

Лабораторная работа 4.5.1

Гелий-неоновый лазер

Шерхалов Денис Б02-204и
Санников Георгий Б02-204д

20 февраля 2024 г.

Цель работы: изучение основных принципов работы газового лазера и свойств лазерного излучения.

В работе используются: юстировочный лазер, гелий-неоновая трубка, компьютер со звуковой картой, модулятор (обтюратор), фотодиоды, зеркала, поляроид.

1. Введение

Главными элементами большинства лазеров являются два параллельных друг другу зеркала и расположенная между ними среда, усиливающая свет. Параллельные зеркала образуют оптический резонатор и осуществляют положительную обратную связь, превращающую усилитель в генератор. Из шума самопроизвольно возникает излучение, распространяющееся под значительным углом к главному направлению. Оно быстро покидает резонатор, не успевая заметно усилиться, поэтому формируется пучок излучения высокой направленности. Для вывода части излучения наружу одно из зеркал делается полупрозрачным.

Усиление света основано на явлении вынужденного излучения в усиливающей среде. Если атом находится на возбуждённом уровне, то под действием электромагнитного поля происходит обратный переход с возбуждённого уровня на более низкий уровень с излучением кванта света – это и называется *вынужденным излучением*. При этом для конкретной пары уровней вероятность перехода сверху вниз совпадает с вероятностью перехода снизу вверх при одинаковой интенсивности вынуждающего излучения.

Также находящиеся на возбуждённом уровне атомы или молекулы могут независимо от наличия вынуждающего поля самопроизвольно переходить на более низкий энергетический уровень, излучая фотон в произвольном направлении. Это называется *спонтанным излучением*, оно присутствует в любой лазерной среде и затрудняет работу лазера, уменьшая заселенность верхнего рабочего уровня. В то же время оно помогает формировать направленный пучок лазерного излучения.

Рождённый в процессе вынужденного перехода фотон излучается в то же квантовое состояние, в котором находится исходный фотон. А значит, генерируемое в процессе излучение совпадает по направлению, частоте и по фазе с вынуждающим излучением, что и позволяет усиливать направленные монохроматические пучки.

В силу равенства вероятностей, усиление может возникнуть только если на верхнем уровне окажется больше атомов, чем на нижнем. Такая ситуация называется *инверсной заселенностью*, невозможная в термодинамическом равновесии из-за распределения Больцмана. Инверсной населённости можно достичь в неравновесном состоянии, например, путём оптического заселения верхнего рабочего уровня через дополнительный ещё более высокий уровень.

Ниже будут описаны основные закономерности и свойства лазерного излучения на примере гелий-неонового лазера, при этом большинство выводов справедливо и для других типов лазеров при учёте их конкретных свойств. Неравновесное состояние, кстати, вполне может быть стационарным (для незамкнутой системы), что позволяет создавать непрерывные лазеры.

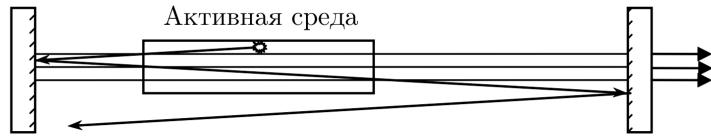


Рис. 1: Схема лазера

Условие достижение порога генерации. Выведем пороговое условие генерации в лазере. Для этого рассмотрим простейшую схему лазера, состоящего из плоско-параллельного резонатора (рис. 1), образованного двумя зеркалами, имеющими коэффициенты отражения R_1 и R_2 , активной среды, имеющей усиление G на один проход и дополнительных элементов, размещенных внутри резонатора с общим пропусканием T за один проход. Дифракционные потери становятся существенными при малых поперечных размерах зеркал или активного элемента, сравнимых с размером одной зоны Френеля для расстояния, равного длине резонатора, то есть $r_{las} \approx \sqrt{\lambda L}$. Для получения генерации необходимо, чтобы усиление было достаточным для компенсации всех потерь при полном обходе резонатора.

$$R_1 R_2 T^2 G^2 \geq 1 \quad \Rightarrow \quad G \geq \frac{1}{T \sqrt{R_1 R_2}}$$

В непрерывных лазерах в установившемся режиме потери излучения в точности компенсируются усилением и усиление активного элемента за один проход равно

$$G = \frac{1}{T \sqrt{R_1 R_2}}$$

Для того, чтобы лазер имел ненулевую мощность выходного излучения, активный элемент лазера должен иметь запас по усилению, то есть при отключении положительной обратной связи (удалении зеркал резонатора) усиление должно превышать значение, даваемое уравнением (1). При подключении обратной связи и выходе на стационарный режим генерации усиление автоматически падает до данной величины.

Гелий-неоновый лазер. Рассмотрим механизм возникновения усиления в рабочей среде гелий-неонового лазера. Лазерная трубка заполняется смесью гелия и неона в соотношении от 5:1 до 10:1 с общим давлением порядка 10^2 Па, при котором довольно легко возбудить постоянный электрический разряд. Рабочим лазерным веществом является неон. Гелий используется для избирательного заселения верхнего рабочего уровня неона. Атомы гелия возбуждаются при столкновениях с разогнанными в электрическом поле разряда электронами. Передача энергии от возбужденных атомов гелия к атомам неона осуществляется при столкновениях между ними. Известно, что наиболее эффективно передача энергии от атома к атому происходит в резонансном случае, то есть когда энергии уровней, между которыми происходит переход, близки. Упрощенная схема энергетических уровней атомов гелия и неона изображена на рис. 2.

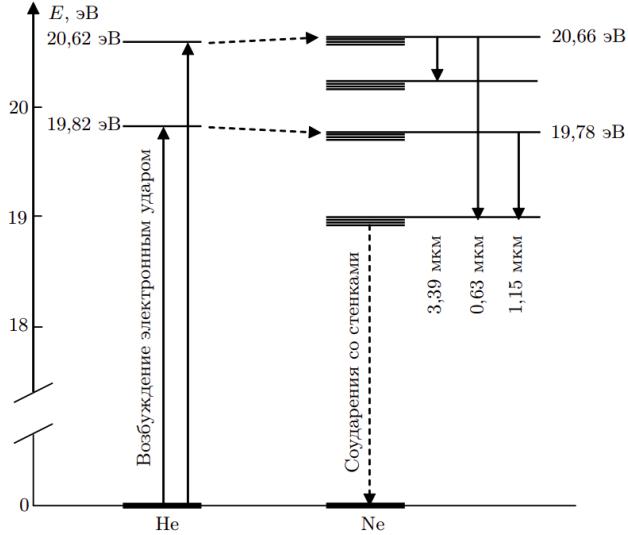


Рис. 2: Энергетическая схема работы гелий-неонового лазера

На этом рисунке изображена лишь малая часть энергетических уровней неона, в действительности их гораздо больше и все они в той или иной степени заселяются в электрическом разряде даже без добавки гелия, что может приводить к созданию инверсной населённости между некоторыми уровнями. И действительно, генерация лазерного излучения атомами неона получена в лабораторных условиях на более чем 200 переходах. Однако, во всех промышленных лазерах на неоне для увеличения эффективности накачки используют селективное заселение верхних лазерных уровней атомами гелия, поэтому называются гелий-неоновыми. На рисунке изображены три основных лазерных перехода с длинами волн 0,63 мкм (красное излучение), а также 1,15 и 3,39 мкм (невидимое инфракрасное).

Типичная конструкция гелий-неонового лазера изображена на рис. 3.

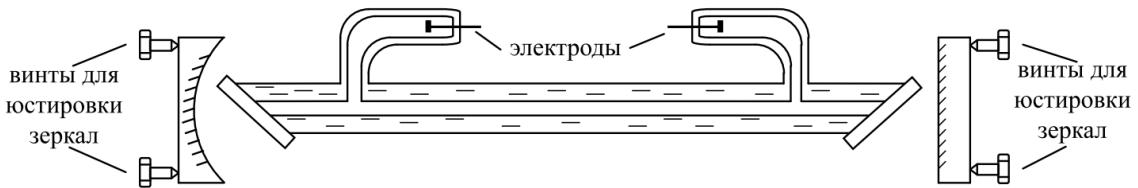


Рис. 3: Устройство гелий-неонового лазера

Обычно используется сферический или полусферический резонатор, предъявляющий гораздо более мягкие требования к точности юстировки зеркал и обеспечивающий повышенную механическую стабильность по сравнению с плоским резонатором.

Ширина спектра излучения гелий-неонового лазера. Время жизни верхнего лазерного уровня для перехода 0,63 мкм составляет 10^{-8} с. Из принципа неопределенности $\Delta\nu \cdot \tau \geq 1$ можно получить оценку ширины линии $\Delta\nu \geq 10^8$ Гц. Реальная ширина спектра генерации обычного гелий-неонового лазера на порядок больше. Основной механизм уширения – эффект Доплера. В лазерной трубке атомы неона участвуют в хаотическом тепловом движении. Частота излучения движущегося источника сдвинута относительно неподвижного источника; в нерелятивистском случае

$$\Delta\nu = \nu \frac{v}{c} \cos\theta$$

Поскольку при хаотическом движении $\cos\theta$ принимает значения от 1 до -1, то уширение линии приблизительно составляет

$$\Delta\nu \approx 2\nu \frac{v}{c} = 2\nu \sqrt{\frac{8kT}{\pi mc^2}}$$

Точный вывод на основе распределения Максвелла приводит к формуле для полуширины линии

$$\delta\nu \approx 2\nu \frac{v}{c} = 2\nu \sqrt{\frac{2kT \ln 2}{mc^2}}$$

которая даёт значение на 40% меньше, чем полученная нами оценочная формула. При температуре 400 К полуширина линии излучения газообразного неона равна $1.5 \cdot 10^9$ Гц. Полуширина спектра лазерного излучения в 2–3 раза меньше этой величины, поскольку вследствие малого коэффициента усиления генерация происходит только на вершине контура усиления.

Продольные моды. Рассмотрим более детально спектральный состав излучения гелий-неонового лазера. Обычно спектр состоит из нескольких эквидистантных линий, соответствующих различным продольным модам резонатора. Модами называют стационарные типы колебаний электромагнитного поля в резонаторе.

Рассмотрим простейший резонатор из двух зеркал с коэффициентами отражения R_1 и R_2 и бесконечно тонкий слой усиливающего вещества внутри резонатора с усилением G за один проход. Примем, что состояние лазера стационарно и мощность спонтанного излучения слабо зависит от частоты (ширина линии усиления лазерной среды много шире межмодового расстояния, что выполняется для гелий-неонового лазера). Чтобы найти мощность излучения внутри резонатора в каком-либо месте, например, на внутренней поверхности выходного зеркала, нужно просуммировать после последовательных проходов комплексные амплитуды волн, излучаемых лазерной средой в левую сторону (получается геометрическая прогрессия), умножить на комплексно-сопряжённую величину, потом проделать то же для волн, излучаемых в правую сторону и затем сложить. Получается формула

$$P(\omega) \propto \frac{1}{(1 - \sqrt{RG})^2 + 4\sqrt{RG} \sin^2 \frac{\varphi}{2}}$$

где $R = R_1 R_2$, φ – набег фазы при полном обходе резонатора. Эта функция имеет резкие максимумы при $\varphi = 2\pi n$, поскольку в стационарном состоянии $\sqrt{RG} \approx 1$. Таким образом, для многослойных диэлектрических зеркал, также как и для металлических, набег фазы при полном обходе резонатора должен быть кратен 2π .

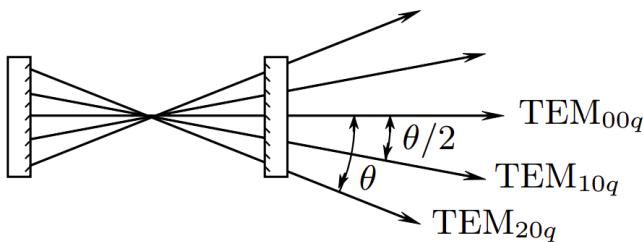


Рис. 4: Направления распространения мод с разными поперечными индексами (согласно простейшей теории Шавлова и Таунса)

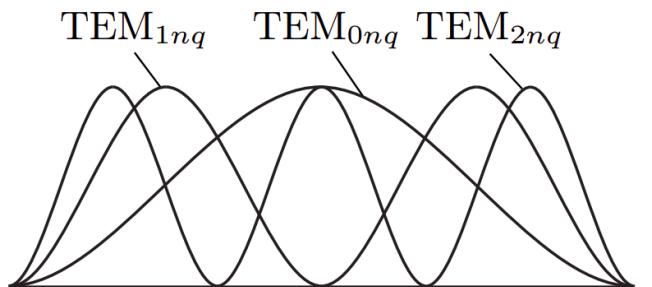


Рис. 5: Распределение интенсивности лазерного излучения на зеркале резонатора по одной из поперечных координат для трёх низших поперечных мод (согласно простейшей теории Шавлова и Таунса)

Поперечные моды. Для обращения интенсивности в ноль на краях зеркала необходимо, чтобы на ширине зеркала D укладывалось целое число периодов, поэтому $\theta = \pm m \frac{\lambda}{2} D$. Такое же условие должно выполняться по второй координате в плоскости зеркала: $\theta = \pm p \frac{\lambda}{2} D$. Здесь m и p – целые числа. Результирующий угол равен:

$$\theta = \pm \sqrt{m^2 + p^2} \frac{\lambda}{2} D \approx \pm \sqrt{m^2 + p^2} \frac{\theta_{\text{дифр}}}{2}$$

где $\theta_{\text{дифр}} \approx \lambda/D$ – дифракционная расходимость лазерного пучка с поперечным размером D .

На рис. 4 и 5 схематически показаны направления распространения различных поперечных мод и распределение интенсивности излучения на зеркале по одной из поперечных координат. Найдём сдвиг частоты поперечных мод относительно чисто продольных. Для моды mpq , распространяющейся под углом θ к оси резонатора составляющая волнового вектора по оси резонатора равна $k_z = q\pi L$, где L – длина резонатора. Составляющая в плоскости зеркал равна $k_{x,y} = k \sin \theta \approx k_z \theta$. Учитывая, что $m,p \ll q$, $\theta \ll 1$, $\omega = kc$ и используя выражение (3), для θ нетрудно получить:

$$\omega_{mpq} \approx \omega_{00q} \left[1 + \frac{1}{8} (m^2 + p^2) \frac{\lambda^2}{D^2} \right]$$

Полезно оценить разницу частот чисто продольной моды и поперечной моды с таким же продольным индексом и сравнить её с межмодовым расстоянием для продольных мод. Учитывая, что $\omega_{00q} \approx 2\pi c/\lambda$, где $lambda$ – средняя длина волны лазерного излучения, получим:

$$\frac{\omega_{mpq} - \omega_{00q}}{\omega_{00q+1} - \omega_{00q}} \approx (m^2 + p^2) \frac{\lambda L / 4}{D^2}$$

В случае типичного гелий-неонового лазера для низшей поперечной моды ($m = 1, p = 0$) имеем:

$$\frac{\omega_{10q} - \omega_{00q}}{\omega_{00q+1} - \omega_{00q}} \approx 10^{-2}$$

Это означает, что спектр мод с ненулевыми поперечными индексами лишь незначительно сдвинут относительно спектра чисто продольных мод, этот сдвиг составляет единицы процентов от межмодового расстояния и не разрешается большинством спектральных приборов.

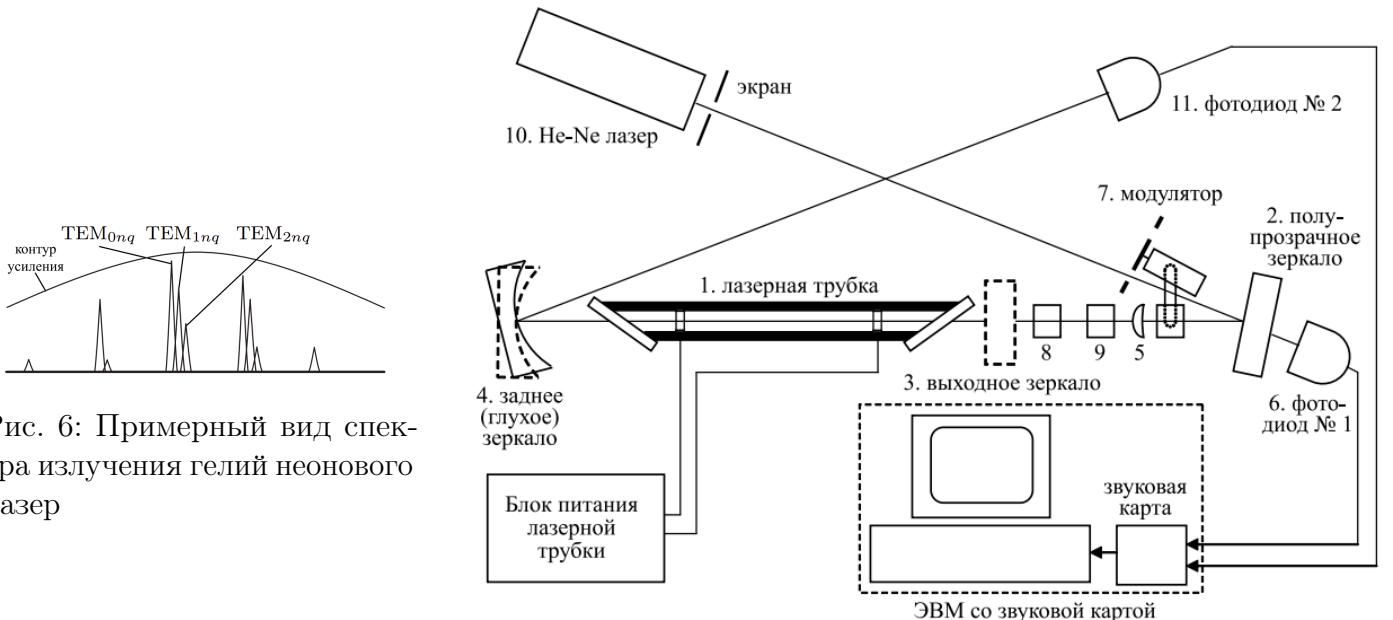


Рис. 6: Примерный вид спектра излучения гелий-неонового лазера

Рис. 7: Схема установки. Штриховыми линиями показано положение зеркал при получении лазерной генерации на исследуемой трубке

Экспериментальная установка. Схема экспериментальной установки приведена на рис. 7. На оптической скамье расположены: газоразрядная трубка исследуемого Не-Не лазера ЛГ-75 (1), рейтера для крепления юстировочных оправ с зеркалами (2, 3, 4), линза, уменьшающая расходимость юстировочного лазера (5), фотодиод (6), модулятор (7) а также съемный рейтер (8) с отрицательной линзой для наблюдения модовой структуры излучения исследуемого лазера и рейтер (9), в который вставляется либо экран, либо поляроид. Юстировочный лазер (10) и фотодиод (11) закреплены на столе. Модулятор может быть повернут в разные положения: при измерении коэффициента усиления он модулирует пучок, идущий от юстировочного лазера, при измерении поляризации излучения исследуемого лазера он модулирует это излучение а в остальных случаях он отводится в сторону, чтобы не перекрывать пучки. Юстировочный лазер предназначен для юстировки всех элементов установки и для измерения коэффициента усиления активной среды исследуемого лазера.

Поскольку коэффициент усиления на рабочей частоте лазера мал, и усиление интенсивности луча зондирующего лазера при длине трубы $\approx 1\text{м}$ составляет всего несколько процентов, в данной работе измеряется одновременно интенсивность излучения до и после прохождения исследуемой среды. Этот метод позволяет исключить влияние нестабильности интенсивности зондирующего лазера во времени, которое составляет обычно несколько процентов. Сигналы с обоих фотодиодов подаются на звуковую карту компьютера, и с помощью программы PhysLab измеряются с высокой точностью. Для настройки резонатора исследуемого лазера используются зеркала, закреплённые в съемных юстируемых оправах. Изучение поляризации исследуемого лазера, его модовой структуры производится с помощью поляроида и короткофокусной линзы. Перед проведением измерений ознакомитесь с приложением, в котором описано использование программы PhysLab для измерений интенсивности света и методика измерения коэффициента усиления лазерной трубы.

2. Ход работы

2.1. Поляризация исследуемого лазера

Исследуем поляризацию исследуемого лазера, измерив зависимость интенсивности излучения от угла поворота поляроида. Оценим погрешности:

$$\Delta\theta = 2^\circ \quad \delta I = 50 \text{ мкВ}$$

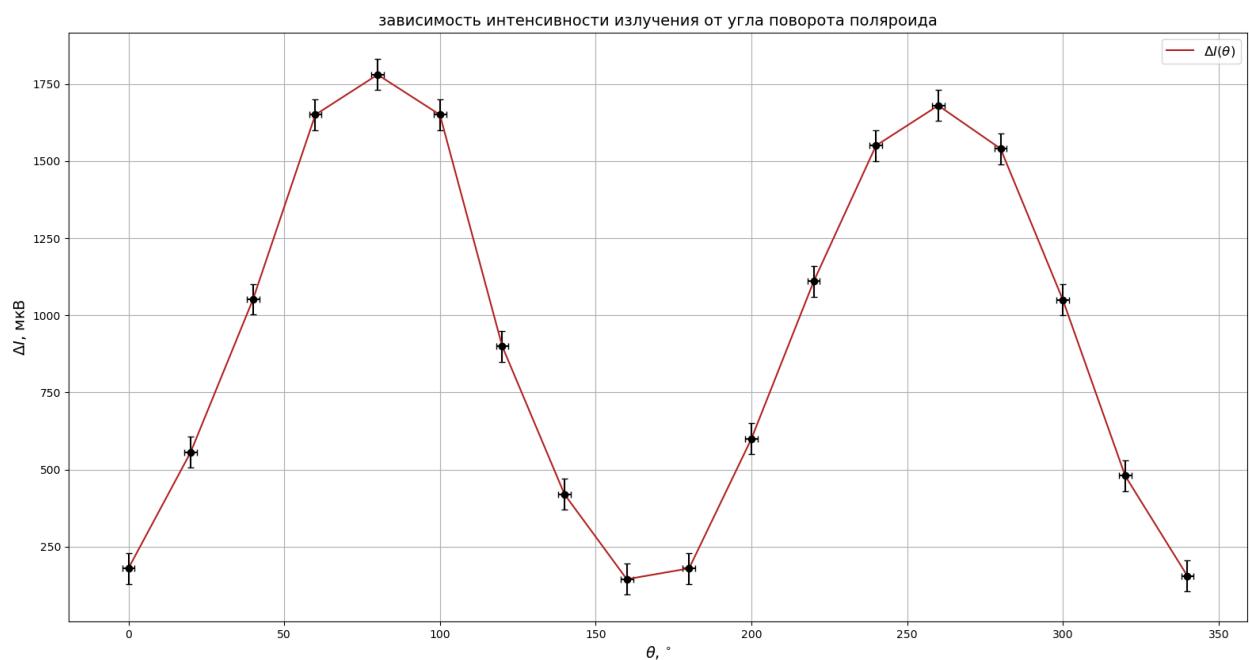


Таблица 1: зависимость интенсивности излучения от угла поворота поляроида.

$\theta, {}^\circ$	$I_1, \text{ мкВ}$	$I_2, \text{ мкВ}$	$\Delta I, \text{ мкВ}$
0	480	300	180
20	744	187	557
40	1100	48	1052
60	1500	-150	1650
80	1600	-180	1780
100	1500	-150	1650
120	1000	100	900
140	670	250	420
160	450	305	145
180	480	300	180
200	750	150	600
220	1100	-10	1110
240	1400	-150	1550
260	1500	-180	1680
280	1400	-140	1540
300	1100	50	1050
320	750	270	480
340	500	345	155

2.2. Наблюдение модовой структуры лазерного излучения

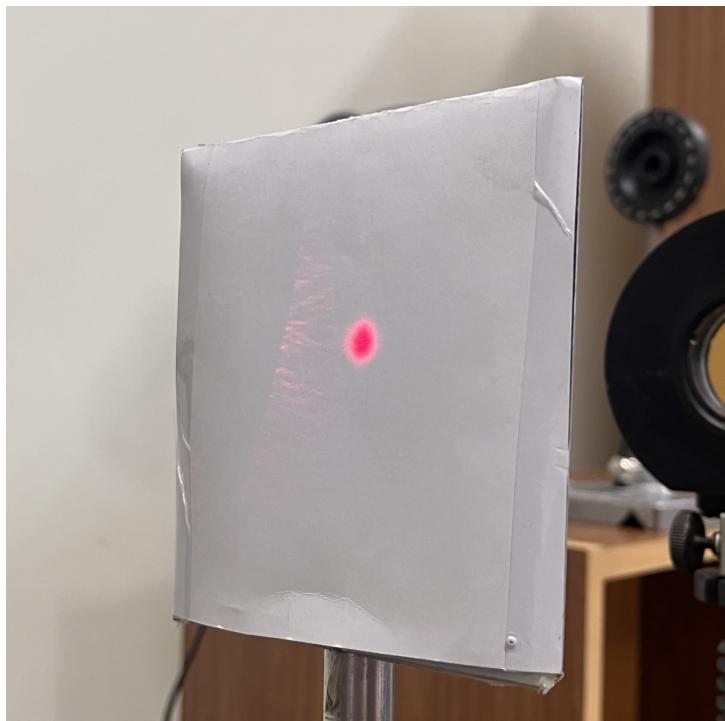


Рис. 8: Одномодовый режим

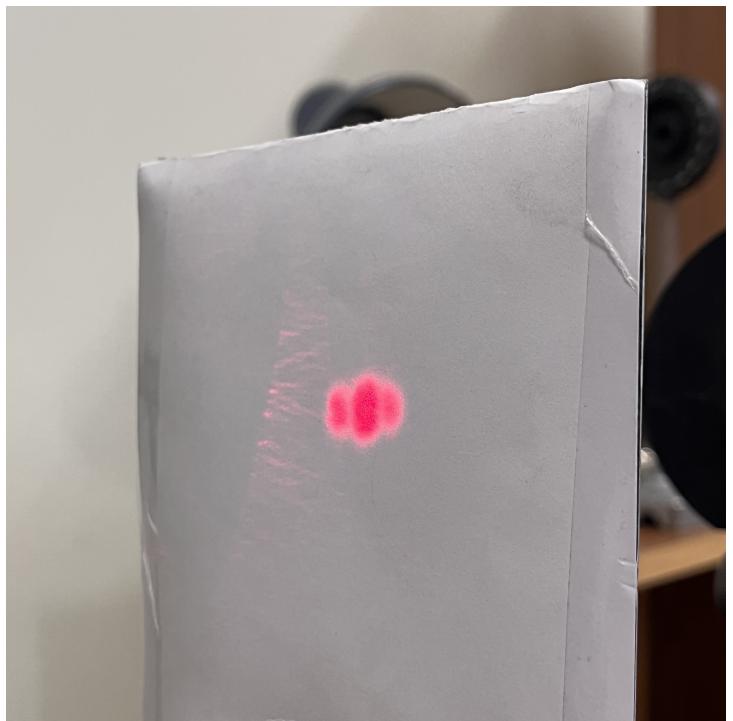


Рис. 9: Трёхмодовый режим

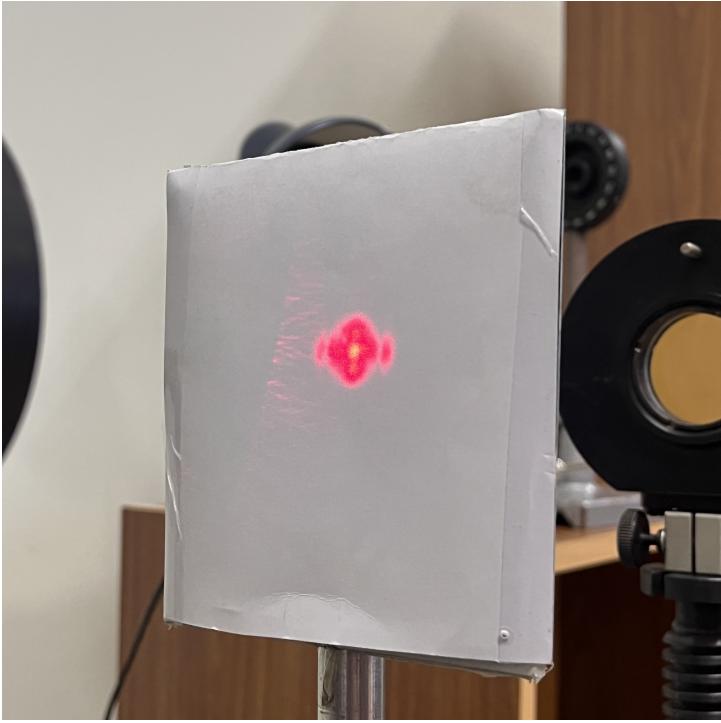


Рис. 10: Многомодовый режим 1

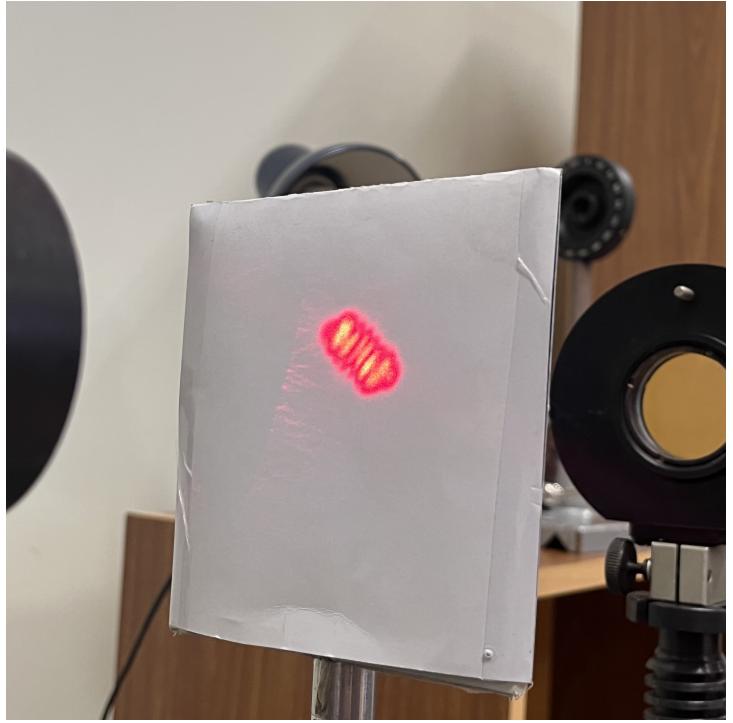


Рис. 11: Многомодовый режим 2



Рис. 12: Многомодовый режим 3

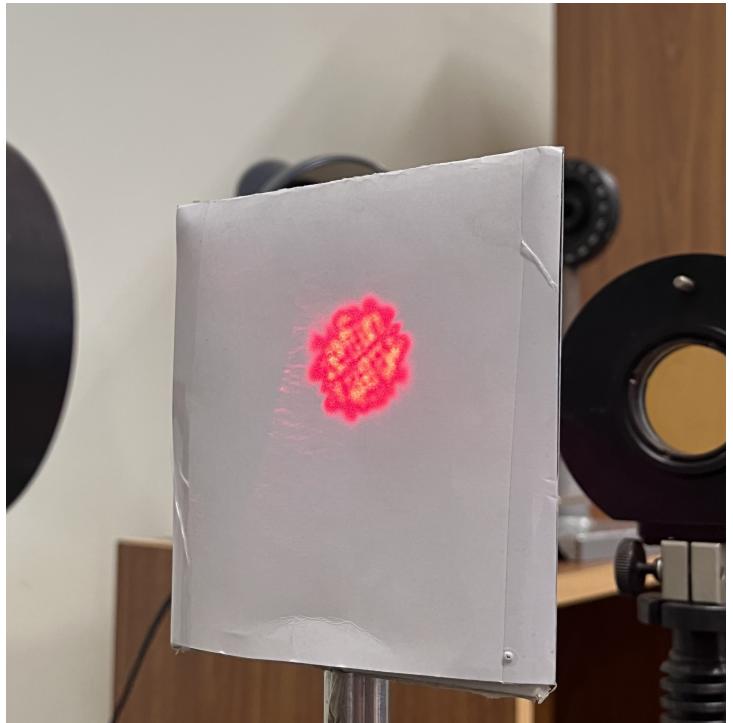


Рис. 13: Многомодовый режим 4

2.3. Коэффициент усиления исследуемой трубы

К сожалению, измерить коэффициент усиления не получилось ввиду неисправности установки. Согласно полученным на месте данным, усиление у трубы отсутствует, что очевидно противоречит реальности.

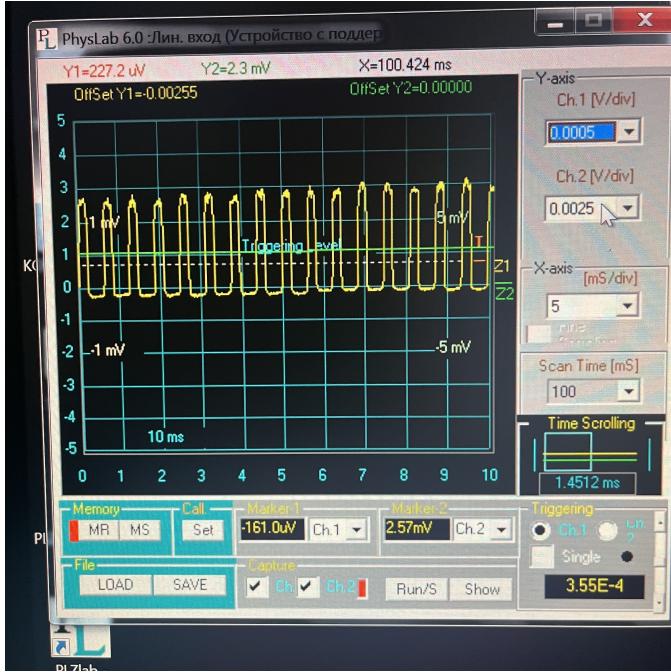


Рис. 14: Измерение интенсивности, программа PhysLab

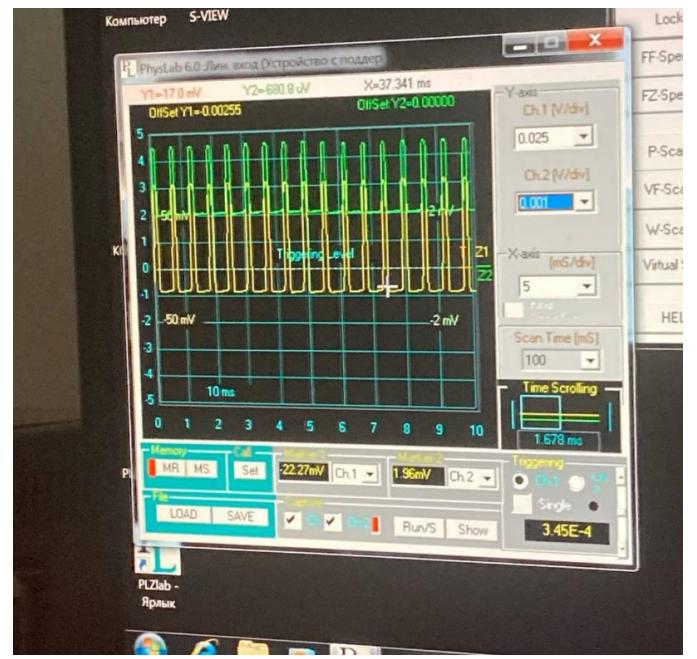


Рис. 15: Измерение коэффициента усиления, программа PhysLab

3. Вывод

В данной работе были изучены основные принципы работы газового лазера и свойства лазерного излучения. Изучена поляризация лазерного излучения, была рассмотрена модовая структура лазерного излучения. Была совершена неудачная попытка получить коэффициент усиления исследуемой трубки.