

Московский физико-технический институт  
(государственный университет)  
Факультет общей и прикладной физики

Вопрос по выбору в 4 семестре  
(Общая физика: оптика)

## **Модовый состав лазерного излучения**

Работу выполнил:  
Иванов Кирилл, 625 группа

г. Долгопрудный  
2018 год

## 1. Введение

**Лазер** — источник квазимонохроматического и узконаправленного высококогерентного потока излучения, работающий за счёт квантово-механического эффекта вынужденного (индуцированного) излучения.

Главными элементами лазера являются **оптический резонатор** и расположенная в нём **активная среда**, способная усиливать проходящее через неё излучение.

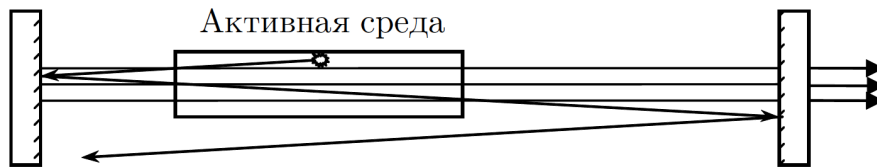


Рис. 1: Схема лазера

### 1.1 Квантово-механическое введение

В силу выхода квантовой физики и связанных с ней явлений за рамки нашего курса мы не будем подробно останавливаться на квантово-механических принципах работы лазера.

Если вкратце, то из-за **спонтанного** (самопроизвольного) излучения электронами фотонов с энергией  $E = \hbar\omega$  появившиеся частицы света возбуждают атомы, заставляя их переходить на следующий энергетический уровень  $E_1 = E_0 + \hbar\omega$ . После взаимодействия других фотонов с уже возбужденными электронами происходит **вынужденное** излучение, после чего атом возвращается в основное состояние. В результате этих процессов возникает электромагнитная волна с частотой  $\omega = \frac{E_1 - E_0}{\hbar}$ , которая усиливается за счёт взаимодействия с активной средой.

Конечно, нужно понимать, что в реальности такие волны являются не монохроматическими с бесконечно узкой линией поглощения/излучения  $\omega$ , а обладают конечной шириной  $\Delta\omega$ , которая называется шириной спектра усиления активной среды лазера (**спектра генерации**). Она определяется из квантовых и иных характеристик атомов и активной среды.

Вывод показывает, что зависимость интенсивности излучения от частоты имеет форму гауссовой функции со спектром в интервале  $\omega \pm \Delta\omega$ .

### 1.2 Роль резонатора

Простейший резонатор представляет собой **интерферометр Фабри–Перо**, состоящий из двух плоских зеркал с высокими коэффициентами отражения, размещённых параллельно друг другу на фиксированном расстоянии. Благодаря наличию активной среды, в резонаторе многократно усиливаются волны, распространяющиеся вдоль оси системы и набирающие за один полный проход резонатора фазу, кратную  $2\pi$  (т.е. на оптической длине резонатора укладывается целое число полуволен, в системе при этом образуются **стоячие волны**). Таким образом, резонатор обеспечивает создание положительной обратной связи в лазере и превращает его в

генератор излучения. Также в резонаторе происходит накопление энергии излучения и отбор узких резонансных линий из спектра излучения, рождающегося в среде. Одно из зеркал резонатора обычно имеет несколько меньший коэффициент отражения, что позволяет выпускать через него часть излучения в виде узконаправленного высокомонохроматического пучка.

## 2. Модовый состав лазерного излучения

**Модами** называют стационарные типы колебаний электромагнитного поля в резонаторе, различающиеся частотой и пространственным распределением амплитуды поля.

Рассмотрим моды в открытом резонаторе Фабри–Перо с плоскими зеркалами, расстояние между которыми равно  $L$ . Будем считать, для простоты, что активная среда заполняет весь резонатор и имеет показатель преломления  $n = 1$ .

### 2.1 Продольные моды

Будем рассматривать **продольные моды**, т.е. волны, бегущие вдоль оси системы (пусть это будет  $x$ ). В результате отражения от зеркал мы получаем стоячие волны (см. рис. 2). Они задаются формулой  $E \propto \sin \omega t \sin kx$ .

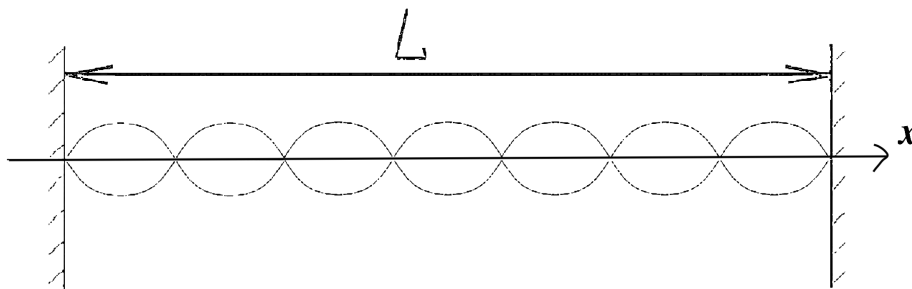


Рис. 2: Стоячие волны в плоскопараллельном резонаторе Фабри–Перо

В случае металлических (проводящих) зеркал, электрическое поле на них (т.е. на границе системы, в точках  $x = 0, x = L$ ) обращается в ноль. Из этого условия и формулы выше мы получаем  $\sin kx = 0 \Rightarrow kL = \pi m$ , где  $m$ , конечно же, пробегает значения  $m = 1, 2, 3, \dots$ . Подставляя волновое число  $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ , мы получаем условие на длину волны:

$$\frac{\lambda}{2} = \frac{L}{m} \quad (1)$$

Тогда нетрудно найти частоты, удовлетворяющие (1). Так как частота световой волны  $\omega = 2\pi\nu = 2\pi\frac{c}{\lambda}$ , получаем

$$\omega_m = m \frac{\pi c}{L}$$

Таким образом, мы получаем, что из всей ширины спектра генераций резонатор выделяет дискретный набор узких спектральных линий  $\omega_m$ , соответствующих колебаниям продольных мод. Эти частоты также называются **собственными**.

## 2.2 Ширина спектральных линий

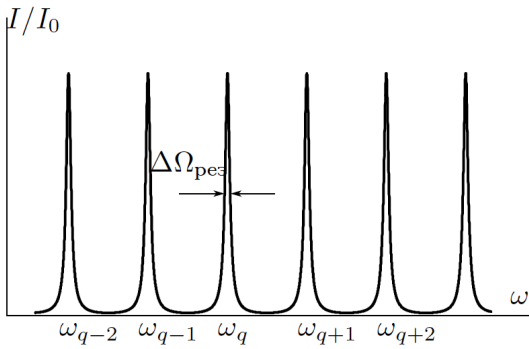


Рис. 3: Спектральная ширина собственных частот

Важно заметить, что эти линии не являются монохроматическими, а содержат в себе узкий спектр в интервале  $\omega_m \pm \Delta\Omega$ , где полуширина резонансного пика  $\Delta\Omega$  согласно теории колебаний определяется через добротность системы:  $\Delta\Omega \sim \sim \frac{\omega_m}{Q}$ .

В силу определения добротности резонатора Фабри-Перо, мы получаем

$$Q \sim \frac{2\pi L}{\lambda} \frac{1}{1-\rho} \Rightarrow \Delta\Omega \sim \frac{\omega_m}{Q}$$

График распределения интенсивности мод от частоты представлен на рис. 3. Заметим, что ввиду наличия усиления в активной среде, реальная ширина генерируемых лазером спектральных линий может быть и значительно меньше полученной нами ширины линии пропускания резонатора.

Обратим внимание на то, что из-за квантово-механических эффектов существует такое понятие как **уровень потерь**. Помещая полученные нами спектральные линии под гауссову кривую, упомянутую в пункте 1.1, мы оставляем лишь те из них, которые больше этого уровня (рис. 4).

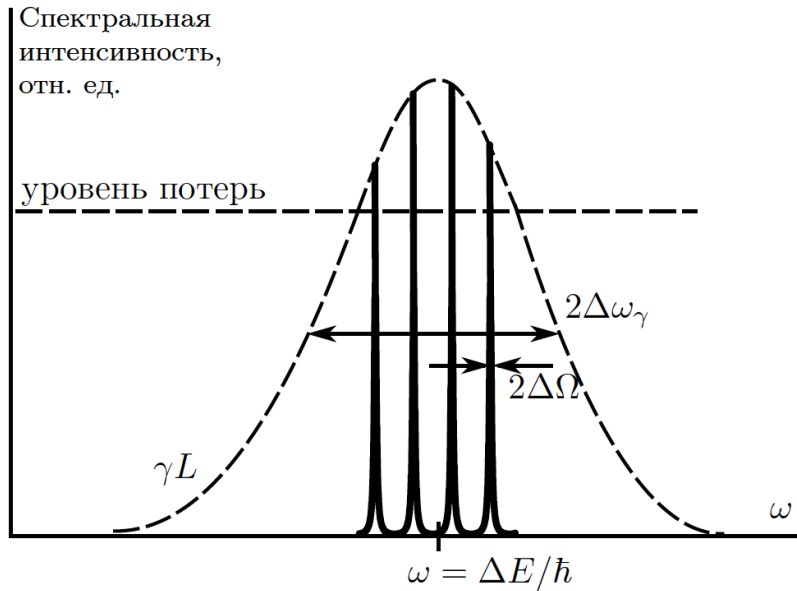


Рис. 4: Многомодовый спектр излучения лазера

Такой спектр излучения лазера достаточно типичен и называется **многомодовым**. Количество генерируемых мод зависит от соотношения усиления и потерь. Если усиление лишь немного выше уровня потерь, то возможна ситуация, когда будет возбуждена только центральная линия и режим работы лазера будет **одномодовым**. Также одномодовый режим можно получить и иначе, о чем пойдет речь в дальнейшем.

### **3. Экспериментальный подсчет числа мод**

Используем результаты выполненной в семестре лабораторной работы № 4.5.2 («Интерференция лазерного излучения») для экспериментального подсчета числа продольных мод в гелий-неоновом лазере с длиной резонатора порядка  $0,2 \div 1$  м.

#### **3.1 Теоретическая подводка**

#### 4. Селекция продольных мод

## 5. Заключение

### Использованная литература

- Звелто «Принципы лазеров
- Лабник