой полосе с центром 5600 \AA . Требуется согласно (18) температуры 6500°К , а в синей полосе с центром 4100 \AA - 10000°К . Отсюда ясно, что лампы накаливания малоэффективны для накачки лазеров видимого диапазона, но они могут использоваться для накачки систем типа $\text{YAG} : \text{Nd}^{3+}$ которые имеют полосы поглощения в ближней - инфракрасной области и не требуют высоких уровней, накачки.

Необходимые эффективные температуры излучения 5000°К двигаются при использовании газоразрядных ламп, которые и получили наиболее широкое применение среди источников накачки твердотельных ОКГ.

Для возбуждения рубиновых лазеров, работающих в импульсном режиме, обычно используют ксеноновые импульсные лампы-вспышки трубчатой формы, и в случае неодимовых лазеров - криптоновые лампы. Питание импульсных ламп накачки осуществляется от батареи конденсаторов, которые заряжаются от выпрямителя до определенного напряжения, а затем замыкаются на лампу через специальный разрядный контур, который позволяет сформировать световой импульс наиболее подходящей колоколообразной формы.

Важнейшими параметрами газоразрядных ламп (с точки зрения применения их ОКГ) являются: эффективность преобразования электрической энергии в световую, спектральный состав излучения, предельная мощность (или энергия), при которой не нарушается нормальная работоспособность лампы.

К.п.д. лампы $\eta_{л}$ определяют как отношение излучаемой ею энергии $\eta_{л}$ к

энергии U_c , запасенной в питающем конденсаторе емкостью C :

$$\eta_{\text{л}} = \frac{U_{\text{л}}}{U_c} = \frac{U_{\text{л}}}{C V_0^2 / 2} \quad (19)$$

Величина $\eta_{\text{л}}$ характеризует интегральную эффективность преобразования энергии для всего спектра излучения. Она определяется конструктивными параметрами, составом и давлением газа, режимом питания и для лучших ламп составляет 50%. Величина функция от энергии U_c имеет тупой максимум, так для ксеноновой лампы ИФП-800 он достигается при $U_c = 600$ Дж. и составляет 42%. При фиксированной энергии вспышки эффективность лампы существенно зависит от режима питания, причем с увеличением емкости C конденсаторов возрастает. Однако при больших емкостях ($C > 200$ мкФ для ИФП-800) увеличение сопровождается нежелательным перераспределением энергии в спектре излучения, в результате которого возрастает доля излучения в инфракрасной области. Для лампы ИФП-800 в сине-зеленом участке спектра максимальна при $C = 1000$ мкФ.

Пределная энергия трубчатой лампы-вспышки определяется конструктивными параметрами и режимом питания в соответствии с формулой:

$$\left(\frac{C V_0^4}{e_{\text{л}}^3} \right)_{\text{пред.}} = K_{\text{л}} \text{ промежутка. и}$$

где l длина разрядного промежутка, зависящая от конструктивных параметров. Основной недостаток газоразрядных ламп заключается в сравнительно низкой эффективности преобразования электрической энергии в световое излучение, соответствующее полосам поглощения активного материала. В связи с этим большой интерес проявляется к исследованию новых методов, накачки, для которых указанная эффективность была бы более высокой. К их числу следует отнести прежде всего использование полупроводниковых светодиодов. Спектр излучения этих приборов достаточно узок, а КПД. весьма высок.

Другой перспективный метод накачки основан на использовании света, выделяющегося при взрыве таких проволок при пропускании по ним сильного электрического тока. Следует такие упомянуть о возможности накачки ОКГ светом, выделяемым при химических реакциях и солнечным светом.

Системы накачки

Световая энергия источника накачки должна быть с минимальными потерями передана в активный элемент. Высокая эффективность передачи достигается путем использования ряда отражающих и фокусирующих устройств, которые называются системами накачки.

В первых образцах ОКГ применялись газоразрядные лампы спиральной формы, внутри которых располагался активный образец, а снаружи - диффузный цилиндрический отражатель. Эффективность такой системы относительно невелика, и большая часть излученной энергии рассеивается вне образца. Значительно большей эффективностью обладают системы, в которых используется фокусировка излучения на активном образце. Примером такой системы являются зеркальный цилиндр эллиптического сечения, внутри которого вдоль фокусных линий размещены активный элемент и лампа накачки (рис. 16,17).

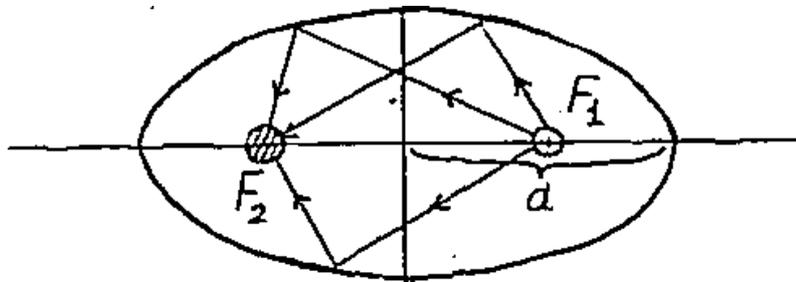


Рис.16 Ход лучей в эллиптическом отражателе.
а - большая полуось эллипса

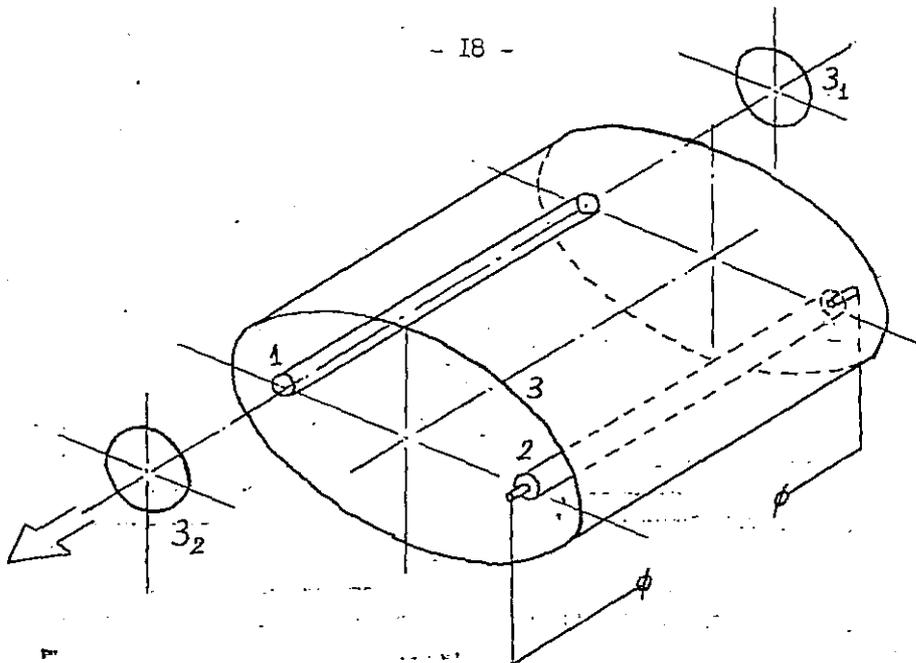


Рис.17 Взаимное расположение элементов твердотельного ОКГ при использовании эллиптического отражателя: 1 - активный образец; 2 - лампа накачки; 3 - эллиптический отражатель; 3₁ и 3₂ - зеркала резонатора.

Эллипс, как известно, имеет 2 фокуса, причем все лучи, исходящие из одного фокуса, отразившись от стенок, собираются во втором. Поэтому излученная лампой световая энергия концентрируется таким отражателем в месте расположения образца. Однако в действительности, поскольку лампа имеет конечные поперечные размеры, то через вторую фокальную линию пройдут лишь лучи, проекция которых на поперечные сечение цилиндра перпендикулярна поверхности лампы. Другие лучи фокусируются неточно, и, следовательно, изображение лампы занимает некоторую область вблизи фокальной линии.

Эффективность η передачи энергии в эллиптической системе зависит от поперечных размеров источника накачки, активного образца и отражателя, а также от эксцентриситета e эллипса. Расчеты показывают, что величина η наиболее сильно зависит от параметров R_1/R_2 - радиусы соответственно источника накачки и активного образца. Она возрастает с увеличением отношения R_2 и с уменьшением эксцентриситета e когда отражатель становится более круглым (рис. 18)

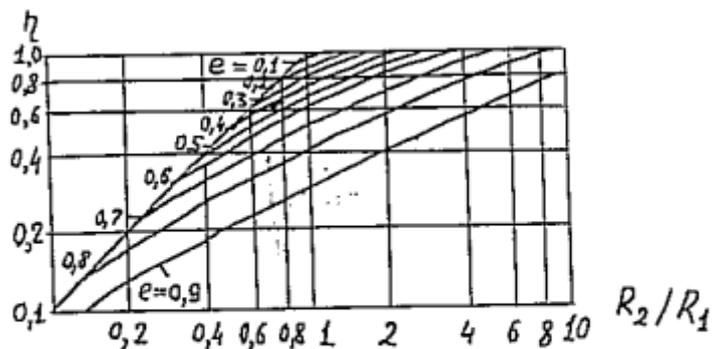


Рис. 18

В ряде случаев с целью увеличения энергии накачки используются отражатели, образованные двумя или четырьмя эллиптическими цилиндрами, имеющими общую фокальную линию (рис. 19)

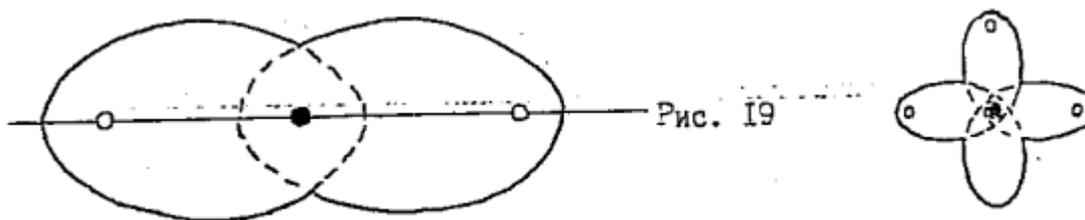


Рис. 19

Однако эффективность использования энергии в такой системе меньше, чем в случае одноэллипсного цилиндра. Иногда используют один цилиндрический рефлектор кругового сечения, в котором лампа и активный элемент расположены симметрично относительно продольной оси цилиндра. Эффективность передачи энергии в образец в такой системе ниже, чем в эллиптическом рефлекторе. В данном случае, однако, имеется преимущество, заключающееся в простоте изготовления.

Отметим, что активный элемент и лампа накачки, заключенном в отражатель, обычно охлаждаются проточной водой, которая протекает по замкнутому контуру охлаждения специальной помпой с электроприводом.

Влияние геометрических размеров активного элемента и способа обработки цилиндрической поверхности на выходные характеристики ОКГ

Введенная выше эффективность фокусирующей системы показывает, какая часть энергии излучения лампы попадает на активный образец. Однако вся эта энергия поглощается в нем.

Экспериментально установлено, (рис. 20), что выходная энергия и пороговый уровень накачки имеют оптимум в зависимости от диаметра d активного элемента.

Уменьшение выходной энергии при больших диаметрах образца объясняется тем, что в следствии неравномерности освещения работает лишь часть активного элемента.

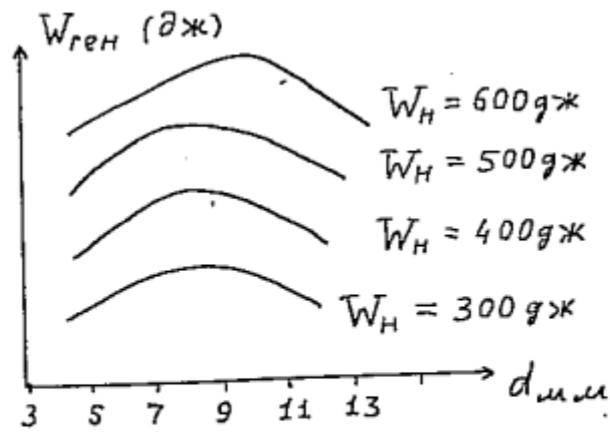


Рис. 20

Выходная энергия ОКГ зависит также от способа обработки цилиндрической поверхности образца. В случае полированной боковой поверхности свет хорошо проникает внутрь образца, но вследствие преломления лучей на цилиндрической поверхности освещенность в различных точках будет неодинакова. В центральной части цилиндра порог самовозбуждения достигается раньше, чем у краев, и энергия, поглощенная краями цилиндра, не используется. Кроме того, в полированном образце могут существовать нежелательные внутренние моды (типы электромагнитных колебаний) сокращающие время жизни атомов в метастабильном состоянии. Это явление препятствует генерации по всей площади торца активного элемента ОКГ, уменьшая выходную энергию. Внутренние моды можно подавить матированием цилиндрической поверхности, но это препятствует проникновению света в образец и повышает порог генерации.

Лучшие результаты достигаются при шероховато-прозрачной цилиндрической поверхности активного элемента. В этом случае световые лучи проникают равномерно во все точки цилиндра, и порог самовозбуждения достигается одновременно во всем объеме образца. При этом частично подавляются внутренние моды, что также улучшает условия генерации.

Полупроводниковые лазеры.

I. Физические принципы работы полупроводникового лазера.

Полупроводника как рабочее вещество для лазеров привлекают к себе внимание возможностью создания генераторов света с высоким (100%) к.п.д., излучающих в широком диапазоне длин волн - от далёкой инфракрасной области до ультрафиолетового диапазона. Малые размеры, простота способа возбуждения, хорошие спектральные и энергетические характеристики обеспечивают полупроводниковым лазером (п.л.) широкое применение, в первую очередь, в волоконной и интегральной оптике.

Прежде, чем перейти к описанию конкретных приборов, рассмотрим особенности энергетического спектра электронов в полупроводниках.

I. ЧИСТЫЕ ПОЛУПРОВОДНИКИ.

I.1. Уровни энергии электронов

Известно, что в изолированных атомах или молекулах энергия электронов может принимать строго определённый дискретный ряд значений E_1, E_2, \dots, E_n . Электроны стремятся занять уровни с наименьшей энергией. Вследствие этого нижние уровни заняты электронами, верхние пусты. Электрон в атоме может перейти с данного уровня E_m , на котором он находится, на другой уровень E_n только "скачками", поглощая (в случае $(E_n > E_m)$) или испуская (в случае $(E_n < E_m)$) квант энергии с частотой $\nu_{mn} = (E_m - E_n) / h$.

В полупроводниковом кристалле атомов так много, а расстояния между ними столь малы, что в результате межатомных взаимодействий энергетические спектры атомов искажаются - из дискретных энергетических уровней отдельных атомов образуются полосы (зоны) разрешенных энергий, разделенные запрещёнными зонами (рис. I).

В пределах разрешенных зон энергетические уровни распределены практически непрерывно. Электроны в кристалле не могут обладать каким либо значением энергии, лежащим в пределах запрещённой зоны.

В соответствии с принципом Паули в одном и том же состоянии может находиться не более одного" электрона. Поэтому электроны в энергетических зонах твердого тела "сидят" каждый на своем уровне, заполняя почти все разрешенные зоны в порядке возрастания их энергии. В диэлектриках и полупроводниках на верхнюю энергетическую зону кристалла (зону проводимости) электронов не хватает - она пуста. Эта зона отделена запрещённой зоной (рис. I) от последней заполненной (или почти заполненной) зоны, которая называется валентной.

Ширина ΔE запрещённой зоны полупроводников колеблется в пределах от $(1 \div 2) \cdot 10^{-3}$ эв до 1 эв. Ширина разрешенных зон имеет порядок 10 эв.

1.2. Тепловая генерация электронно-дырочных пар

В чистом (собственном) полупроводнике зона проводимости будет пустой лишь в случае, когда температура кристалла $T=0^\circ\text{K}$. Если же температура T достаточно высока, то тепловые колебания атомов кристаллической решетки имеют большую амплитуду, и отдельные электроны получают от решетки дополнительную энергию, достаточную для их "перескока" из валентной зоны в зону проводимости.

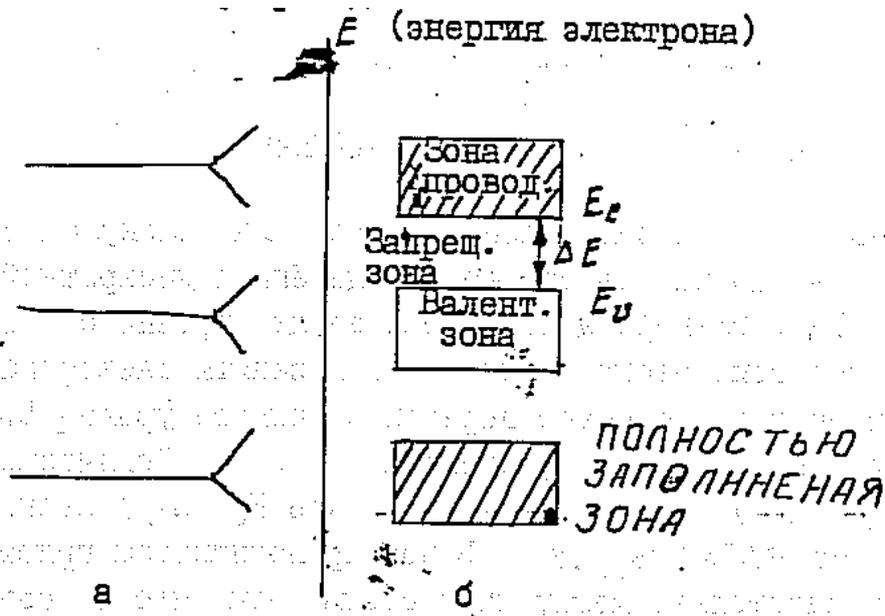


Рис. I а) энергетические уровни изолированных атомов.
 б) энергетический спектр полупроводникового кристалла
 E_c - "дно" зоны проводимости; E_v - "потолок" валентной зоны.

Эти электроны являются носителями электрического заряда в полупроводнике и называются электронами проводимости. При перескоке электрона в зону проводимости в валентной зоне остается пустое место - дырка, которая ведет себя как дополнительно заряженная частица и также является носителем электрического тока в полупроводниках. Таким образом, под действием тепловых колебаний решетки в полупроводнике происходит образование (генерация) пар - электронов проводимости дырок.

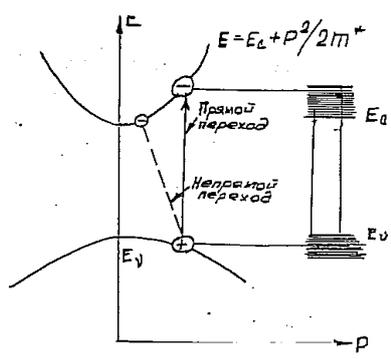
В. отсутствие внешнего электрического поля электроны проводимости и дырки беспорядочно перемещаются (мигрируют) по кристаллу. Движущиеся частицы обладают определенным количеством движения или импульсом P , соответственно, имеют определенную кинетическую энергию. Полная энергия электрона вблизи "дна" зоны проводимости (рис. I) описывается выражением

$$E(P) = E_c + \frac{P^2}{2m^*} \quad (1)$$

а энергия дырки вблизи "потолка" валентной" зоны имеет вид:

$$E(P) = E_v - \frac{P^2}{2m^{*'}} \quad (2)$$

Вторые слагаемые в (1),(2) характеризуют кинетическую энергию электро-



нов и дырок, m^* и $m^{*'}$ называются эффективными массами дырок. •

Графики зависимостей (1) и (2) показаны на рис. 1а (параболы).

Существуют такие полупроводники, у которых вершины парабол смещены по горизонтали по отношению друг к другу

Рис. I а

Следует отметить, что наряду с процессом тепловой генерации электронно-дырочных пар имеет место и противоположный процесс - безизлучательная рекомбинация электронов и дырок. Электрон проводимости, встречает дырку, заполняет пустое место в валентной зоне, отдавая при этом часть своей энергии обратно в кристаллическую решетку.

Одновременно действие вышеописанных процессов генерации и рекомбинации электронно-дырочных пар приводит к установлению в полупроводнике некоторой равновесной концентрации n_i носителей заряда. При этом концентрация электронов n и дырок p равны:

$$n = p = n_i \propto e^{-\Delta E / 2kT} \quad (3)$$

$K = 158 \cdot 10^{-16}$ эрг/град - постоянная Больцмана. Из формулы (3) следует,

что электропроводность чистых полупроводников с ростом температуры резко увеличивается.

1. Примесные полупроводники.

Кроме собственных проводников существуют примесные, полупроводники в которых часть атомов исходного вещества замещена атомами других элементов, причем энергетические уровни последних располагаются в запрещенной зоне (рис. 2.). Примесные атомы бывают двух сортов. Доноры, внедряясь в кристаллическую решетку, отдают один электрон в зону проводимости. Электрон может и оторваться от донора, тогда он занимает уровень энергии E_d , лежащий вблизи дна зоны проводимости E_c .

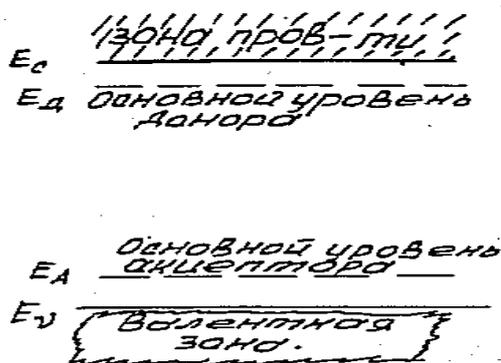


Рис. 2

Акцепторы, наоборот, могут захватить электрон создавая дырку в валентной зоне, Подуровни энергии E_A , расположены вблизи потолка валентной зоны E_v . Кристаллы неизбежно содержат примеси в той или иной степени. Различие между собственными и примесными полупроводниками определяется степенью влияния примесей на их электропроводность. Если концентрация доноров n_d превышает концентрацию собственных электронов проводимости n_i , то основной вклад в электропроводность дают электроны проводимости, т.к. их концентрация n становится много больше концентрации дырок p . Такой полупроводник называется электронным (или полупроводником n -типа), в отличие от дырочного полупроводника (p -типа) у которого $p \geq n$.

Электропроводность примесного полупроводника гораздо слабее зависит от температуры, т.к. число носителей в нем определяется прежде всего концентрацией примесей.

Уровень Ферми

Для более детального понимания процессов, происходящих в полупроводниках, необходимо знать, как распределены электроны проводимости и дырки по энергетическим уровням. Т.к. электроны стремятся занять уровни с наименьшей энергией, а при отсутствии теплового движения этому ничего не препятствует, то при $T=0^\circ\text{K}$ в кристалле имеется резкая граница между заполненными и пустыми уровнями энергии. Эта граница называется уровнем Ферми μ . Все уровни с энергией $\varepsilon < \mu$ заполнены каждый - двумя электронами с противоположно ориентированными собственными магнитными моментами, (спинами), уровни энергии с $\varepsilon \geq \mu$ пусты.

При $T \geq 0^\circ\text{K}$ распределение электронов становится более сложным, т.к. тепловое движение может забросить электроны на более высокие уровни $\varepsilon > \mu$. В этом случае вероятность заполнения электронами любого уровня E , как в валентной зоне проводимости дается формулой Ферми-Дирака:

$$f_{\varepsilon}(E) = 1 / [1 + e^{(E-\mu)/kT}] \quad (4)$$

Заметим, что $f_{\varepsilon}(E=\mu) = 1/2$ т.е. при $T > 0^\circ\text{K}$ уровень Ферми имеет смысл энергии уровня. Вероятность заполнения которого электронами равна 1/2. Т.к. сумма вероятностей обнаружить на одном уровне электрон или дырку равна 1, то для дырок получается распределение вида

$$f_d = 1 - f_{\varepsilon} = 1 / [1 + e^{(\mu-E)/kT}] \quad (4a)$$

Для распределения (4), (4a) характерно наличие некоторой переходной области между заполненными и пустыми состояниями. Ширина этой области пропорциональна kT .

В чистом полупроводнике уровень Ферми располагается в середине запрещенной зоны (рис. 3).

В примесных полупроводниках с ростом концентрации доноров уровень Ферми поднимается вверх, приближаясь к зоне проводимости.

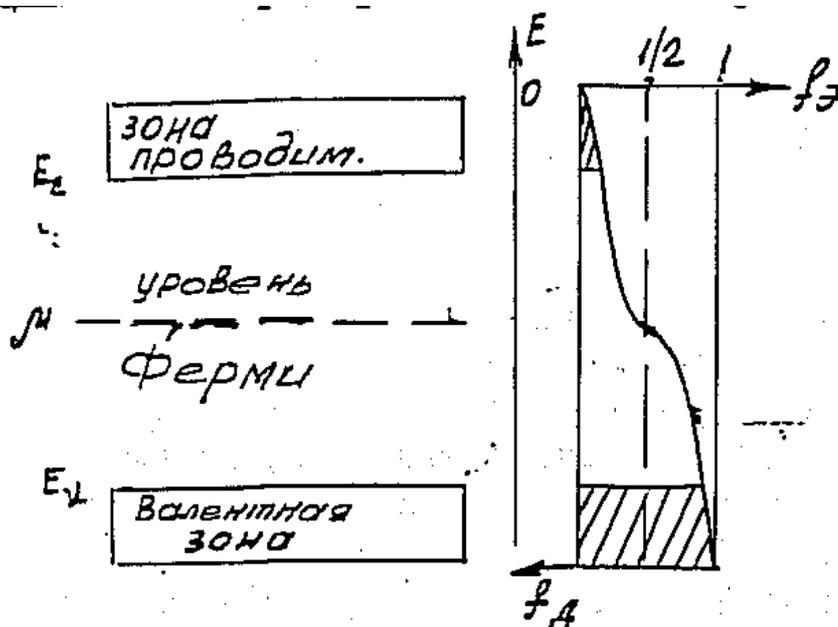


Рис. 3. Распределение электронов по энергетическим уровням зон в чистом полупроводнике при $T=0^{\circ}\text{K}$

Аналогично с ростом концентрации акцепторов N_A уровень Ферми опускается вниз к валентной зоне (рис. 5а).

Особый интерес представляют полупроводники со столь большой концентрацией примесей, что уровни примесных атомов расширяются в полосы, сливающиеся с зоной проводимости (в случае доноров) или валентной зоной (в случае акцепторов). Такой полупроводник близок по свойствам к металлу: его электропроводность очень высока и слабо зависит от температуры. Уровень Ферми оказывается при этом либо в зоне проводимости (рис. 4 б), либо в валентной зоне (рис. 5б). В этом случае говорят о вырождении электронов или дырок, и, соответственно, о вырожденных полупроводниках n- или p-типа.

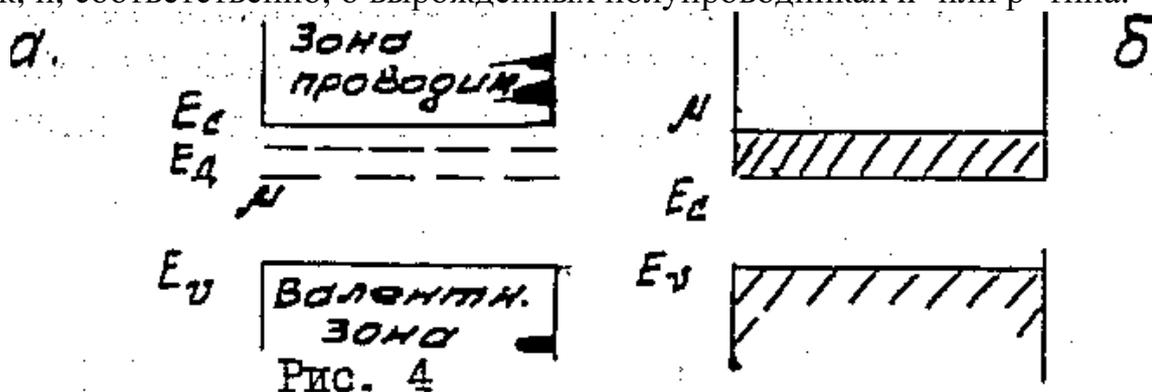


Рис. 4

Распределение электронов по энергетическим уровням зон в примесном полупроводнике n, -типа при $T=0^{\circ}\text{K}$ в отсутствие (а) и при наличии (б) вырождения электронов. Заштрихованные области соответствуют заполненным состояниям.

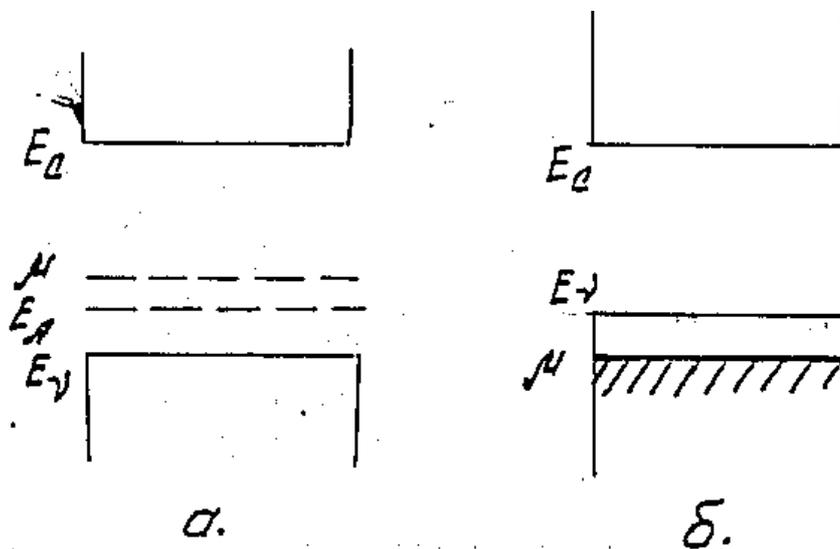


Рис. 5 Распределение электронов по энергетическим уровням зон в примесном полупроводнике p -типа при $T=0^\circ\text{K}$ в отсутствие (а) и при наличии (б) вы-рождения дырок.

2. Поглощение и изучение света в полупроводниках

Переход электрона из валентной зоны в зону проводимости, в результате которого в чистом полупроводнике появляется электронно-дырочная пара, может исходить не только под действием тепловых колебаний решетки. Он может быть вызван многочисленными внешними воздействиями, в частности светом с частотой

$$\nu \geq \Delta E/h \quad (h = 6,62 \cdot 10^{-27}) \quad (\text{эрг/сек} - \text{постоянная Планка}).$$

В последнем случае переход электрона в валентную зону сопровождается поглощением светового кванта с энергией $h\nu$. При этом выполняются законы сохранения энергии импульса. Это явление называется внутренним фотоэффектом. Оно аналогично процессу вынужденного поглощения света в системе атомов с дискретным энергетическим спектром. Для света с энергией кванта $h\nu < \Delta E$ полупроводник прозрачен. Т.к. импульс фотона очень мал, то в полупроводниках, в которых вершины парабол $E(p)$ совпадают (рис. 1а) можно считать, что при разделении пары импульсы электрона и дырки практически равны (прямые переходы), рис. 1а). В некоторых полупроводниках, в которых вершины парабол электронов и дырок смещены по отношению друг к другу, существенную роль в поглощении света играют непрямые n переходы (рис. 1а); при этом поглощение светового кванта с частотой $\nu = \Delta E/h$ сопровождается возбуждением или поглощением порции (кванта) колебаний решетки.

Одновременно с генерацией электронно-дырочных пар может происходить и обратный процесс - рекомбинация пар, причем не только безизлучательная. Электроны проводимости могут самопроизвольно (спонтанно) перейти вниз на пустые места (дырки) в валентной зоне, излучая при этом световые кванты с энергией $h\nu = \epsilon_{\text{з}} - \epsilon_{\text{д}}$ где $\epsilon_{\text{з}}$ и $\epsilon_{\text{д}}$ энергии исчезнувших электрона проводимости и дырки. Эти кванты имеют произвольные фазу, поляризацию и направление распространения. Данный процесс аналогичен процессу спонтанного излучения в системе атомов с дискретным энергетическим спектром.

Помимо спонтанной и безизлучательной рекомбинации электронов и дырок в полупроводнике возможна и вынужденная рекомбинация под действием света. В результате взаимодействия со световым квантом с энергией $h\nu > \Delta E$ электрон проводимости может перейти в валентную зону, заполнив пустое место - дырку, который со ответственвал импульс, почти в точности равный по величине импульсу этого электрона и противоположный ему по направлению. (Последнее требование обусловлено законом сохранения импульса). При этом излучается вторичный фотон, тождественный по частоте, фазе, поляризации и направлению распространения тому кванту, который вызвал переход, данный процесс аналогичен процессу вынужденного (индуцированного) излучения в системе атомов с дискретным энергетическим спектром, имеется в виду рис. 1а можно по аналогии с поглощением света говорить о прямых и не прямых процессах вынужденной рекомбинации. Если вершины парабол $E(p)$ расположены одна над другой, то доминируют прямые переходы; в дальнейшем речь будет идти только о таких полупроводниках.

Важно отметить, что вероятности единичных актов рождения и рекомбинации электронно-дырочных пар, происходящих под воздействием света, тайны между собой.

4. Усиление света в чистом полупроводнике в условиях оптической накачки

В полупроводнике, находящемся в состоянии равновесия, произведение, $n - p$ концентраций электронов и дырок не зависит от концентрации примесей. Действительно, например рост n за счёт доноров сопровождается p из-за перехода электронов с донорных уравнения на акцепторный и в валентную зону. В результате $n \cdot p = n_i^2$, по этому в вырожденном полупроводнике n -типа концентрация дырок очень мала, а в вырожденном полупроводнике p -типа почти нет электронов проводимости.. Однако, можно искусственно создать ситуацию, при которой одновременно велики и n' и p' , т.е. $n \cdot p \gg n_i^2$ В чистом полупроводнике такое отклонение от равновесия может быть достигнуто, например, с помощью оптической накачки, т.е. при облучении его интенсивным светом частоты См. рис. 1).

Поглощая кванты света $h\nu \geq \Delta E$, электроны из валентной зоны переходят в зону проводимости. В результате появляются дополнительные неравновесные электроны и дырки, кинетическая энергия которых см. (1),(2) больше средней энергии электронов и дырок. Вследствие соударении неравновесных носителей с атомами кристаллической решетки, последняя очень быстро "отбирает" у них избыток энергии (характерное время релаксации $\tau \sim 10^{-10} - 10^{-12}$ сек. после чего средняя энергия неравновесного носителя становится $\sim kT$. Благодаря этому неравновесные электронов и дырки успевают до рекомбинации (которая определяется существенно более медленными процессами τ с характерным временем $10^{-1} - 10^{-9}$ сек) распределяется в слое энергий порядка kT вблизи "дна" зоны проводимости и "потолка" валентной зоны. Соответственно формулы (4) и (4А.), характеризующие распределение носителей по энергиям, остаются справедливыми и в данной ситуации, но уровни Ферми для Электронов и дырок будут различными. В этом случае их называют электронными (μ_n) и дырочными (μ_p) квазиуровнями Ферми (рис. 6 а)

Особенно важен случай, когда электроны в полупроводнике вырождены одновременно (рис. 6 б). В этом случае расстояние между квазиуровнями Ферми превышает ширину запрещённой зоны ΔE

$$\mu_n - \mu_p > \Delta E \quad (5)$$

Соответственно, поглощение света начинается при больших частотах, чем $\Delta E/h$, а именно в областях частот

$$\nu > \nu_{max} = (\mu_n - \mu_p) / h, \quad (6)$$

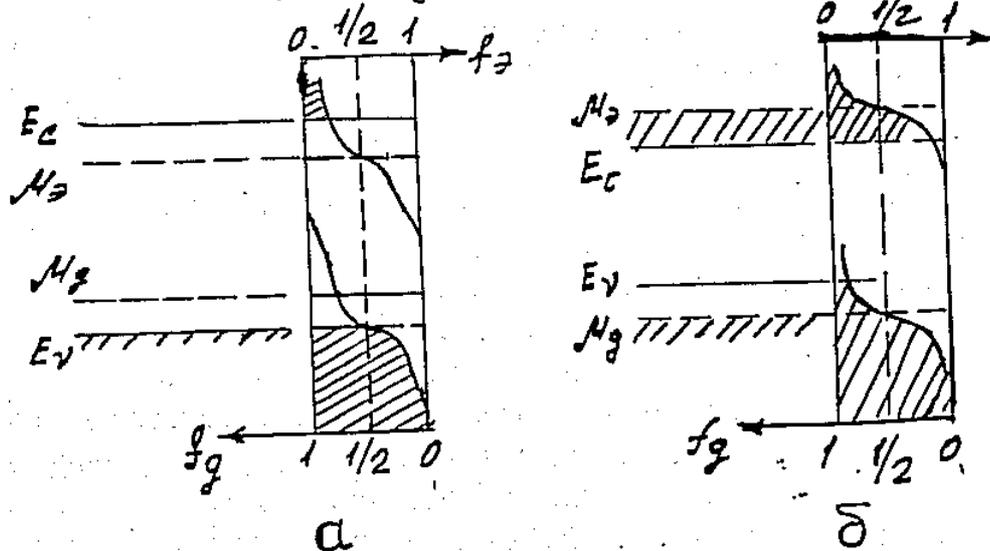


Рис. 6а. Расщепление уровня Ферми на два квазиуровня μ_n и μ_p ; а) - вырождения нет б) электроны и дырки вырождены

т.к. электроны из валентной зоны могут быть заброшены в зону проводимости только на свободные уровни, лежащие выше μ_2 . В то же время световые кванты, энергия которых лежит в пределах

$$h\nu_{min} = \Delta E \leq h\nu \leq \mu_3 - \mu_2 = h\nu_{max} \quad (7)$$

не могут, вызвать электронных переходов из валентной зоны в зону проводимости и, следовательно, не могут поглотиться в полупроводнике. Однако, такие кванты могут индуцировать переход электронов скопившихся у "дна" зоны проводимости, на свободные уровни "потолка" валентной зоны, т.е. вызвать вынужденную рекомбинацию, Яри этом рождаются фотоны тождественные по своим свойствам с первичными. В результате оказывается возможным усиление света в полосе частот $\Delta\nu = \nu_{max} - \nu_{min}$. Здесь имеет место аналогию с усилением света посредством индуцированного излучения j системе атомов с дискретным энергетическим спектром при наличии инверсии населенностей.

Таким образом условие (5) необходимо для работы полупроводникового лазера. По аналогии с другими лазерами его называют условием инверсии населенностей, что в известном смысле справедливо. Действительно если $\mu_3 - \mu_2 > \Delta E$, то

концентрация электронов у дна зоны проводимости, т.е. суммарная населенность нижней части зоны проводимости, выше чем концентрация электронов в верхней части валентной зоны (т.е. населенности верхней части валентной зоны).

Заметим, что реализовать условие (5) тем труднее, чем выше температура полупроводника, т.к. с повышением температуры электроны и дырки стремятся перейти на

более высокие электрические уровни и плотность заполнения нижних уровней уменьшается. При этом оба квазиуровня Ферми приближаются к запрещенной зоне. Поэтому все п.п. легче возбудить при низких температурах.

5. Полупроводниковый лазер с оптической накачкой

Для создания квантового генератора света (лазера) недостаточно наличия одной только усиливающей среды; необходимо решить еще проблему обратной связи. Последняя обеспечивается с помощью открытого оптического резонатора, который представляет собой в простейшем случае систему из двух плоскопараллельных зеркал 31 и 32, обращенных друг к другу отражающими поверхностями (Рис. 7)

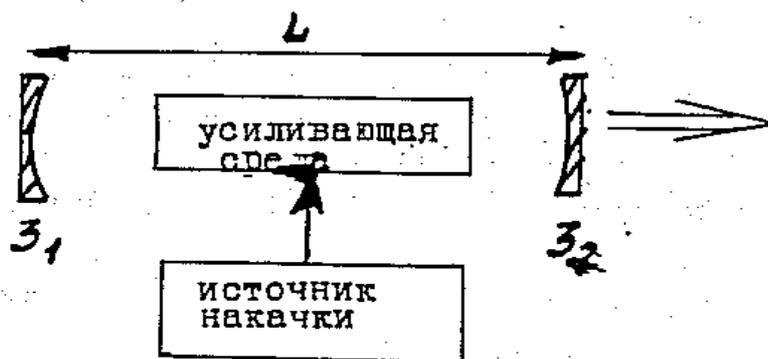


Рис. 7 Блок-схема лазера.

В такой системе зеркал могут существовать электромагнитные волны, собственные частоты ν_g которых определяются формулой

$$\nu_g = \frac{c}{2L} g \quad (8)$$

где c - скорость света, L - длина резонатора, $g = 1, 2, 3$ произвольное

целое число. Однако в отсутствие усиливающей (активной) среды электромагнитные колебания в резонаторе быстро затухнут, поскольку идеально отражающих зеркал создать нельзя, и при каждом отражении от зеркал будут иметь место потери световой энергии. Если же между зеркалами поместить усиливающую свет среду (рис. 7), то при достаточно усилении удастся скомпенсировать потери энергии на зеркалах. В результате в резонаторе устанавливаются незатухающе стоячие электромагнитные волны. Сделав одно из зеркал полупрозрачным можно вывести наружу часть излучения, существующего в резонаторе. Это и будет лазерное излучение. Оно обладает рядом уникальных свойств, таких как монохроматичность, когерентность, высокая направленность. Генерация осуществляется на тех собственных частотах ν_g резонатора, которые, попадая в контур усиления активной среды и располагаются вблизи его вершины.

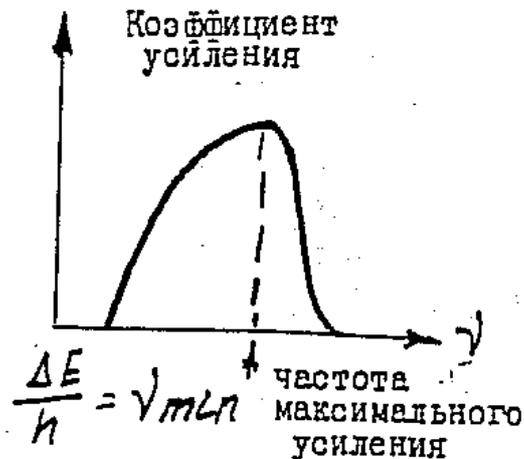


Рис. 8 Коэффициент усиления света в вырожденном полупроводнике в зависимости от частоты.

В полупроводниковых лазерах роль зеркал резонатора обычно выполняют полированные плоскопараллельные грани самого кристалла. При этом используется эффект отражения света от граница двух сред с различными показателями преломления.

$$\nu_{max} = (n_3 - n_2) / h$$

Первый п.л. с оптической накачкой был реализован в 1965 г. в СССР на чистом кристалле **GaAs**

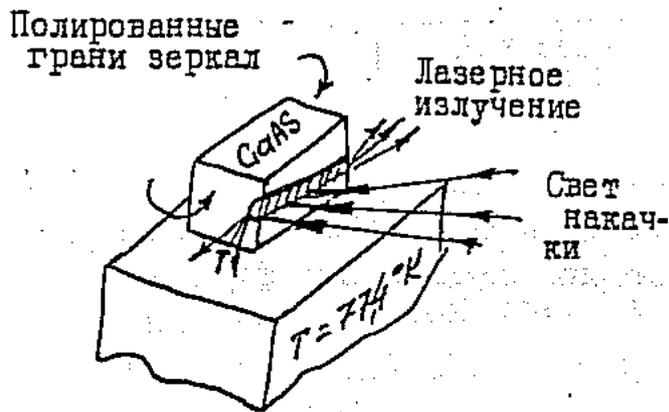


Рис. 9.

Источником света накачки служил которого предварительно пропускали через жидкий азот. При этом частота света несколько уменьшалась из-за вынужденного комбинационно.

В результате этого энергия фотонов довольно точно совпадала с шириной запрещённой зоны $GaAs$. Свет накачки проникал в кристалл на глубину $\sim 0,5$ мм вследствие чего удалось возбудить относительно большой объем и получить значительную

выходную мощность (~ 200 квт в импульсе) при этом системы двух лазеров - полупроводникового и рубинового - невелик из-за малости к.п.д. рубинового лазера. Вышеописанный прибор является по сути дела конвертором - преобразователем когерентного излучения одной длины в излучение с другой длиной волны.

6. Инжекционный лазер на p-n - переходе

Осуществить в чистых беспримесных полупроводниках одновременное вырождение электронов и дырок трудно. Вышеописанный метод оптической накачки требует высоких плотностей ($\sim 300 - 400$ квт/см возбуждающегося излучения, что можно получить лишь с помощью мощных -импульсных лазеров. Гораздо легче этого добиться используя примесные полупроводники, в которых уже вырождены либо электроны, либо дырки.

Если взять два вырожденных полупроводника n и p типов и соединить их (рис.10), то в месте контакта, называемом электронно-дырочным p-n переходом может быть выполнено условие инверсии населенностей (5). Часть электронов проводимости из n области очень быстро перейдет в p - область, а часть дырок из p -области в n -область. В процессе этого перехода электроны и дырки будут рекомбинироваться друг с другом, излучая фотоны. Последние не могут поглощаться в переходе, а следовательно

свет будет усиливаться до тех пор, пока выполняется условие $N_2 - N_1 > \Delta E$.

Однако это условие будет выполнено в области перехода только в первый момент присоединения полупроводников. Через небольшое время движение электронов и дырок

прекратится. Они перераспределяются по электрическим уровням и придут в равновесие друг с другом. Уровни Ферми в р - и n-областях совместятся (рис. 11) и в области р-п - перехода исчезнет одновременное вырождение электронов и дырок, а следовательно и инверсия населенностей.

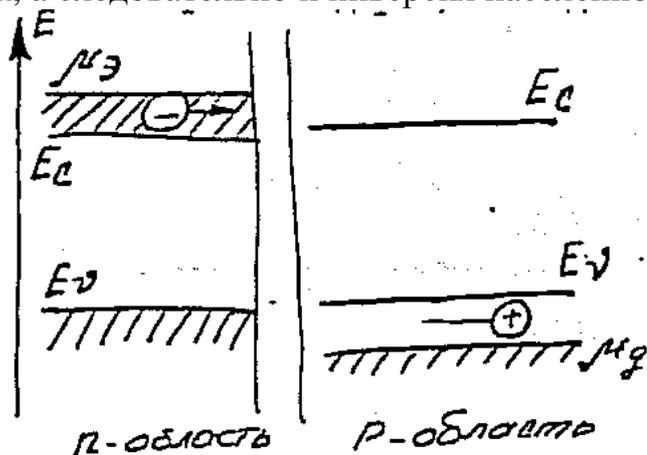


Рис. 10 Энергетическая схема р-п перехода в момент соединения полупроводников р и n типа

- 12 / 13 -

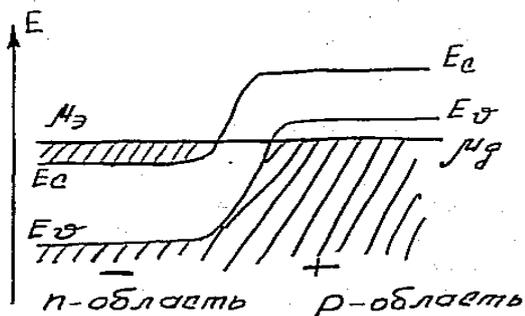


Рис. 11 Энергетическая схема р-п перехода после установления равновесия.

Для того, чтобы снова создать инверсию населенностей в р — п переходе, т.е. добиться, чтобы уровни Ферми в n- и р- областях снова разошлись на расстояние, больше ширины запрещённой зоны ΔE нужно, приложить к переходу электрическое напряжение U , как показано на рис. 12. При этом через р — п - переход течет ток, состоящий из двух компонент: электронов и дырок,двигающихся навстречу

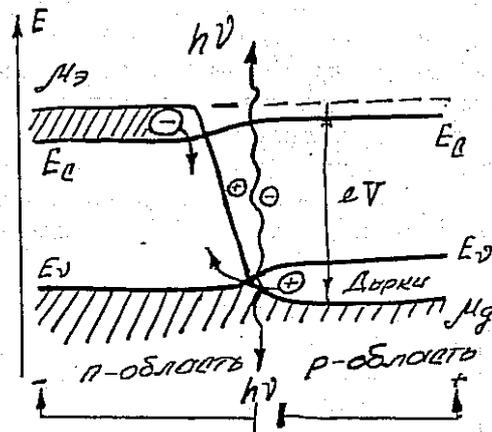


Рис. 12. Энергетическая схема p-n - перехода при наложении напряжения U ; e - заряд электрона

друг другу.

Эти два потока часто встречаются в тонком слое перехода и рекомбинируют, излучая свет. При достаточно большом токе в переходном слое обеспечивается одновременное вырождение электронов и дырок, необходимое для усиления света.

Минимальный ток, при котором вынужденное излучение сравнимо с поглощением (потерями) в p-n -переходе, называется пороговым током. В реальных инжекционных

п.л. плотность $j_{пор}$ порогового тока составляет $(20-100) \cdot 10^3 \text{ а/см}^2$; абсолютная величина порогового тока $U_{пор} = 100-500 \text{ а}$; рассеиваемая мощность равна 1,5 а в $j_{пор} = 150-750 \text{ вт.}$ при к.п.д. $\eta \approx 2-3\%$. Работа лазера при таких токах накачки возможна лишь при охлаждении до температуры жидкого азота, и осуществляется чаще всего в импульсном режиме; при этом мощность излучения $\sim 3 \text{ Вт}$.

Чем выше электрическое поле в переходе, т.е. чем больший ток протекает через него, тем с большим, запасом выполняется условие инверсии. Для получения лазерной генерации p-n - переход располагают между полированными плоскопараллельными гранями полупроводник нового кристалла, которые играют роль резонатора. При этом техническое; расстояние между зеркалами составляет 0,2-0,5 мм, поперечный размер 1 кристалла тот же, а толщина p-n -перехода 0,1 мкм. Электроны и дырки "проскакивают" область p-n -перехода и проникают в n и p - части на глубину 1-100 мкм. Поэтому светящийся слой оказывается j толще переходного; при этом свет частично поглощается в областях, подверженных накачке. В дальнейшем о потерях носителей, связанных с проскакиванием p-n -переходе, мы будем говорить как о "рекомбинационных" потерях, а о поглощении света в неактивных областях как о j "световых" потерях. Малые размеры лазерных p-p -переходов связаны с, невозможностью изготовить оптически однородный n-p переход больших размеров. j

В настоящее время известен ряд полупроводников-: ;

$(\text{ZnS}; \text{ZnSe}; \text{GaS}; \text{CdSe}; \text{CdTe}; \text{GaAs}; \text{GaSb}; \text{InSb})$ из

которых изготавливают инжекционные лазеры, генерирующие в области от ультрафиолетового до инфракрасного участков спектра. Лучшие результаты дает лазерный p-n

перехода $CdAs$ (рис. 13). Он излучает до 10 Вт когерентного света с малой площадью (толщина излучающего слоя p-n - перехода 2 мкм, а длина излучающей части 1 мм). Поэтому мощность, снимаемая с 1 см³ достигает 100 кВт. Существенно, что такие мощности достигаются в непрерывном режиме, т.е. при питании п.л. постоянным током. Однако реализовать непрерывный режим работы п.л. удается как правило, лишь при температуре жидкого азота (77°К. При комнатной температуре инжекционные лазеры могут работать только в импульсном режиме. Это связано с тем, что с повышением температуры для создания инверсии требуются все большие токи; последние в свою очередь вызывают недопустимый перегрев p-n -перехода.

Обеспечить непрерывный режим генерации при комнатной температуре удастся в полупроводниковых лазерах с двойным гетеропереходом.

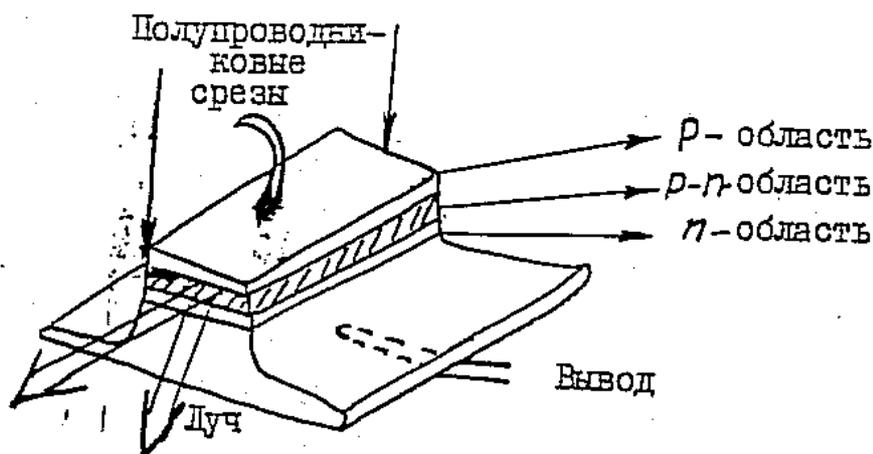


Рис. 13. Типичный лазер на p-n -переходе в $CdAs$ ($\lambda = 8200 \div 9000 \text{ \AA}$)

7. Гетеролазер

Для повышения эффективности лазерных диодов был предложен и метод снижения "световых" и "рекомбинационных" потерь, который заключается в ограничении зоны распространения генерируемого излучения и инжектируемых электронов пределами только активной области. Практическая реализация этого метода была осуществлена в гетеролазере.

- Лазерный гетероструктурный диод состоит из следующих друг за другом

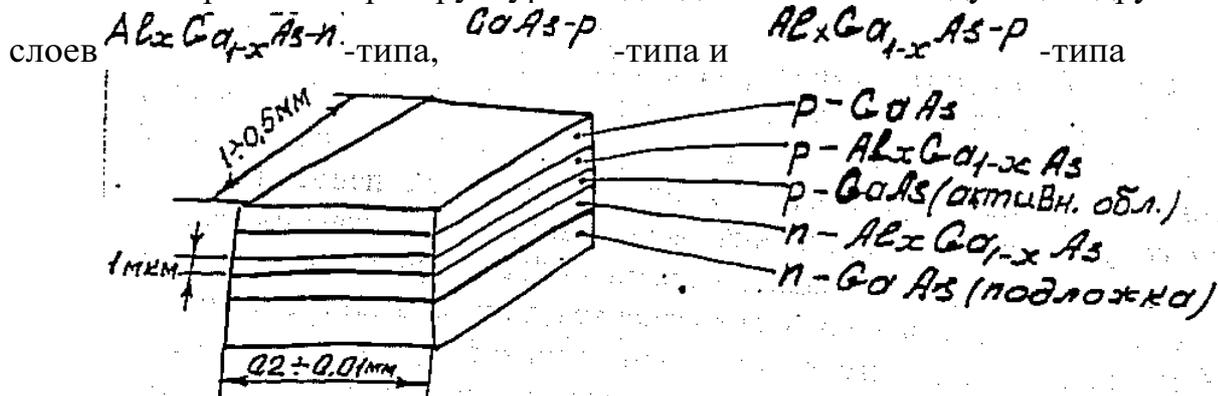


Рис. 1 Инжекционный лазер с двойной гетероструктурой C'L

(рис. 1) Трехкомпонентный кристалл $Al_xGa_{1-x}As$ где x указывает на отношение к галлию, отличается большим значением ширины запрещенной зоны и меньшим значением показателя преломления (рис. 15). В этом случае электроны, инжектируемые $n-AlGaAs$ в $p-GaAs$, могут диффундировать в последнем только до потенциального порога, образованного широкой запрещенной зоной на

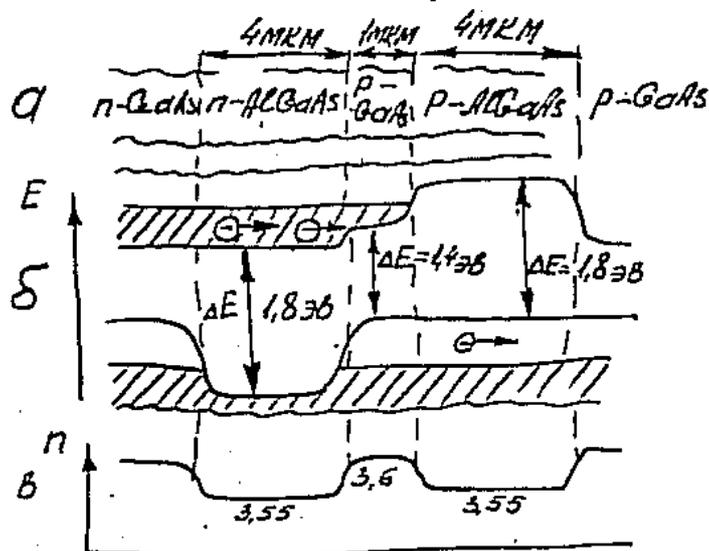


Рис. 15 а - двойная гетероструктура, б - энергетическая диаграмма, в - распределения показателя преломления.

смежной стороне $p-GaAs$. Подобным же образом из-за более широкой запрещенной зоны у $n-AlGaAs$ дырки не могут инжектироваться в этот слой $p-GaAs$ образом, все инжектированные электроны концентрируются в узком слон $p-GaAs$ являющимся активной областью лазера. Это позволяет существенно снизить рекомбинационные потери.

Показатель преломления слоев меньше, чем активного; слоя $p-GaAs$ (рис. 15 в). Поэтому излучению в слое $p-GaAs$ за счёт внутреннего отражения от граничных поверхностей может в принципе распространяться без потерь. Часть излучения, проникающая $AlGaAs$ в слои $AlGaAs$, распространяется в них без поглощения в силу более широкой запрещенной зоны.

Итак, применение такой многослойной структуры, называемой двойной гетероструктурой (ДГС), позволяет существенно снизить "световые" и "рекомбинационные" потери. Благодаря этому пороговая плотность тока накачки $J_{пор}$ уменьшилась примерно на два порядка и составляет $10^5 + 1,2 \cdot 10^5$ а/см². Пороговый ток накачки $J_{пор} \approx 0,4$ а. КПД таких лазеров составляет 20-30%. Мощность излучаемая в импульсе ~ 10 Вт, в непрерывном режиме ~ 4 Вт при комнатной температуре.

Существуют также, более простые по своей структуре- гетеролазеры, например, лазеры с односторонней гетероструктурой (ОГС) (рис. 16). Наличие потенциального порога лишь с одной стороны не препятствует диффузии дырок из *p-GaAs* в *n-GaAs*. Отсутствие скачка показателя преломления между *p* и *n* слоями позволяет проникать излучению в *n-GaAs*. Поэтому ОГС лазеры имеют более высокие потери по сравнению с ДГС лазерами. Тем не менее характеристики ОГС лазеров значительно выше чем у простых инжекционных ОКГ. Типичное значение порогового тока накачки 3-6А при работе в импульсном режиме. Мощность генерации в импульсе 4 вт.

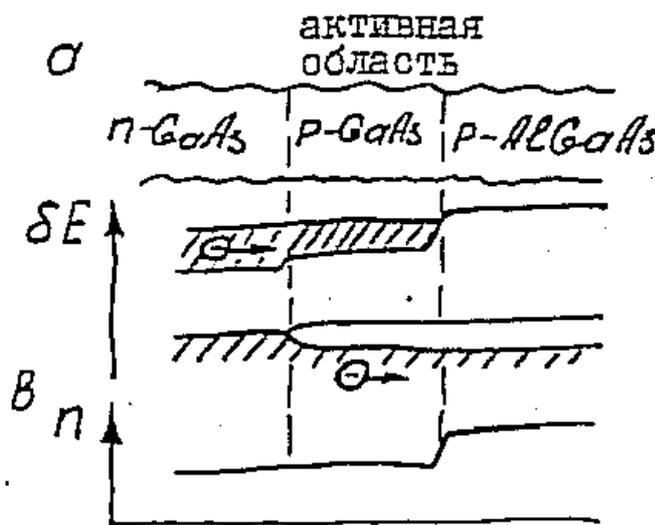


Рис. 16 а - односторонняя гетероструктура, Б - энергетическая диаграмма, В - распределение показателя преломления.

8.

8 Характеристики инжекционных полупроводниковых ОКГ.

1. Зависимость порогового тока от температуры (рис. 17). В области температур больше 100К пороговый ток накачки пропорционален t^3 . Это объясняется тем, что с ростом тока увеличивается: тепловыделение и достичь условия инверсии (5) становится труднее в си-

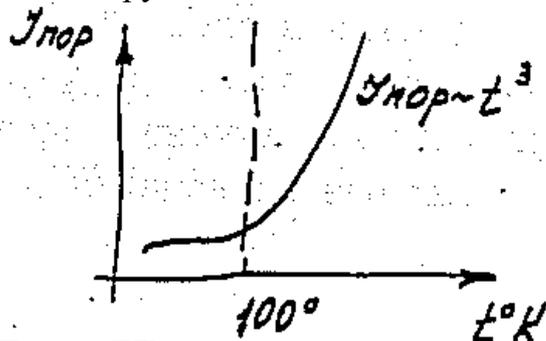


Рис. 17

2. Зависимость мощности генерации от тока накачки (рис. 18). Мощность генерации полупроводниковых ОКГ имеет ярко выраженную активную область.

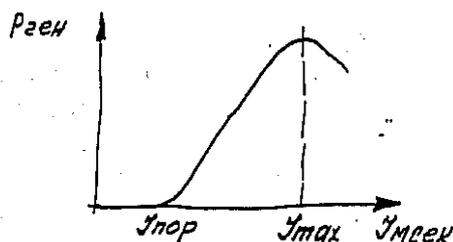


Рис. 18

А) увеличение $I_{мах}$ приводит к повышению $P_{ген}$. б) увеличение $I_{мах}$ приводит к повышению тепловыделения в активной области и повышению температуры активной области ОКГ, а это приводит к повышению $I_{пор}$ (см. рис. 17), причем $I_{пор} \sim t^3$.

Начиная с тока накачки действие второго фактора становится преобладающим и мощность генерации начинает уменьшаться при увеличении тока накачки больше $I_{мах}$;

Дальнейшее возрастание тока накачки приводит к разрушению полупроводникового ОКГ из-за его перегрева.

3. Временные характеристики излучения ОКГ при импульсном питании

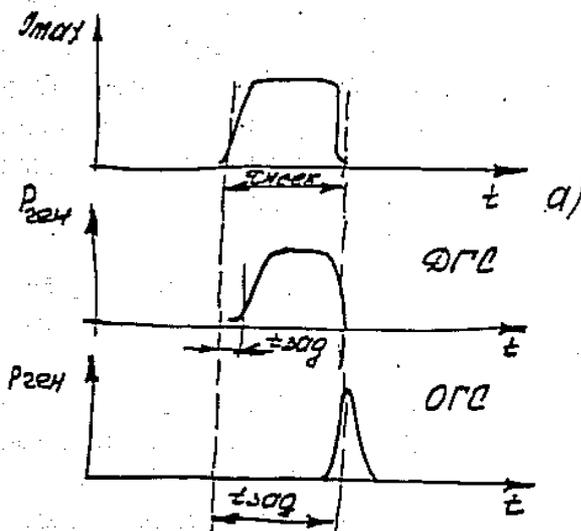


Рис. 19

Возможность прямой модуляции интенсивности излучения по цепи питания является большим достоинством полупроводникового ОКГ и наряду с компактностью и

высоким КПД делают его незаменимым источником когерентного излучения для оптических цифровых систем связи. Поэтому зависимость времени установленного излучения, от импульса тока накачки определяет возможность использования лазера в высокоскоростных системах связи.

Длительность одиночного импульса накачки должна быть больше времени задержки импульса генерации.

$$t_{\text{заг}} = \tau_e \ln [I_{\text{нак}} (I_{\text{нак}} - I_{\text{пор}})]$$

τ_e - время жизни электронов в отсутствии генерации. Для GaAs $\tau_e = 10^{-9}$ сек. При $I_{\text{нак}} = 2 I_{\text{пор}}$ $t_{\text{заг}} \approx 0,69 \cdot 10^{-9}$ сек. Такая зависимость времени задержки импульса генерации имеет место для ДГС лазеров во всем диапазоне токов накачки. ОГС лазеры при небольших превышениях $I_{\text{нак}}$ и $I_{\text{пор}}$ при

комнатных температурах работают в режиме внутренней модуляции добротности. В этом режиме импульс генерации возникает на заднем спаде импульса тока

накачки и, следовательно, время задержки $t_{\text{заг}} \approx \tau_{\text{нак}}$ (рис. 19). Такие лазеры мало подходят для высокоскоростных систем связи. Причина внутренней модуляции добротности ОГС лазеров - тепловые эффекты, возникающие в активной области во время действия импульсов накачки.

4. Спектр генерации

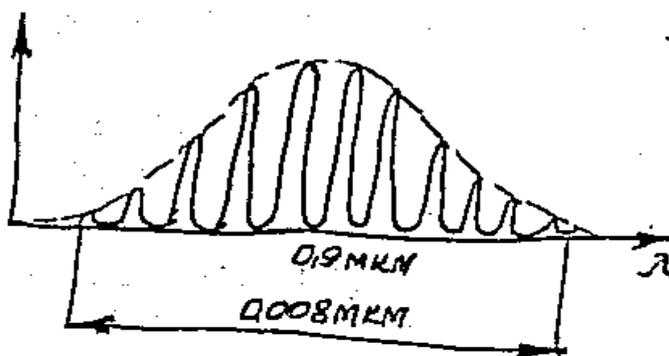


Рис. 20

Ширина спектра излучения полупроводниковых лазеров составляет 0,008 мкм (3 10^{12} Гц). Они в 10 раз больше ширины спектра излучения твердотельным ОВГ и более чем в 10^3 раз превышает ширину спектра излучения газовых лазеров. Широкий спектр излучения объясняется широкими энергетическими уровнями, электронов в полупроводнике.

Число продольных мод, выходящих в генерацию определяется превышением накачки над порогом и при $I_{\text{нак}} / I_{\text{пор}} \approx 1,1$ равно 20.

5. Диаграмма направленности излучения (рис. 21).

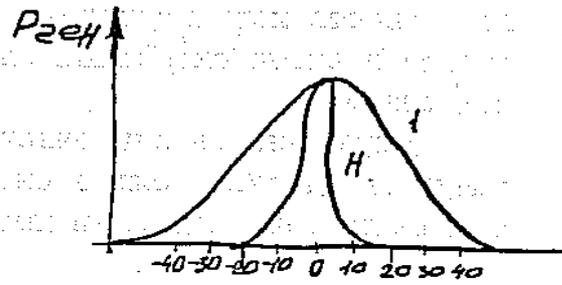


Рис.21

Расходимость излучения полупроводниковых лазеров близка к дифракционной,

то есть определяется соотношением $\chi = \frac{\lambda}{R}$

где λ — длина волны излучения, R - характерный размер излучающей области. Так как размер излучающей области в плоскости р - п -перехода составляет 0,1+1,01 мм, то расходимость излучения в этой плоскости на уровне 3 Дб равна 0,5+5°. Расходимость излучений в плоскости перпендикулярной плоскости р-п- перехода, как правило, больше и примерно равна 50+60°, так как размер излучающей области в этой плоскости 1 мкм. На расходимость излучения и её вид влияет модовая структура излучения, которая определяется технологией изготовления полупроводникового лазера и геометрическими размерами активной области.

