

**Министерство образования Республики Беларусь**

**Учреждение образования «Гомельский государственный университет  
Имени Франциска Скорины»**

**Н. Н. Федосенко**

**ЛАЗЕРНАЯ ТЕХНИКА И ЛАЗЕРНЫЕ ТЕХНОЛОГИИ**

**МАТЕРИАЛЫ ЛЕКЦИЙ**

**Гомель  
ГГУ им. Ф. Скорины  
2016**

## Содержание

1 Физические принципы работы ОКГ .....	3
2 Теоретическое введение в ЭЛИ .....	11
3 Конфокальный резонатор .....	17
3.1 Теория конфокального резонатора .....	17
3.2 Конфокальный резонатор. Гауссовы пучки. Добротность резонатора .....	21
4 Газовые лазеры. Гелий-неоновый лазер .....	32
5 Рубиновый и неодимовый лазеры. Лазеры на красителях .....	36
6 Свойства и энергетические характеристики лазерного излучения .....	40
7 Пассивные оптические резонаторы .....	47
8 Теория плоскопараллельного резонатора, разработанная Фоксом и Ли .	53

## **Лекция 1 Физические принципы работы ОКГ**

### **Литература:**

1. Звелто, О. Физика лазеров. – М.: Мир, 1979.
2. Мэйтлэнд, А., Данн, М. Введение в физику лазеров. – М.: Наука, 1978.
3. Рябов, С. Т., Торонкин, Г. И., Сольцев, И. Ф. Приборы квантовой электроники. – М.: Советское радио.
4. Карлов, Н. В. Лекции по квантовой электронике. – М.: Наука, 1983.
5. Тарасов, Л. В. Лазеры и их применение. – М.: Радио и связь, 1983.

### **Вопросы:**

- 1) *Поглощение света. Излучения. Вынужденное (индуцированное) излучение и спонтанное излучение.*
- 2) *Коэффициенты Эйнштейна, связь между коэффициентами.*
- 3) *Инвертируемые активные среды, усиление электромагнитных волн в таких средах. Принципы работы ОКГ.*
- 4) *Схемы накачки.*

### **Введение**

Работы, положившие начало развития квантовой электроники, т.е. возможности использования неравновесности квантовых систем, были высказаны в 1951 году советским физиком Фабрикантом. В 1954 году советские физики Басов и Прохоров, в целях усиления электромагнитного излучения СВЧ-диапазона, предложили использовать вынужденное излучение активных молекул аммиака. Были разработаны основы *теории мазера*. В 1958 году американские учёные Шавлов и Таунс подтвердили возможность создания квантового генератора оптического диапазона – *лазера*. В 1960 году американский учёный Нейман создал лазер на рубине.

В основе работы лазеров лежат три фундаментальных явления: процесс индуцированного (вынужденного) излучения, спонтанное излучение и поглощение.

## **§ 1 Поглощение света. Вынужденное (индуцированное) излучение и спонтанное излучение**

### **А. Поглощение света**

Для простоты рассмотрим два энергетических уровня некоторого атома. Обозначим энергию нижнего уровня  $E_1$ , а верхнего –  $E_2$ . Пусть атом находится на нижнем уровне и пусть вблизи атома пролетает фотон с энергией  $\varepsilon_{12} = E_2 - E_1$ . Атом может поглотить фотон и перейти с уровня с энергией  $E_1$  на уровень с энергией  $E_2$ .

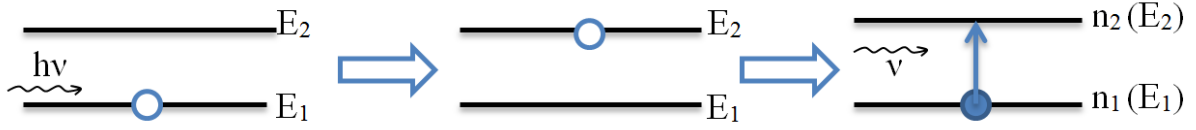
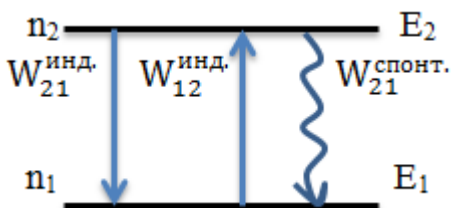
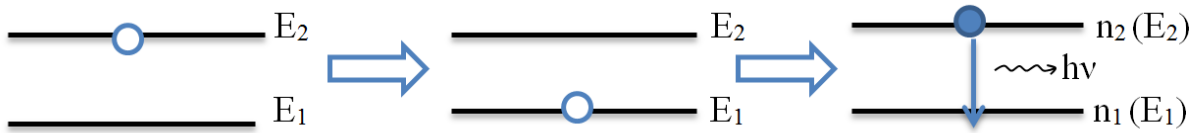


Рисунок 1 Процесс поглощения света



следующими волновыми свойствами:

1) Вероятность индуцированных переходов отлична от нуля только при наличии внешнего поля резонансной частоты, энергия кванта которого  $h\nu$  совпадает с разностью энергий двух рассматриваемых уровней.

2) Кванты электромагнитного поля, излученного при индуцированных переходах, полностью тождественны квантам поля, вызвавшего эти переходы. Это означает, что внешнее электромагнитное поле и поле, созданное при индуцированных переходах, имеют одинаковую частоту, фазу, поляризацию и направление распространения, т.е. они тождественны.

3) Вероятность индуцированных переходов в единицу времени пропорциональна плотности энергии внешнего поля в единичном спектральном интервале (спектральной объёмной плотности энергии)

РЕПОЗИТОРИЙ ГГУ ИМЕНИ Ф. СКОРИНЬКИ

РЕПОЗИТОРИЙ ГГУ ИМЕНИ Ф. СКОРИНЫ

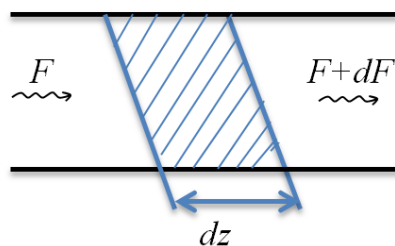
Равновесное излучение всего ансамбля частиц по отношению к каждой из частиц выступает как внешнее электромагнитное поле, стимулирующее поглощение излучения частицей в зависимости от её состояния. Поэтому приведённые выше выражения справедливы и для случая квантовой системы, находящейся в поле внешнего излучения.

### § 3 Инвертируемые активные среды, усиление электромагнитных волн в таких средах. Принципы работы ОКГ

«Сердцем» лазера является активный элемент, содержащий специально подобранные атомы, ионы или молекулы, в результате высвечивания которых возникает лазерная генерация. Эти атомы или молекулы называются *активными центрами*. Они составляют относительно малую долю от всех атомов или молекул, образующих активную среду. Их количество в  $1 \text{ см}^3$  активной среды составляет примерно  $10^{15} \dots 10^{17}$  в газообразных средах и  $10^{19} \dots 10^{20}$  в твёрдых и жидких средах.

Как уже отмечалось, фотон с энергией  $\varepsilon_{12} = E_2 - E_1$  может с равной вероятностью инициировать как переход  $E_1 \rightarrow E_2$ , так и переход  $E_2 \rightarrow E_1$ . Всё дело в том, на каком энергетическом уровне находится взаимодействующий с фотоном активный центр. Нам важно, чтобы преобладали процессы вынужденного испускания света. Следовательно, необходимо позаботиться, чтобы  $n_2 > n_1$  (условие инверсии). Среду, в которой выполнено условие инверсии, называют *инвертируемой активной средой*.

Пусть имеем два уровня в какой-либо среде 1 и 2 с населённостями  $n_1$  и  $n_2$ , и в направлении оси  $Z$  в среде распространяется электромагнитная волна с плотностью потока фотонов  $F$ .



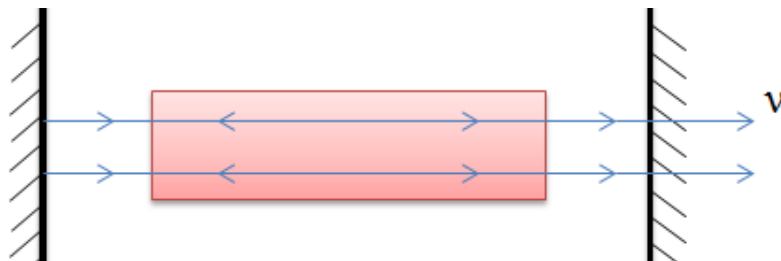
Тогда изменение плотности потока  $dF$  вызванное процессом вынужденного излучения и поглощения в слое  $dz$  определяется уравнением:

$$dF = \delta F (N_2 - N_1) dz ,$$

из данного уравнения следует, что  $n_2 > n_1$  – среда усиливающая

статистика Больцмана, т.е.  $n_2 < n_1$ . Достигая неравновесного состояния, для которого  $n_2 > n_1$ , мы можем говорить о *среде усиливающей*.

Для того, чтобы усилитель превратился в генератор, необходимо ввести положительную обратную связь. В СВЧ-диапазоне (мазерах) это достигается тем, что активную среду помещают в объёмный резонатор, имеющий резонанс на частоте  $\nu$ . В лазере обратную связь получают размещением активной среды между двумя зеркалами с высокими коэффициентами отражения.



В данном случае, когда электромагнитная волна распространяется перпендикулярно зеркалам, она будет поочерёдно отражаться от них и усиливаться при каждом проходе через активную среду. Усиление излучения за один проход в активной среде равно:

$$\exp[\delta(N_2 - N_1)l], \text{ где } l - \text{длина активной среды.}$$

Если потери в резонаторе определяются только пропусканием зеркал, то порог генерации будет достигаться при условии:

$$R_1 R_2 \exp[2\delta(N_2 - N_1)l] = 1.$$

*Свойства лазерного излучения:*

- 1) направленность;
- 2) монохроматичность;
- 3) когерентность;
- 4) яркость.

1. Направленность – обуславливается тем, что активная среда помещена в резонатор, где усиливаются и излучаются те электромагнитные волны, которые распространяются вдоль резонатора.

2. Монохроматичность определяется следующими обстоятельствами:

а) усиливаются только те волны частоты  $\nu$ , которые подчиняются уравнению:  $h\nu = E_2 - E_1$ ;

б) поскольку устройство из двух зеркал образует резонатор, генерация может возникать только на резонансных частотах этого резонатора.

3. Когерентность различают пространственную и временную.

а) *пространственная*:  $\varphi_1 - \varphi_2 = 0$ .

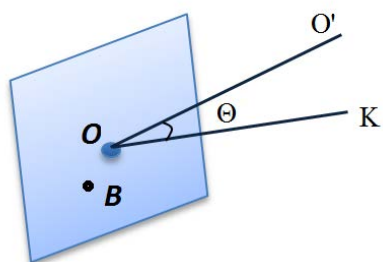
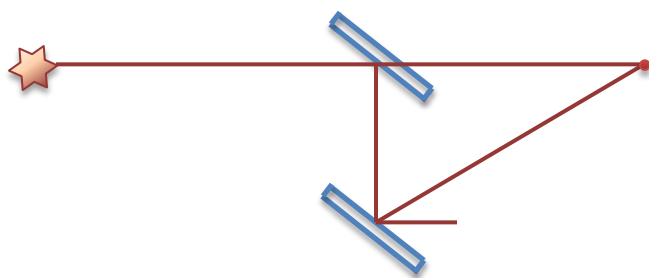
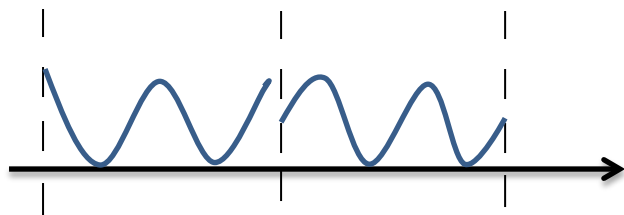
$$\begin{aligned} \bullet P_1 & E_1(\downarrow) \\ \bullet P_2 & E_2(\downarrow) \end{aligned}$$



Если разность фаз равна нулю, то говорят, что существует полная когерентность (в течении всего времени).

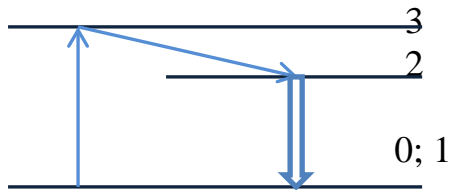
б) *временная*: для  $t+\tau \Rightarrow \varphi_1 - \varphi_2 = const.$

Если выполняется это для любых пар, то говорят о полной пространственной когерентности.

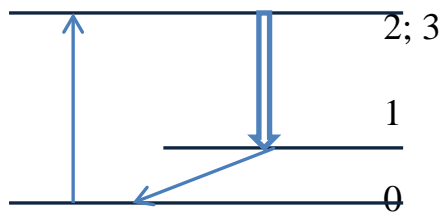


РЕПОЗИТОРИЙ ИМЕНИ Ф. СКОРИНЫ

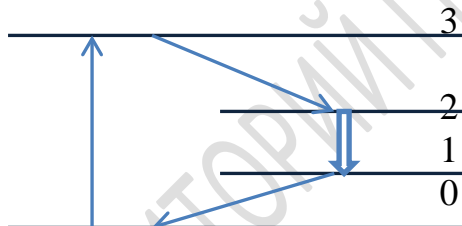
вая избыток энергии, например, колебаниям кристаллической решётки. На верхнем рабочем уровне активные центры как бы застревают ( $10^{-4} \dots 10^{-2}$  см), в результате происходит поглощение, то есть инверсия населённости. Нижний рабочий уровень одновременно является и нижним рабочим и основным. Это имеет отрицательную сторону, так как нижний рабочий уровень имеет малую заселённость, в то время как основной уровень заселён плотно.



2. Существенный недостаток данной схемы заключается в том, что уровни 2 и 3 – одновременно и верхний рабочий уровень и уровень возбуждения. Уровень возбуждения должен иметь заметную ширину, для эффективного использования энергии накачки, а верхний рабочий – должен быть узким, для достаточного времени жизни активных центров.



3. Наиболее применяемая схема.



## Лекция 2 Теоретическое введение в ЭЛИ

### Вопросы:

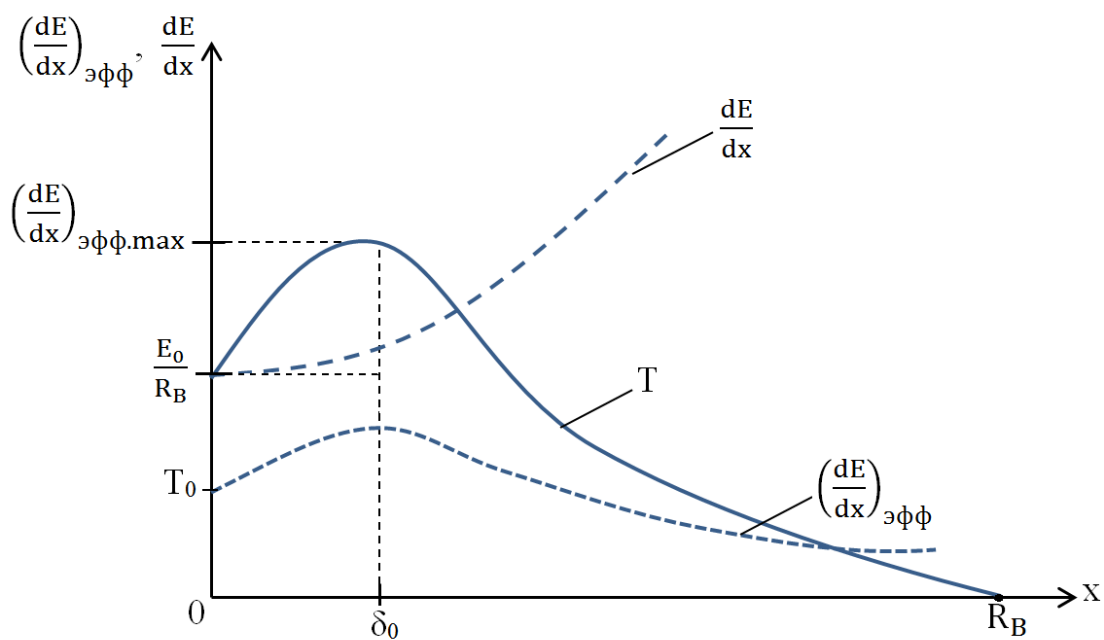
- 1) Глубина проникновения электронов в твёрдое тело, энергетические потери.
- 2) Особенности электронно-лучевого нагрева.
- 3) Основные характеристики электронных пушек.

Технологические процессы с использованием в качестве инструмента электронного луча можно разделить на два типа: *термические* и *нетермические*. При термических процессах энергия электронов пучка идёт на нагрев, плавление или испарение вещества. При нетермических процессах нагрев вещества невелик, а энергия электронов стимулирует разного рода химические реакции и структурные превращения.

Все электронно-лучевые технологические процессы связаны с передачей энергии от электронов обрабатываемому материалу, поэтому наиболее важной характеристикой этих процессов является энергия, выделяемая электронами в единице объёма вещества  $Q_0$  (Дж/м<sup>3</sup>) – объёмная удельная энергия или объёмная удельная мощность  $P$  (Вт/м<sup>3</sup>).

*Объёмная удельная энергия* определяется следующим образом:

На рисунке 1 изображены зависимости



РЕПОЗИТОРИЙ ГГУ ИМЕНИ Ф.

вещества от координаты  $T(x)$  вытекает из решения уравнения теплопроводности и выражается сложной функцией. Аппроксимируя падающий электронный пучок функцией Гаусса с большим диаметром  $d$

РЕПОЗИТОРИЙ ГГУ ИМЕНИ Ф. СКОРИНЫ

средним значением  $\chi$ , но высокой плотностью, высокая температура поверхности объясняется малым

РЕПОЗИТОРИЙ ГГУ ИМЕНИ Ф. СКОРИНЫ

Паспортный первеанс пушки удобно использовать для оценки допустимых значений тока луча и анодного напряжения. Считается, что если  $P < 10^{-8} \text{ A/V}^{3/2}$ , то влиянием объёмного заряда можно пренебречь.

Важной характеристикой пушки является *апертура* электронного пучка. В наиболее распространённых пушках – трёхэлектродный (излучатель Роговского) и двухэлектродный (типа пушки Пирса) эмиссия электронов при тепловой энергии порядка 0,25 эВ происходит с поверхности торцового катода во всё пространство, то есть начальная апертура (половина угла раскрытия пучка)

РЕПОЗИТОРИЙ ГГУ ИМЕНИ Ф. СКОРИНЫ

РЕПОЗИТОРИЙ ГГУ ИМЕНИ Ф. СКОРИНЫ



## Лекция 3 Конфокальный резонатор

### Лекция 3.1 Теория конфокального резонатора

Теория конфокального резонатора, в которой используется скалярное приближение, была разработана Бойдом и Гордоном. Чтобы изложить эту теорию, рассмотрим снова резонатор длиной  $d$ , причём одну зеркальную поверхность будем описывать в системе координат  $(x_1, y_1)$ , а другую – в системе координат  $(x_2, y_2)$ , как сказано на рисунке 1.

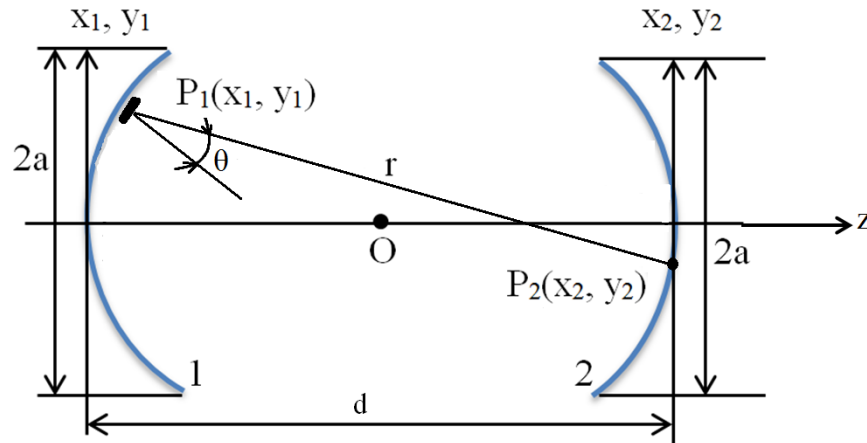


Рисунок 1

Для простоты будем считать, что оба зеркала имеют квадратное поперечное сечение, причём сторона квадрата равна  $2a$ . В рамках скалярного приближения собственные решения описываются выражением (2) предыдущей лекции. В случае, когда  $d$

РЕПОЗИТОРИЙ ГГУ ИМЕНИ Ф. СКОРИНЫ

Симметричная мода низшего порядка в конфокальном резонаторе

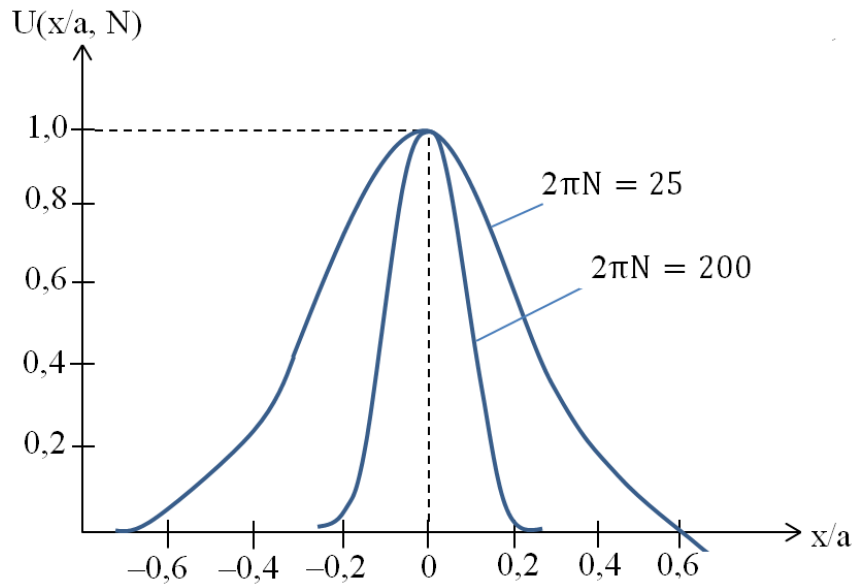


Рисунок 2

На некотором расстоянии от центра зеркала амплитуда электрического поля на нём уменьшается в  $e$  раз относительно своего максимального значения. Обозначим это расстояние через  $\omega_s$ . Величина  $\omega_s$  определяется выражением:

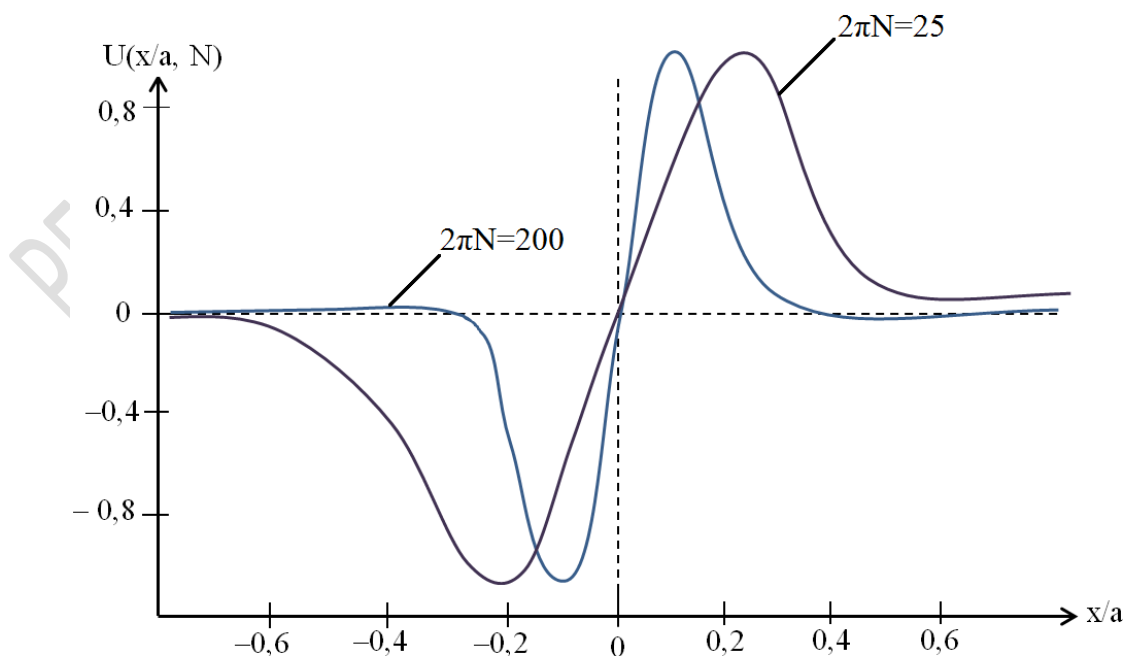
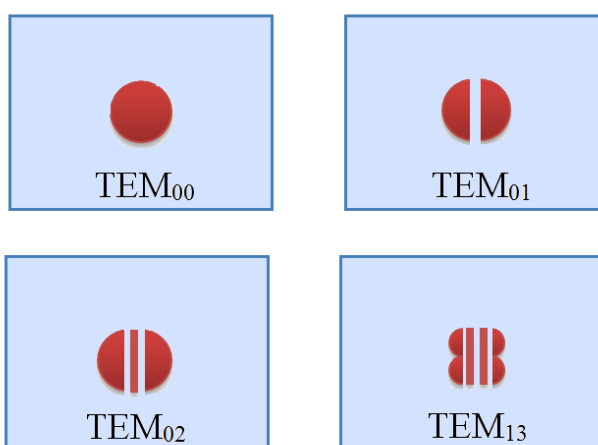


Рисунок 3

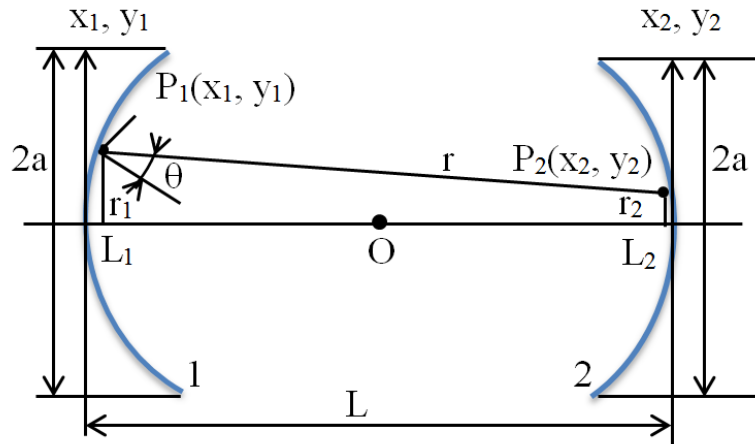
Поскольку полная модовая картина определяется выражением (4), можно получить следующие моды низшего порядка:

- 1) Мода  $TE_{m0}$  ( $m=l=0$ ). Собственное решение записывается в виде:



### Лекция 3.2 Конфокальный резонатор. Гауссовы пучки. Добротность резонатора

Бойд и Гордон разработали теорию конфокального резонатора в скалярном приближении. Чтобы изложить эту теорию рассмотрим снова резонатор длиной  $L$ , причём одну зеркальную поверхность описываем в системе координат  $(x_1, y_1)$ , а другую – в системе координат  $(x_2, y_2)$ .



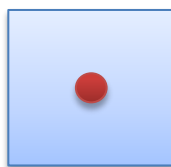
Согласно принципу Гюйгенса-Френеля, собственные моды резонатора находятся как решения интегрального уравнения Кирхгофа:

РЕПОЗИТОРИЙ ГГУ ИМЕНИ Ф. СКОРИНЫ

РЕПОЗИТОРИЙ ГГУ ИМЕНИ Ф. СКОРИНЫ

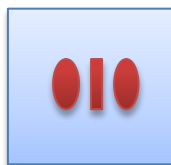
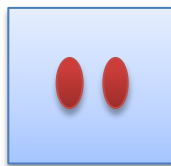
Переходя обратно к координатам  $x, y$  получаем следующее выражение для собственных функций:

РЕПОЗИТОРИЙ ГГУ ИМЕНИ Ф. СКОРИНЫ





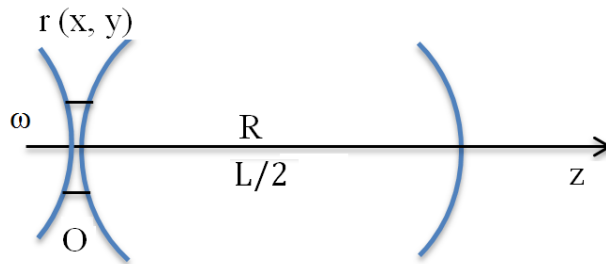
2) Мода  $\mathbf{TEM}_{01}$  ( $m=0, l=1$ ). Собственные решения записываются в виде:



РЕПОЗИТОРИЙ ГГУ ИМЕНИ Ф. СКОРИНЫ

## Гауссовы пучки

Рассмотрим, как будет изменяться гауссов пучок (лазерный) на расстоянии  $z$  для конфокального резонатора.

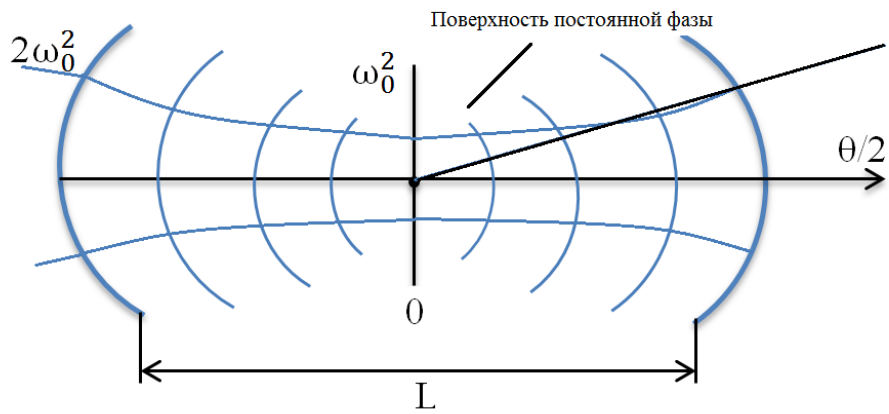


Амплитуда поля в нулевой моде:

РЕПОЗИТОРИЙ ГГУ ИМЕНИ Ф. СКОРИНЫ

Далее учтём, что:

РЕПОЗИТОРИЙ ГГУ ИМЕНИ Ф. СКОРИНЫ



используя полную формулу имеем:

РЕПОЗИТОРИЙ ГГУ ИМЕНИ Ф. СКОРИНЫ

РЕПОЗИТОРИЙ ГГУ ИМЕНИ Ф. СКОРИНЫ

Тогда:

РЕПОЗИТОРИЙ ГГУ ИМЕНИ Ф. СКОРИНЫ

## Лекция 4 Газовые лазеры. Гелий-неоновый лазер

### Вопросы:

- 1) Особенности газообразной среды. Основные методы возбуждения.
- 2) Электрический разряд, газодинамика, химическое возбуждение, фотодиссоциация, оптическая накачка.
- 3) Резонансная передача энергии при столкновениях.
- 4) He-Ne лазер. Схема уровней. Передача энергии возбуждения.

1. При малой плотности для газов характерно доплеровское уширение спектральных линий, величина которого мала по сравнению с шириной линии люминесценции в конденсированных средах. Это позволяет достигать высокой монохроматичности излучения газовых лазеров.

Частицы, составляющие газ, взаимодействуют друг с другом в процессе газокинетических столкновений. Это выражается в уширении соответствующих спектральных линий. При низких давлениях столкновительное уширение мало и не превышает доплеровскую ширину.

Технически трудно изготовить зеркала с потерями менее 1%. Усиление за один проход должно превышать 1%.

Создание инверсии населённостей осуществляется:

- возбуждением при столкновениях в электрическом разряде;
- возбуждением в газодинамических процессах;
- химическим возбуждением;
- фотодиссоциацией;
- оптической накачкой (лазерным излучением);
- электронно-лучевым возбуждением.

2. В подавляющем большинстве газовых лазеров инверсия населённости – электрический разряд. Электроны разряда легко возбуждают частицы газа, переводя их в результате неупругих столкновений на более высокие уровни энергии. Обычно наблюдается свечение газовых лазеров – это спонтанные переходы с этих уровней энергии вниз. Легко возбуждая газ, в широком диапазоне электроны газового разряда создают инверсию населённости уровней энергии нейтральных атомов, молекул, ионов.

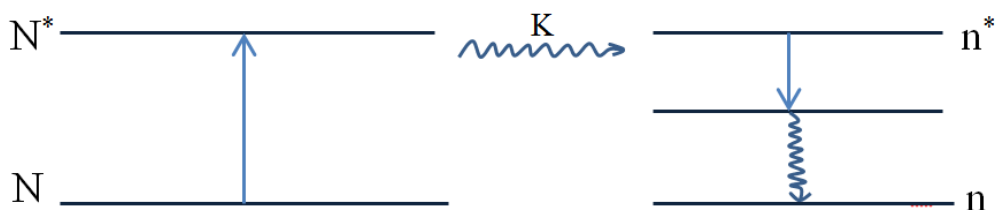
Газодинамическое возбуждение – это процесс, при котором, если предварительно сильно нагретый газ внезапно расширяется, например, при протекании со сверхзвуковой скоростью через сопло, то температура газа падает. Если релаксация к новому термодинамическому равновесию для нижнего уровня идёт быстрее, чем для верхнего, то газодинамическое истечение сопровождается инверсией населённости.

3. Для газов характерна передача энергии возбуждения от частиц одного сорта частицам другого сорта при неупругих столкновениях между ними. Передача возбуждения сопровождается выделением (или поглощением) кинетической энергии  $E_{кин.}$ :



здесь  $N$  – плотность частиц доноров энергии возбуждения;  $n$  – плотность акцепторов; \* – обозначает возбуждение соответствующей частицы;  $k$  – константа скорости реакции.

Кинетическая энергия может быть получена из резервуара тепловой энергии наступательного движения частиц. Для того чтобы такой процесс был эффективным, в одном столкновении энергия не должна превышать среднюю энергию теплового движения одной частицы  $kT$ :



Процесс протекает в два этапа: сначала тем или иным способом возбуждаются частицы вспомогательного газа-носителя избыточной энергии и выступающего донором энергии возбуждения. Затем в процессах неупругих столкновений энергия передаётся от газа-носителя частицам рабочего газа-акцептора энергии возбуждения, населяя таким образом их верхний лазерный уровень. Верхний уровень энергии вспомогательного газа должен обладать большим собственным временем жизни, чтобы хорошо накапливать энергию.

В 1960 г. А. Джаван, У. Беннет и Д. Харриот создали гелий-неоновый лазер на волне 1,15 мкм. Наибольший интерес к газовым лазерам стал после открытия лазера на длине волны  $\lambda=632,8$  нм.

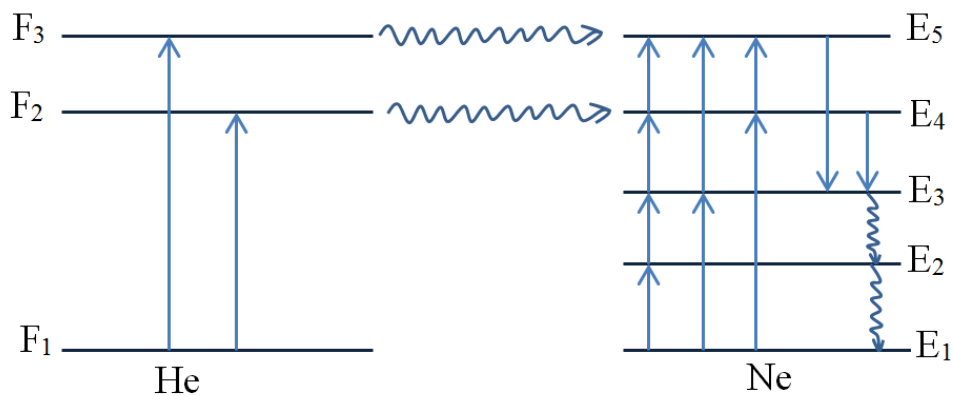
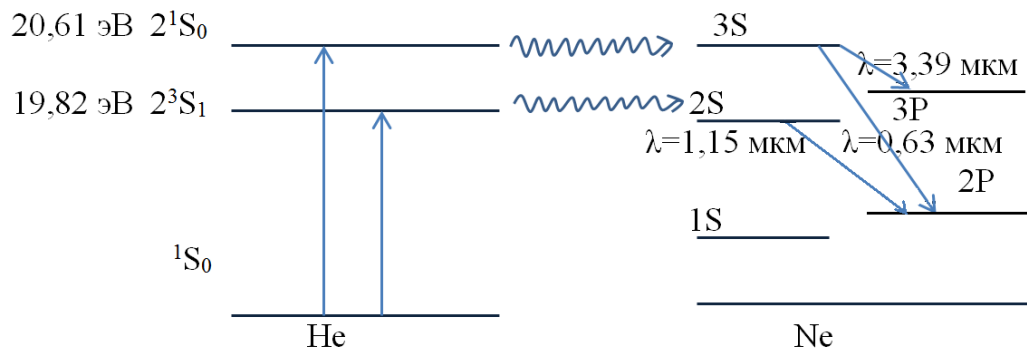


Рисунок 1 Схема возбуждения неона и гелия в электрическом разряде

В чистом неоне создать инверсию населённостей трудно, поэтому в разряд необходимо вводить дополнительный газ-донор энергии возбуждения, в качестве которого используется гелий. Энергия двух первых метастабильных уровней гелия F<sub>2</sub> и F<sub>3</sub> довольно точно совпадает с энергиями уровней E<sub>4</sub> и E<sub>5</sub>. Потому легко реализуются условия резонансной передачи возбуждения по схеме:

### Схема уровней энергии гелия и неона

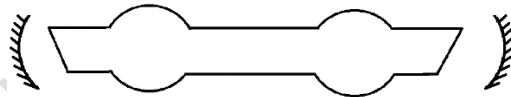


Исторически первой была получена генерация на переходе  $2s \rightarrow 2p$ .

Параметры разряда:  $100 - 200 \text{ мА/см}^2$ . Электронная температура определяется произведением давления газа  $p$  на внутренний диаметр трубки  $D$ . При малых  $pD$  электронная температура велика, при больших – низка. Для области  $0,63 \text{ пД} \approx 3,5 - 4 \text{ Торр}\cdot\text{мм}$ . Отношение гелия и неона – 5:1. Для области  $1,15 \text{ мкм} - pD \approx 10 - 12 \text{ Торр}\cdot\text{мм}$ .

Наиболее распространённые параметры для гелий-неоновых лазеров: диаметр газоразрядной трубки – от 5 до 10 мм, отношение парциальных давлений – от 5 до 15, общее давление – от 1 до 2 Торр, ток – от 25 до 50 мА. Характерные плотности мощности излучения – десятки милливатт для области  $0,63$  и  $1,15 \text{ мкм}$  и сотни милливатт в области  $3,39 \text{ мкм}$ .

#### Конструкция лазера:



Естественная ширина линии генерации:  $\Delta\nu \approx 20 \text{ МГц}$ .

$\Delta\nu_{\text{столкнов.}} \sim 1 \text{ МГц}$ .

$\Delta\nu_{\text{д.}} \approx 1500 \text{ МГц}$ .

## Лекция 5 Рубиновый и неодимовый лазеры

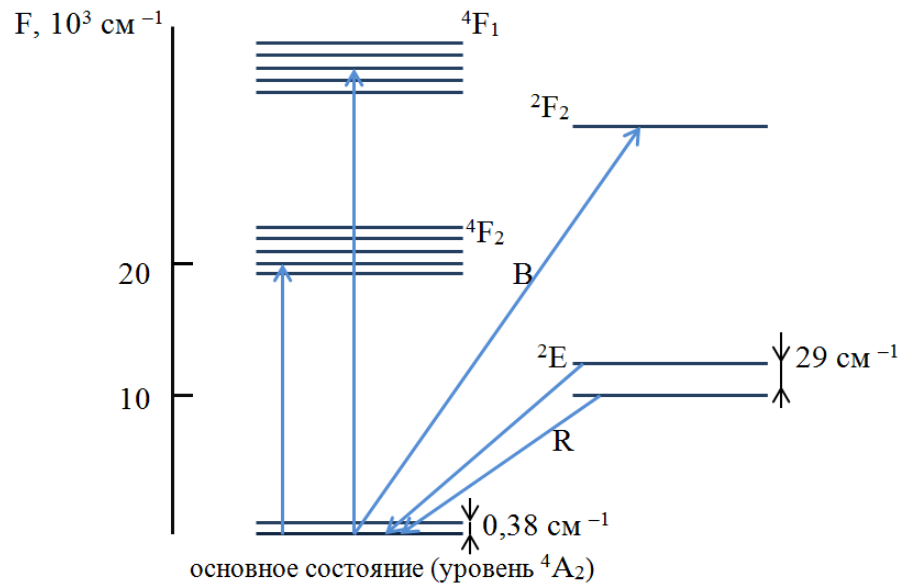
### § 1 Рубиновый и неодимовый лазеры

В структуру корунда входят плотноупакованные слои  $O^{2-}$ . Между шариками ионов кислорода  $O^{2-}$  периодически расположены пустоты двух видов – тетраэдрические и октаэдрические. Ионы  $Al^{3+}$  размещаются только в пустотах октаэдрического типа. Октаэдрическая пустота – это полость, в которую можно вписать правильный октаэдр, шесть вершин которого касаются шести ионов кислорода. В результате такого расположения, силы электростатического отталкивания не компенсируются, ионы слегка смещаются вдоль выделенного направления, являющегося при плотной гексагональной упаковке осью третьего порядка. Внутрикристаллическое электрическое поле в силу эффекта Штарка приводит к расщеплению термов свободного иона.

Симметрия  $Cr^{3+}$  обусловлена тремя 3d-электронами, симметрия  $Nd^{3+}$  обусловлена тремя 4f-электронами. Взаимодействие 3d-электронов ионов  $Cr^{3+}$  и 4f-электронов  $Nd^{3+}$  с электрическими полями их окружения в матрице активных лазерных материалов определяет схему уровней. Основное состояние свободных ионов определяется правилом Хунда: в заданной электронной конфигурации это состояние имеет наименьшую энергию, для которого реализуется наибольшее из возможных значений суммарного спина  $S$  и наибольшее (из возможных при данном значении  $S$ ) значение орбитального момента  $L=k(2l-k+1)/2$ , где  $k$  – число электронов в оболочке заполненной менее чем наполовину. В случае  $Cr^{3+}$ , то есть трёх 3d-электронов, максимальное значение  $S=3/2$ ,  $k=3$ ,  $l=2$  и  $L=3(4-3+1)/2=3$ . Так как  $L=3$ , то терм обозначается буквой  $F$ . Его мультиплетность  $2S+1=4$ . Это означает, что квантовое число  $J$  может принимать четыре значения от  $L+S$  до  $L-S$ :  $9/2$ ,  $7/2$ ,  $5/2$  и  $3/2$ . Если оболочка заполнена менее чем наполовину, то основное состояние имеет  $J=L-S$ . В  $d$ -оболочке может быть десять электронов, следовательно, в ионе  $Cr^{3+}$  застраиваемая оболочка заселена менее чем наполовину. Значит, у этого иона в основном состоянии  $J=3/2$ . В результате получаем, что основное состояние записывается так:  ${}^4F_{3/2}$ .

Аналогично, ион  $Nd^{3+}$ , имеющий три электрона из четырнадцати возможных в застраиваемой группе редкоземельных элементов 4f-оболочке, по правилу Хунда в основном состоянии имеет  $S=1/2$ ,  $L=3(6-3+1)/2=6$ ,  $J=L-S=9/2$ , и его основное состояние записывается как:  ${}^4J_{9/2}$ .

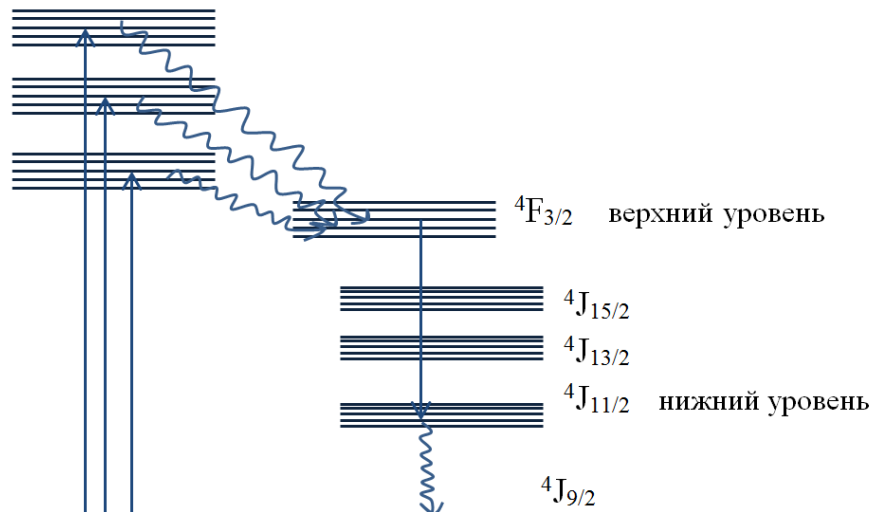
Основное состояние  ${}^4F_{3/2}$  иона  $Cr^{3+}$  соответствует семикратному орбитальному ( $L=3$ ) и четырёхкратному спиновому вырождениям. Результирующая степень вырождения составляет  $7 \cdot 4 = 28$  раз. Сильное кубическое поле расщепляет 28-кратно вырожденное состояние на два орбитальных триплета и один орбитальный синглет. В результате получается схема уровней иона  $Cr^{3+}$  в  $Al_2O_3$ .



*3<sup>+</sup> - уровневая схема:*

Основное состояние – уровень <sup>4</sup>A<sub>2</sub>, уровень 2 – полосы <sup>4</sup>F<sub>2</sub> и <sup>4</sup>F<sub>1</sub>, уровень 3 – дублет <sup>2</sup>E. Время безызлучательной передачи энергии из полос <sup>4</sup>F<sub>2</sub> и <sup>4</sup>F<sub>1</sub> в дублет <sup>2</sup>E составляет 100 нс.

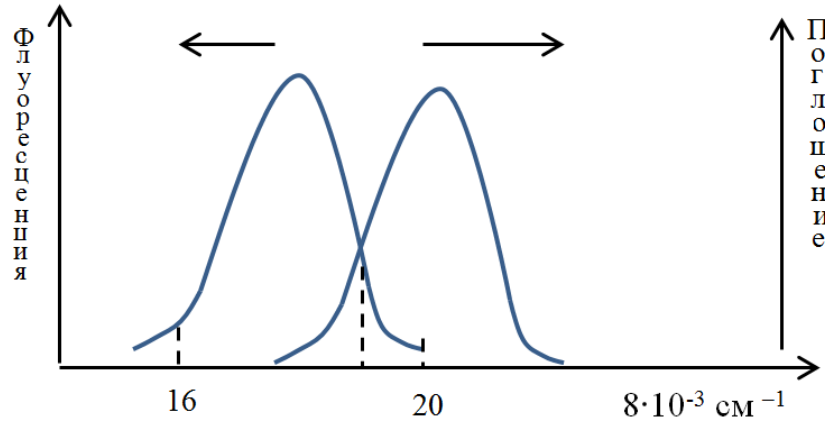
Наибольшее значение имеет ион Nd<sup>3+</sup>. Трёхвалентный ион неодима легко активирует многие матрицы. Из них самыми перспективными оказались кристаллы алюмо-иттриевого граната (ИАГ). Накачка переводит ионы Nd<sup>3+</sup> из основного состояния <sup>4</sup>J<sub>9/2</sub> в несколько относительно узких полос, играющих роль верхнего уровня.



Из полос накачки осуществляется быстрая передача энергии на метастабильный уровень <sup>4</sup>F<sub>3/2</sub> → <sup>4</sup>J<sub>11/2</sub> (λ=1,06 мкм.). Энергетическая щель между <sup>4</sup>J<sub>11/2</sub> и <sup>4</sup>J<sub>9/2</sub>, равная примерно 2000 см<sup>-1</sup>, обеспечивает четырёхуровневый характер генерации неодимового лазера. Чем ближе к уровню <sup>4</sup>F<sub>3/2</sub> расположены полосы поглощения, тем выше к.п.д. генерации.

## § 2 Лазеры на красителях

Лазеры на красителях от ИК до УФ-области позволяют осуществлять плавную перестройку длины волны генерации в диапазоне шириной в несколько десятков нанометров с монохроматичностью, достигающей 1 – 1,15 МГц. Работают в непрерывном, импульсном, импульсно-периодическом режимах.



Точную схему уровней для таких лазеров изобразить невозможно. Типичное число колебательных состояний составляет величину 100. Поэтому потенциальные ямы электронных термов, колебательные и вращательные уровни энергии в них должны строиться в весьма многомерном пространстве.

Схема уровней красителя

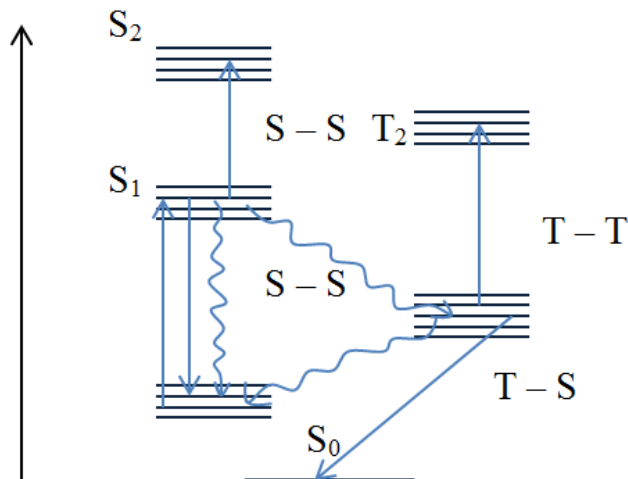
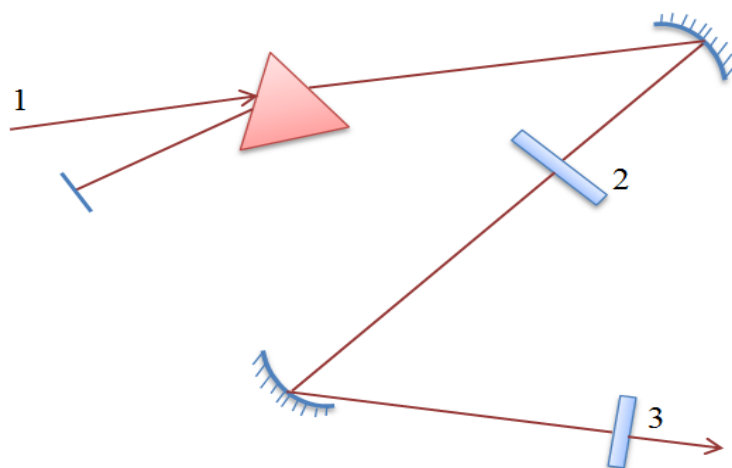


Схема лазера



- 1 – излучение накачки;
- 2 – плоскость ,
- 3 – излучение.

550 – 650 нм.

РЕПОЗИТОРИЙ ГГУ ИМЕНИ Ф. СКОРИНЫ

## **Лекция 6 Свойства и энергетические характеристики лазерного излучения**

Лазерное излучение характеризуется рядом уникальных свойств. К их числу относятся большая интенсивность электромагнитной энергии, высокая монохроматичность, значительная степень временной и пространственной когерентности. Лазер отличается от других источников электромагнитной энергии очень узкой направленностью распространения излучения. Будем рассматривать преимущественно лазеры диапазона 0,4 – 10,6 мкм в котором генерируется излучение с достаточно высокими энергетическими параметрами, определяющими эффективность использования лазеров для технологических целей.

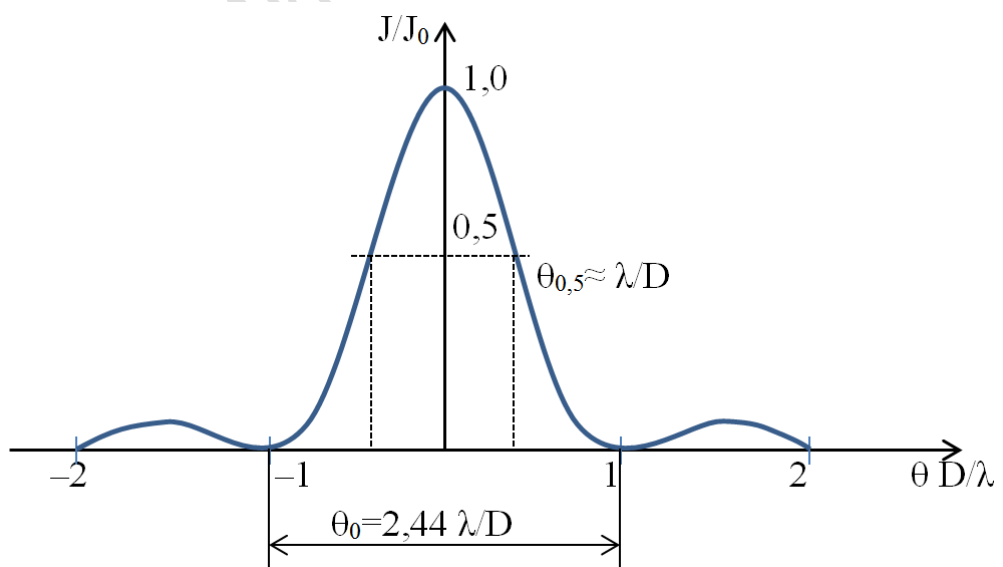
Одна из важнейших характеристик лазерного излучения является *монохроматичность*, определяющая диапазон частот или длин волн, который занимает излучение, то есть ширину спектра.

Для некоторой спектральной линии с длиной волны  $\lambda_0$  (частотой  $\omega_0$ ) степень монохроматичности:

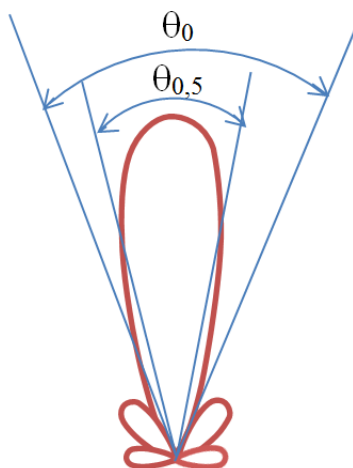


УИГГУ ИМЕНИ Ф. СКОРИНЫ

РЕП.



б) полярная система координат:



Максимальная интенсивность поля в боковых лепестках не превышает 2% максимальной интенсивности поля излучения  $J_0$ .

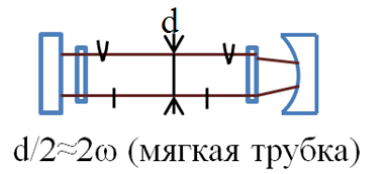
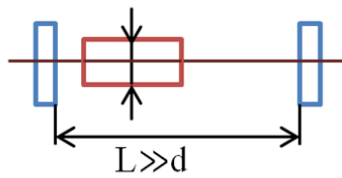
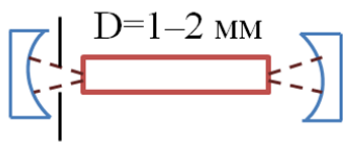
Если полагать, что распределение амплитуды и фазы колебаний однородно в поперечном сечении потока излучения, то его расходимость, ограниченная дифракцией, составит угол (по уровню 0,5 мощности):

структура излучения, пространственное распределение плотности потока излучения в пятне фокусировки.

Пространственное распределение плотности потока в пятне фокусировки зависит от углового распределения интенсивности лазерного излучения на разных расстояниях от излучателя. Различают ближнюю (френелевскую) и дальнюю (фраунгоферскую) зоны по отношению к излучателю. Область, в которой угловое распределение не зависит от расстояния до излучающего торца активного элемента лазера, называют *дальней зоной*. Начало области находится на расстоянии от  $D^2/(2\lambda)$  до  $2D^2/\lambda$ . Поскольку в этой области наблюдается эффект дифракции Фраунгофера, зону называют *зоной Фраунгофера*.

Если площадь пятна охватывает 63% полной интенсивности, то:

РЕПОЗИТОРИЙ ГГУ ИМЕНИ Ф. СКОРИНЬКО



*Характеристика интенсивности излучения в зависимости  
от расстояния до излучателя*

Зона измерения	Расстояние от излучателя	Погрешность фазы, измеренная на расстоянии $L$ от разных точек на поверхности размером $D$
Ближняя Френеля		
Ближняя Рэлея		
Дальняя Фраунгофера		

*Фокусировка лазерного излучения*

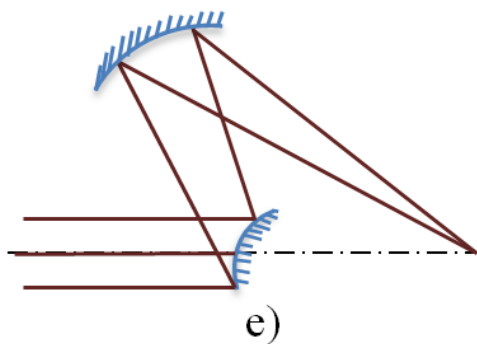
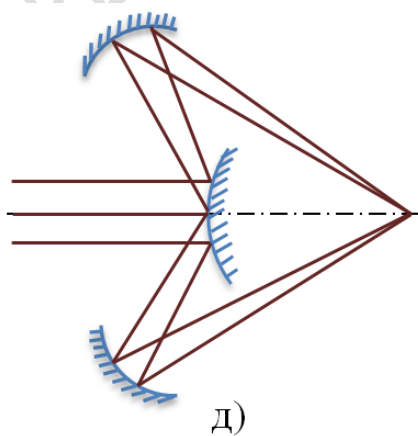
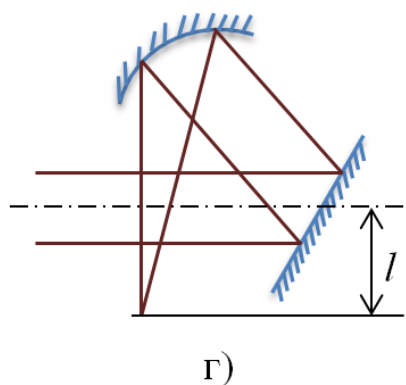
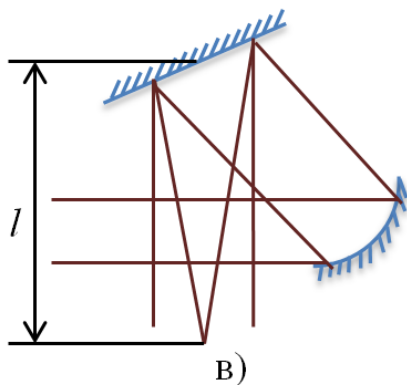
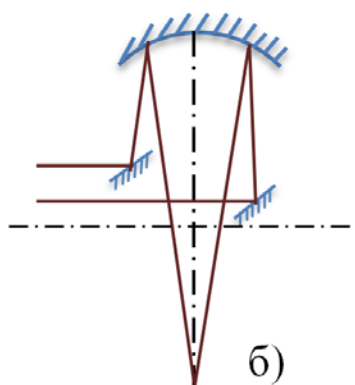
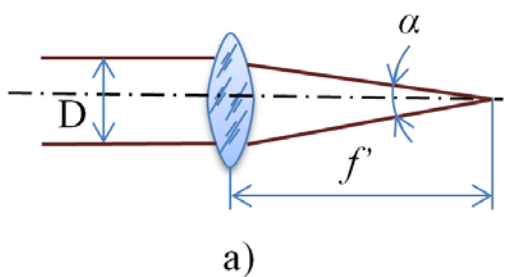
Для любой оптической системы существует конечный предел остроты фокусировки, называемый дифракционным, он определяет минимальный размер фокального пятна и максимальную плотность мощности излучения, которую можно достичь. Рассмотрение фокусирования лазерного излучения исходит из гауссовых пучков.

В гауссовых пучках фазы излучения одинаковы во всех точках поперечного сечения, поэтому эти пучки называют однофазными. Гауссов пучок можно сфокусировать в пятно диаметром порядка длины волны.

Если на расстоянии от лазера до линзы не происходит существенного расширения пучка, то радиус фокального пятна:

Минимальное фокусное расстояние, при котором целесообразно использовать простую линзу – 1 см.

При определённом показателе преломления  $n$  сферическая aberrация может быть минимизирована выбором соответствующего форм-фактора  $g$ :



## Лекция 7 Пассивные оптические резонаторы

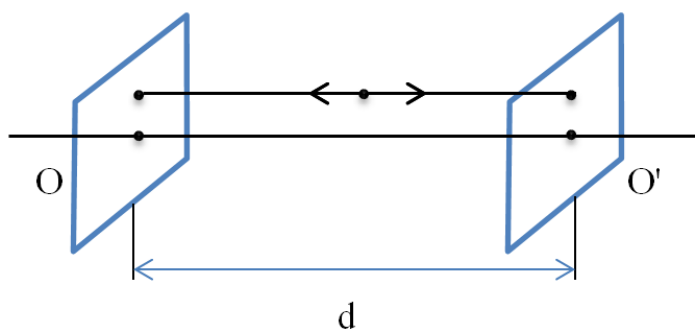
Под *пассивным оптическим резонатором* будем понимать замкнутую полость, состоящую из отражающих поверхностей и содержащую внутри себя диэлектрическую среду.

Резонаторы имеют два главных отличия:

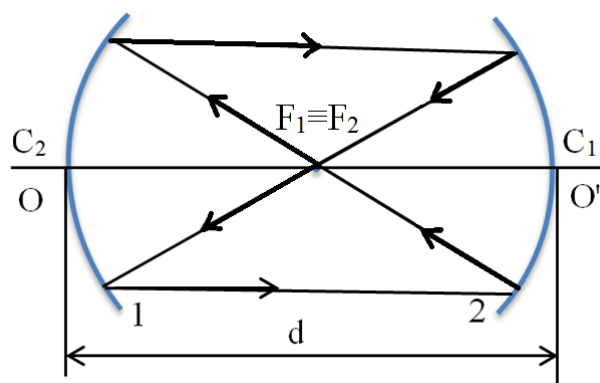
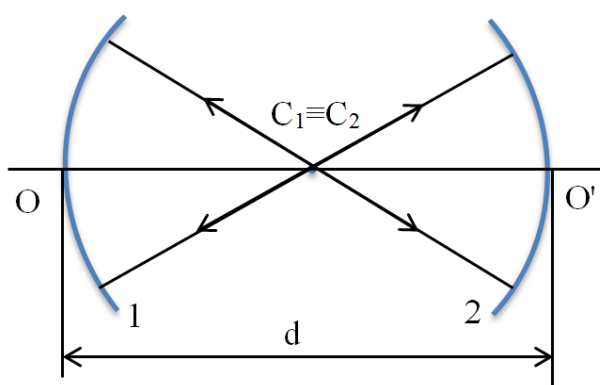
1) лазерные резонаторы обычно бывают открытые, то есть не используется боковая поверхность. Использование открытого резонатора диктуется исходя из соображений удобства: отсутствие боковой поверхности не мешает процессу накачки;

2) размеры лазерного резонатора намного превышают длину волны.

Вышеуказанные требования оказывают значительное влияние на характеристики оптического резонатора. Например, при открытом резонаторе существуют неизбежные потери. В открытых резонаторах в действительности существует конфигурация типа стоячих электромагнитных волн, которые характеризуются весьма небольшими потерями. Будем определять моду как такую конфигурацию электромагнитного поля, напряжённость которого записывается в виде:

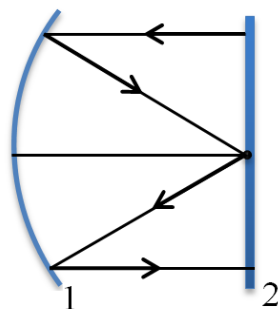


на обоих зеркалах электрическое поле электромагнитной стоячей волны было равно нулю. Отсюда следует, что резонансные частоты выражаются, как:

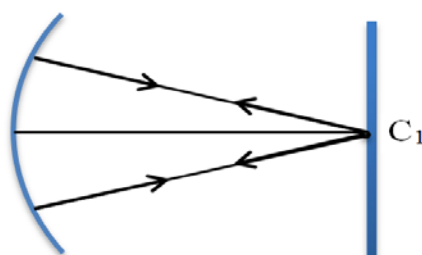




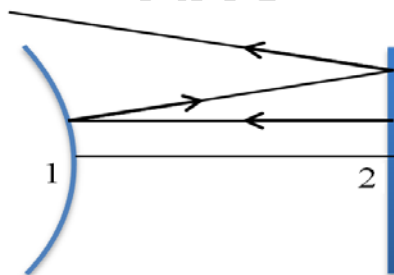
4) Полуконфокальный резонатор.



5) Полусферический резонатор.

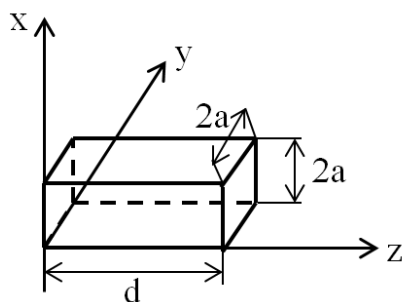


5) Неустойчивый резонатор.



## § 2 Плоскопараллельный резонатор. Приближённая теория Шавлова и Таунса

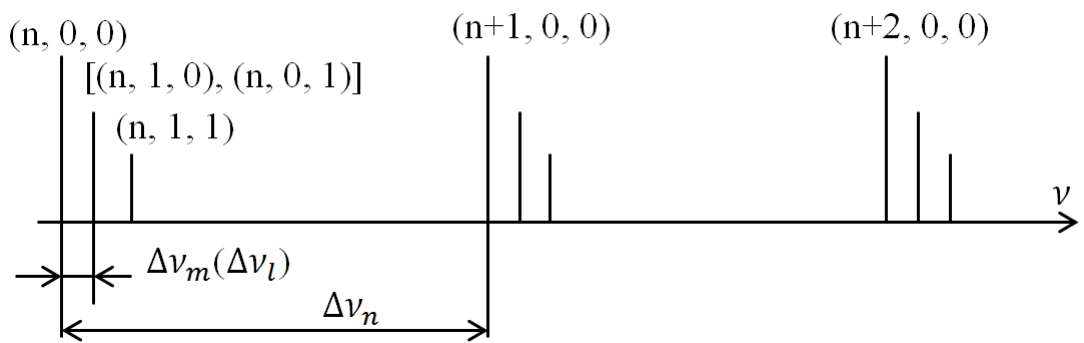
Теория Шавлова и Таунса строилась для прямоугольного резонатора с идеально проводящими стенками.



Составляющие напряжённости электрического поля  $E$  можно записать в виде:

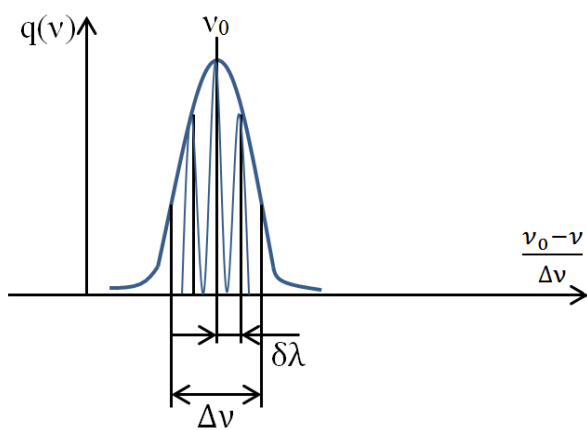
РЕПОЗИТОРИЙ ГГУ ИМЕНИ Ф. СКОРИНЫ

ИМЕНИ Ф. СКОРИНЫ



РЕПОЗИТОРИЙ

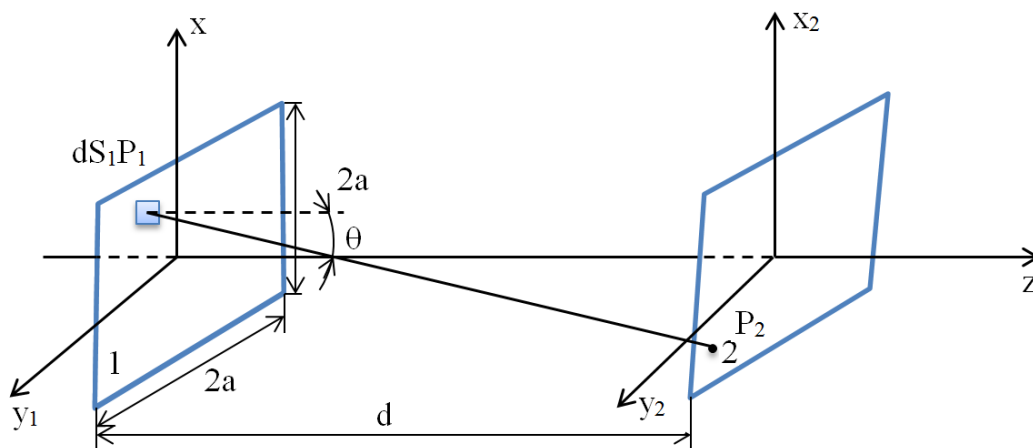
где  $\kappa$  – коэффициент усиления по мощности в активном веществе за один проход  $\kappa = \exp(\dots)$



## Лекция 8 Теория плоскопараллельного резонатора, разработанная Фоксом и Ли

Фокс и Ли изучали настоящую проблему в так называемом скалярном приближении. В этом приближении электромагнитное поле предполагается почти поперечным и однородно поляризованным (например, линейно или по кругу). При этом поле волны можно записать в виде скалярной величины  $U$ , описывающей например амплитуду электрического (или магнитного) поля.

Предположим, что  $U_1$  представляет собой некоторое произвольное распределение поля на зеркале 1. Тогда благодаря дифракции это распределение вызовет какое-то распределение поля на зеркале 2, выражение для которого можно получить для  $U_1$  и  $U_2$  с помощью дифракционного интеграла Кирхгофа. При этом в произвольной точке  $P_2$  зеркала 2 поле  $U_2(P_2)$  даётся выражением:

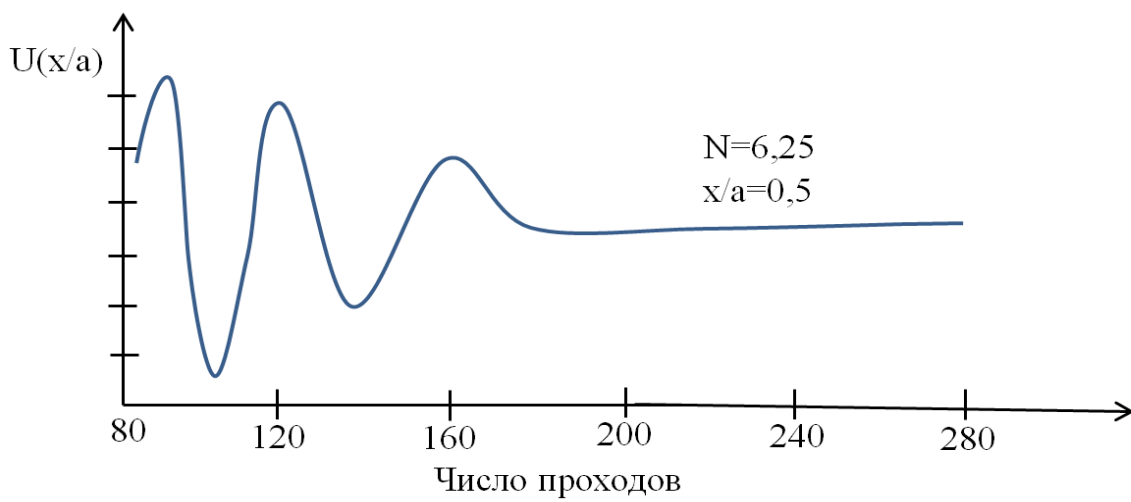
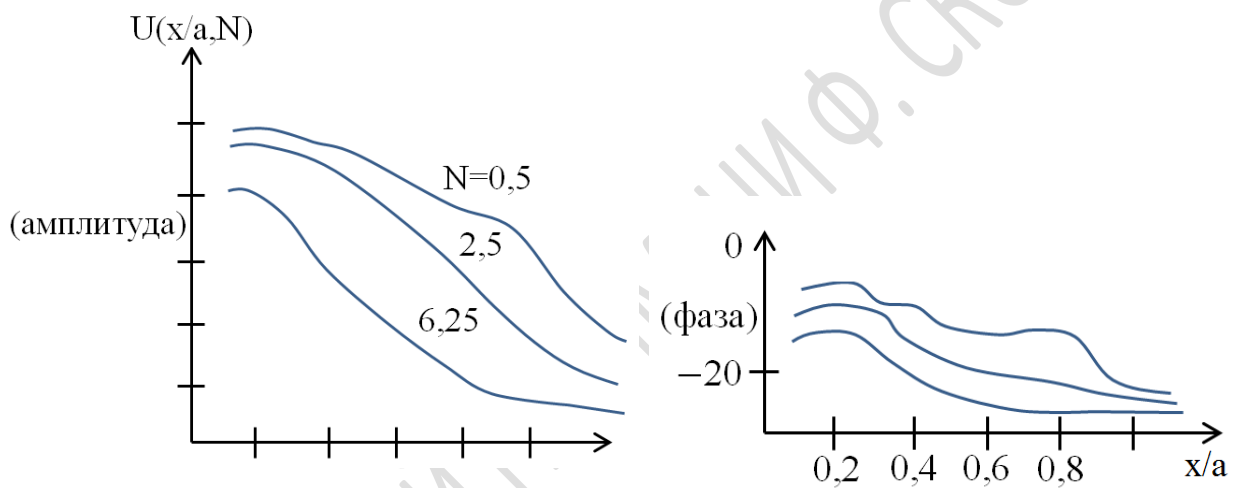


решение этого уравнения  $U$  определяют распределение поля на зеркалах резонатора, соответствующие его модам.

Положим, что:

РЕПОЗИТОРИЙ ГГУ ИМЕНИ Ф. СКОРИНЫ

учтём



Функция

РЕПОЗИТОРИЙ ГГУ ИМЕНИ Ф. СКОРИНЫ