

ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРА ИЗЛУЧЕНИЯ ГЕЛИЙ-НЕОНОВОГО ЛАЗЕРА

Цель работы: Изучение принципа действия и спектра оптического квантового генератора (на примере гелий-неонового лазера).

Приборы и принадлежности: лазер, монохроматор УМ-2, неоновая лампа, поворотная призма, экран.

Введение

В 1954 г. Н.Г. Басовым и А.М. Прохоровым в Физическом институте АН СССР им. П.Н. Лебедева (г. Москва) и Ч.Г. Таунсом с сотрудниками в Колумбийском университете (США) были разработаны теоретические основы квантовых генераторов, и был создан первый молекулярный квантовый генератор электромагнитного излучения на пучке молекул аммиака с длиной волны ~ 1 см (молекулярный генератор СВЧ-диапазона или *лазер*). Этот год можно считать годом рождения квантовой электроники. Несколько позже, в 1957 г., Н. Бломбергенем показана возможность создания квантовых усилителей (генераторов) в радиодиапазоне на твердом теле (кристалл рубина – оксид алюминия с небольшой примесью парамагнитных ионов хрома). Примерно в это же время появились и первые идеи создания квантовых генераторов электромагнитного излучения в оптическом диапазоне (А.Л. Шавлов и Ч.Г. Таунс, 1958 г.). В 1960 г. в США Т. Мейманом был разработан первый оптический квантовый генератор (лазер) на кристалле рубина, дающий излучение в видимой области спектра. Первый газовый лазер (на смеси гелия и неона) был создан в 1961 г. в США А. Джаваном с сотрудниками. Генераторы и усилители света в видимой и ближней инфракрасной областях, появившиеся в 1960 г., называются *оптическими квантовыми генераторами* (ОКГ). Иначе эти устройства называют *генераторами когерентного света* (ГКС). В настоящее время их сокращенно называют *лазерами*.¹ Оба типа устройств работают на основе эффекта вынужденного (индуцированного, стимулированного) излучения. Этот эффект является результатом взаимодействия электромагнитной волны с атомами вещества, через которое проходит волна. В 1962–1963 гг. в США и СССР были разработаны первые полупроводниковые лазеры.

В настоящее время создано большое число различных типов оптических квантовых генераторов (ОКГ), работающих на различных длинах волн. Высокая мощность, временная и пространственная когерентность, направленность излучения способствовали широкому применению лазеров. Например, в технике (обработка материалов), медицине (хирургические операции), биологии, химии (управление химическими реакциями), в физических исследованиях (лазерный термоядерный синтез, спектроскопия, лазерная диагностика) и др. Представляется перспективным создание на основе лазеров эффективных систем световой связи (передача информации, телевизионных изображений), локации (более точное измерение расстояний), элементов вычислительной техники. Появление лазеров способствовало также бурному развитию голографии. Создание мощных лазеров привело к обнаружению новых физических явлений, лежащих в основе нелинейной оптики. За фундаментальные исследования в области квантовой электроники, приведшие к созданию квантовых генераторов и усилителей нового типа, Н.Г. Басову и А.М. Прохорову совместно с Ч. Таунсом в 1964 г. была присуждена Нобелевская премия по физике.

Излучение лазеров отличается рядом замечательных особенностей. Для него характерны:

- 1) строгая монохроматичность;
- 2) высокая временная и пространственная когерентность;
- 3) большая интенсивность
- 4) узкая направленность пучка.

О том, какие физические процессы ответственны за приведённые выше свойства света и пойдёт

¹ Эту английскую аббревиатуру, Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation (в дословном переводе «усиление света с помощью стимулированного испускания излучения», хотя лазерами все же принято называть не усилители, а генераторы излучения, замена слова amplification на generation дает непривычное звучание lgsger), придумал аспирант Колумбийского университета Гордон Гулд, который совершенно самостоятельно провел детальный анализ методов получения стимулированного излучения оптического диапазона.

далее речь. Рассмотрим более детально физические принципы, лежащие в основе работы оптических квантовых генераторов.

Физические принципы оптических квантовых генераторов

Для реализации оптического квантового генератора (ОКГ), как и в случае любого другого генератора незатухающих колебаний, необходимо осуществить усиление колебаний. Затем, используя положительную обратную связь, можно осуществить автоколебательный режим, то есть генерацию света.

Таким образом, основным условием работы лазера является наличие усиливающей среды. Усиление света основано на явлении вынужденного (индуцированного) излучения, которое является обратным поглощению света. Идея возможности усиления света впервые была указана в 1939 г. В.В.Фабрикантом, который предложил использовать для этой цели явление вынужденного излучения, понятие о котором ввел в 1916 году.

Рассмотрим явление индуцированного излучения более подробно.

Для понимания этого явления рассмотрим элементарные акты взаимодействия электромагнитного излучения с атомной системой. Предположим для простоты, что рассматриваемая нами квантовая система обладает лишь двумя энергетическими уровнями: верхним E_2 и нижним E_1 (рис.1). Рассматривая вопрос об излучении энергии абсолютно черным телом, А. Эйнштейн установил, что квантовые переходы атомной системы связаны с процессами поглощения энергии системой (рис. 1 а), спонтанного² излучения (рис. 1 б) и вынужденного излучения (рис 1 в).

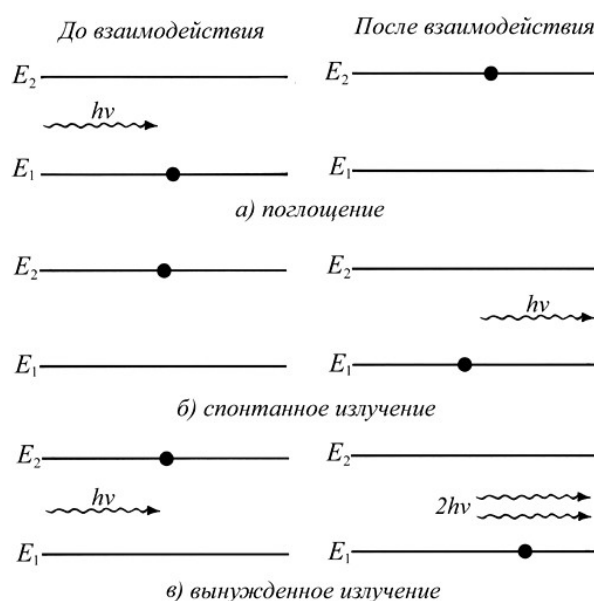


Рис. 1

Согласно Эйнштейну, возбужденный атом, находящийся на уровне E_2 , может перейти на низший уровень E_1 с испусканием кванта $h\nu_{21}$ либо спонтанно (самопроизвольно, без участия каких-либо внешних факторов), либо вынужденно (под действием поля, частота которого совпадает с частотой перехода атома ν_{21}).³

А.Эйнштейн ввел три коэффициента характеризующие вероятность осуществления в единицу времени указанных выше процессов а именно вероятность спонтанного излучательного перехода A_{21} вероятность поглощения $B_{12}\rho(\nu)$ и вероятность вынужденного излучения $B_{21}\rho(\nu)$. Две последние величины связаны с наличием внешнего поля, на что указывает множитель $\rho(\nu)$, представляющий собой объемную спектральную плотность излучения на частоте ν . Электромагнитное поле как бы «сваливает» атом с возбужденного уровня вниз. Здесь $\nu = \frac{E_2 - E_1}{h}$ – частота перехода для рассматриваемой двухуровневой системы.

Однако под влиянием падающего на атом излучения могут происходить и переходы в верхние возбужденные состояния, приводящие к поглощению электромагнитной энергии. Средние числа переходов в единичном объеме в единицу времени соответственно равны $A_{21}N_2$, $B_{12}\rho(\nu)N_2$ и $B_{12}\rho(\nu)N_1$, где N_1 и N_2 – числа атомов, находящихся на верхнем и нижнем уровнях соответственно.

Исходя из термодинамических соображений, Эйнштейн доказал, что вероятность вынужденных переходов, сопровождающихся излучением, должна быть равна вероятности

² Находящиеся на возбужденном уровне атомы или молекулы могут независимо от наличия вынуждающего поля переходить на более низкий энергетический уровень, излучая фотон в произвольном направлении. Это явление называется спонтанным излучением. Оно присутствует в любой лазерной среде и затрудняет работу лазера, уменьшая заселенность верхнего рабочего уровня. В то же время оно выполняет и полезную функцию, являясь «затравкой» для формирования направленного пучка лазерного излучения.

³ Первый процесс приводит к поглощению света и ослаблению падающего пучка, второй — к увеличению интенсивности падающего пучка. Результирующее изменение интенсивности светового пучка зависит от того, какой из двух процессов преобладает.

вынужденных переходов, сопровождающихся поглощением света. Таким образом, вынужденные переходы могут с равной вероятностью происходить как в одном, так и в другом направлении.

Действительно, при термодинамическом равновесии, то есть, при равенстве чисел переходов $1 \rightarrow 2$ и $2 \rightarrow 1$ в единицу времени, можно записать:

$$B_{12} \cdot N_1 \cdot \rho(\nu) = A_{21} \cdot N_2 + B_{21} \cdot N_2 \cdot \rho(\nu) \quad (1)$$

или

$$\rho(\nu)(B_{12}N_1 - B_{21}N_2) = A_{21}N_2 \quad (1a)$$

Принимая во внимание распределение Больцмана, получим

$$N_2 = N_1 \cdot e^{-\frac{h\nu}{kT}} \quad (2)$$

Подставляя выражение для N_2 в формулу (1a), находим:

$$\rho(\nu) = \frac{A_{21}/B_{21}}{\frac{B_{12}}{B_{21}} \cdot e^{h\nu/kT} - 1} \quad (3)$$

Сравнивая выражение (3) с формулой Планка для объемной спектральной плотности равновесного теплового излучения:

$$\rho(\nu) = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \cdot \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1}, \quad (4)$$

приходим к следующим соотношениям между коэффициентами Эйнштейна:

$$B_{12} = B_{21}, \quad A_{21} = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \cdot B_{21} \quad (5)$$

Коэффициент A_{21} представляет собой величину, обратную среднему времени жизни атома в возбужденном состоянии.

Рассмотрим прохождение плоской монохроматической волны с плотностью потока энергии P_ν (Вт/м²) через вещество, атомы которого характеризуются известными коэффициентами A_{21} , B_{21} и B_{12} .

В слое вещества толщиной Δx и сечением S на нижнем энергетическом уровне 1 находятся $N_1 \Delta x S$ атомов. При каждом акте поглощения из потока излучения $I = SP_\nu$ отбирается один квант энергии $h\nu$. Вероятность одного акта поглощения в единичном объеме в 1 секунду равна $B_{12}\rho(\nu)$, где $\rho(\nu) = P_\nu/c$, а среднее число актов поглощения за 1 секунду в объеме $V = \Delta x S$ равно

$$\Delta N = N_1 B_{12} \rho(\nu) \Delta V = N_1 B_{12} \frac{P_\nu}{c} \Delta x S \quad (6)$$

Следовательно, за счет поглощения поток энергии $I = SP_\nu$ уменьшается на величину

$$\Delta I_{\text{погл}} = h\nu N_1 B_{12} \frac{P_\nu}{c} \Delta x S \quad (7)$$

Аналогичные рассуждения можно провести для подсчета изменения потока энергии в слое Δx вследствие вынужденного излучения $N_2 \Delta x S$ атомов, которые переходя на нижний уровень 1 , добавляют к излучению кванты $h\nu$. В этом случае поток энергии увеличивается на

$$\Delta I_{\text{индуц}} = h\nu B_{21} N_2 \frac{P_\nu}{c} \Delta x S \quad (8)$$

Считая изменение плотности потока энергии за счет спонтанного излучения малым, можно найти полное изменение плотности потока энергии ΔP_ν на длине пути Δx :

$$\Delta P_\nu = \frac{\Delta I_{\text{индуц}} - \Delta I_{\text{погл}}}{S} = (N_2 B_{21} - N_1 B_{12}) \frac{P_\nu}{c} h\nu \Delta x,$$

или, учитывая равенство $B_{12} = B_{21}$,

$$\Delta P_\nu = (N_2 - N_1) B_{12} \frac{P_\nu}{c} h\nu \Delta x = \alpha \Delta x P_\nu, \quad (9)$$

где $\alpha = \frac{1}{c} (N_2 - N_1) B_{12} h\nu$.

Переходя далее к пределу $\Delta x \rightarrow 0$ и интегрируя уравнение, получим:

$$P_v = P_{v0} \cdot e^{\alpha x} . \quad (10)$$

Если $N_1 > N_2$, то $\alpha(\nu) < 0$, что соответствует поглощению света:

$$P = P_0 \cdot e^{-(\alpha(\nu_0))x} . \quad (11)$$

Если $N_2 > N_1$, то $\alpha(\nu) > 0$, что соответствует усилению света и характеризует состояние так называемого *отрицательного поглощения*. В этом случае интенсивность света при его прохождении через среду увеличивается.

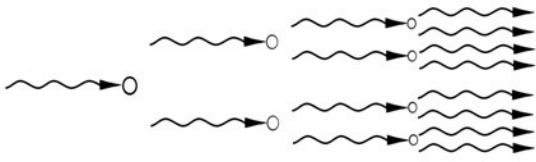


Рис. 2

Итак, новый фотон, появившийся в результате индуцированного излучения, усиливает свет, проходящий через среду. В результате актов вынужденного излучения фотон с энергией $h\nu_{21}$ «сваливает» атом с уровня E_2 на уровень E_1 , и вместо одного фотона дальше летят два фотона. Два фотона, образовавшиеся в одном акте индуцированного излучения, при встрече с двумя атомами, находящимися на возбужденном уровне, «сваливают» их

вниз, и после этого будут лететь уже четыре одинаковых фотона, и т.д. (рис.2).

С волновой точки зрения, амплитуда электромагнитной волны и ее квадрат, пропорциональный интенсивности света, будут нарастать за счет энергии, получаемой от возбужденных атомов. Однако кроме индуцированного излучения происходит процесс поглощения света, который уменьшает мощность света, проходящего через среду. Таким образом, происходят два конкурирующих друг с другом процесса. Действие усиливающей среды определяется тем, какой из двух процессов преобладает. Если преобладают акты поглощения фотонов, то среда будет не усиливающей, а ослабляющей свет, который через нее проходит. Если главную роль играют акты вынужденного излучения, то среда будет усиливать свет.

Вынужденное (индуцированное) излучение обладает весьма важными свойствами. Направление его распространения в точности совпадает с направлением распространения вынуждающего излучения, т.е. внешнего излучения, вызвавшего переход. То же самое относится к частоте, фазе и поляризации вынужденного и вынуждающего излучений. Следовательно, вынужденное и вынуждающее излучения оказываются *строго когерентными*. При вынужденном излучении атом отдает энергию электромагнитной волне.

Итак, чтобы осуществить усиление света, необходимо создать *инверсную заселенность*, то есть такое неравновесное состояние системы, при котором число атомов N_2 на возбужденном уровне было бы больше, чем число атомов N_1 в нормальном состоянии ($N_2 > N_1$). Слово «инверсия» означает переворачивание (от латинского *inversio*). Смысл термина состоит в том, что в таком неравновесном состоянии имеется «обращенное» распределение атомов по энергетическим состояниям: на верхнем уровне концентрация атомов больше, чем на нижнем.

В случае термодинамического равновесия распределение атомов по различным энергетическим состояниям определяется законом Больцмана (2), из которого следует, что с увеличением энергии состояния населенность уровня, т.е. количество атомов в данном состоянии, уменьшается. Число переходов между двумя уровнями пропорционально населенности исходного уровня. Следовательно, в системе атомов, находящейся в термодинамическом равновесии, поглощение падающей световой волны будет преобладать над вынужденным излучением, так что падающая волна при прохождении через вещество ослабляется. В случае инверсной населенности ($N_2/N_1 > 1$) при $(E_2 - E_1) > 0$. Распространив формально на этот случай распределение (2), мы получим для T отрицательное значение. Поэтому состояния с инверсной населенностью называют иногда состояниями с отрицательной температурой.

Оптические квантовые генераторы

Основная идея работы лазера заключается в инверсии электронной населенности рабочего тела. Рабочее тело (инверсная среда) помещается в оптический резонатор, при циркуляции волны в котором её энергия экспоненциально возрастает благодаря механизму вынужденного излучения.

Процесс перевода среды в инверсное состояние называется *накачкой* усиливающей среды, суть которой состоит в переводе атомов в возбужденное состояние за счет внешнего источника энергии. При этом энергия накачки должна превышать определённый порог, иначе потери в резонаторе будут превышать усиление и выходная мощность будет крайне мала.

Наиболее естественной представляется *оптическая накачка* среды (облучение среды мощным потоком излучения), при которой атомы переводятся с нижнего уровня 1 на верхний возбужденный уровень 2 облучением светом такой частоты ν , что $h\nu = E_2 - E_1$. Если усиливающая среда является газообразной, то перевод атомов на верхний энергетический уровень возможен при неупругих столкновениях атомов с электронами в газовом разряде (*электрическая накачка*). Однако такие методы перевода атомов с нижнего уровня на верхний не приводят к инверсной заселенности атомов по уровням. За счет спонтанного излучения атомов, находящихся на возбужденных уровнях весьма малое время, а также за счет столкновений атомов с электронами, при которых возбужденные атомы отдают электронам свою энергию и переходят на нижние уровни, заселенность атомами верхних уровней будет меньше, чем нижних. Этот общий результат показывает, что использование двух уровней 1 и 2 не эффективно для получения инверсной заселенности, так как в ней можно добиться только состояния, когда $N_2 = N_1$ (т.е. такая система всегда будет равновесной).

Инверсной заселенности можно достичь только в неравновесном состоянии, например путем оптического заселения верхнего рабочего уровня через дополнительный еще более высокий уровень. Сделать это можно в средах, атомы которых имеют метастабильные уровни (*уровни, на которых время жизни атомов велико по сравнению с обычным временем жизни атома в возбужденном состоянии $\tau = 10^{-8} \text{ с}$*).

Поэтому практическое осуществление инверсной заселенности уровней в оптических квантовых генераторах производится как минимум *по трехуровневой схеме*, предложенной Н.Г. Басовым и А.М. Прохоровым в 1955 г.

Система облучается квантами света с частотой ν_{13} , равной разности энергий третьего и первого уровней. При поглощении этих квантов атомы переходят в первого энергетического уровня на третий. Затем через короткое время $\tau = 10^{-8} \text{ с}$ они спонтанно переходят на второй уровень, который является метастабильным ($\tau = 10^{-3} \text{ с}$). Тем самым создается инверсная заселенность: атомов на втором уровне оказывается больше, чем на первом. Теперь при попадании на систему кванта, равного $h\nu_{21} = E_2 - E_1$, произойдет индуцированный переход между вторым и первым уровнями, что способствует усилению падающего на систему излучения. Примерно таким образом происходит создание инверсной заселенности в рубиновом лазере, в котором активной средой является рубин, то есть глинозем (Al_2O_3) с вкраплением атомов хрома, при этом накачка производится ксеноновой лампой.

Гелий-неоновый лазер

В гелий-неоновом⁴ лазере инверсия населенностей осуществляется с помощью электрического разряда, а активной средой является плазма, образующаяся при прохождении электрического тока сквозь смесь гелия с неоном в газоразрядной трубке.

Рассмотрим механизм возникновения усиления в рабочей среде гелий-неонового лазера. Лазерная трубка наполняется смесью гелия и неона в соотношении от 5:1 до 10:1 с общим давлением порядка 10^2 Па , при котором довольно легко возбудить электрический разряд. Электрическое поле в газовой смеси создается с помощью специальных электродов. Между катодом и анодом создается постоянное напряжение в несколько киловольт, вследствие чего возникает разрядный ток в несколько миллиампер. 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 (рис. 3). Известно, что наиболее эффективно передача энергии от атома к атому происходит в резонансном случае, то есть когда энергии уровней, между которыми происходит переход, близки.

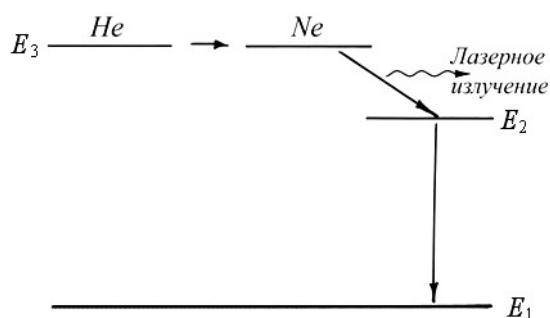


Рис. 3

⁴ Первый газовый лазер был создан Джаваном, Беннетом и Эрриотом в 1961 г.

На рис. 4 приведена упрощенная схема энергетических уровней атомов He и Ne.

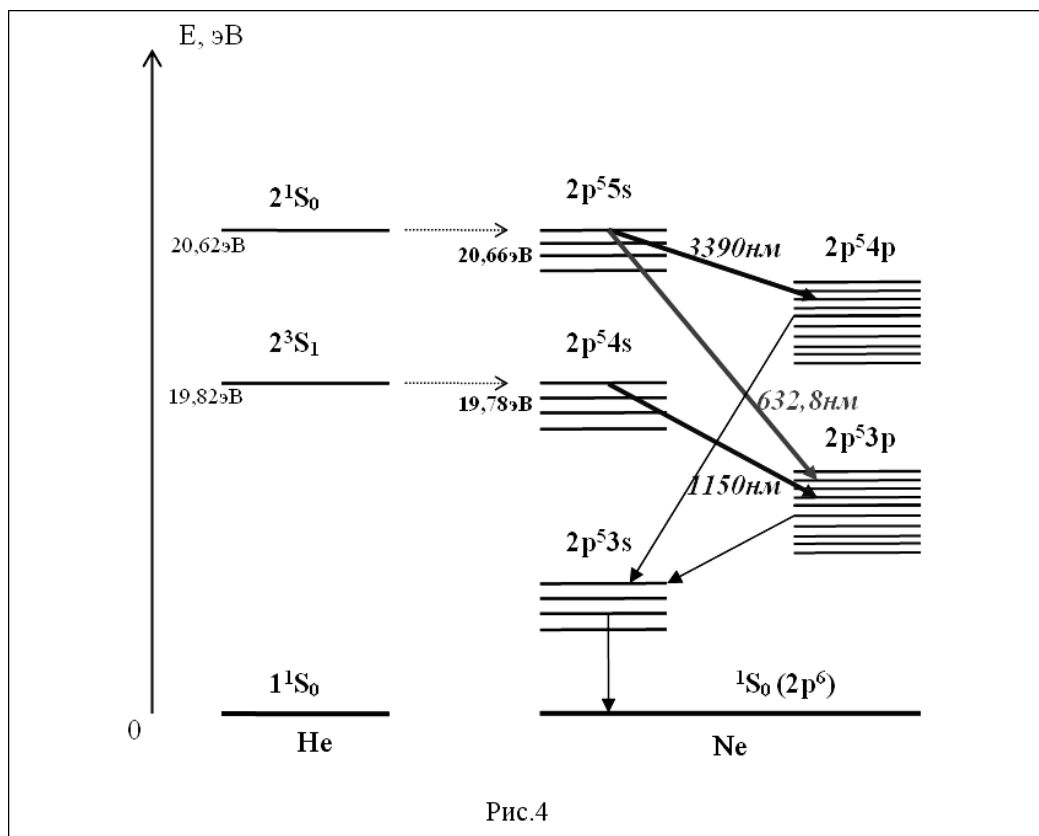


Рис.4

Электронная конфигурация основного состояния гелия – $1s^2$, а терм основного состояния – 1^1S_0 . Первые возбужденные состояния соответствуют переходу одного электрона на оболочку 2s и записываются 2^3S_1 и 2^1S_0 . Их энергии 19,77 и 20,55 эВ соответственно. Оба уровня метастабильны со временем жизни примерно 10^{-3} с, так как прямые переходы в основное состояние запрещены правилами отбора.

Конфигурация основного состояния неона – $1s^2 2s^2 2p^6$. В возбужденном состоянии один из электронов переведен на более высокие s- или p- оболочки, то есть в состояния с конфигурацией $1s^2 2s^2 2p^5 ns$ или $1s^2 2s^2 2p^5 np$ (для простоты в электронной конфигурации можно указывать только незаполненные оболочки $2p^5 ns$ или $2p^5 np$). Конфигурациям $2p^5 ns$ отвечают четыре близко расположенных энергетических уровня, а конфигурациям $2p^5 np$ – 10 уровней.

При зажигании разряда происходит возбуждение электронным ударом этих уровней гелия и уровней неона. Однако из-за большой разницы в значениях времени жизни существенное накопление атомов происходит только на метастабильных уровнях гелия. При этом оказывается, что разность энергии между метастабильными уровнями гелия 2^3S_1 и 2^1S_0 и соответствующими верхними уровнями неона с электронными конфигурациями $2p^5 4s$ и $2p^5 5s$ составляет $\sim 0,037$ эВ. Поэтому процесс передачи возбуждения между этими уровнями наиболее интенсивен. Присутствие в разряде достаточно большого числа возбужденных атомов гелия приводит к включению механизма резонансной передачи возбуждения от атомов гелия к атомам неона, которая происходит по следующей схеме:



и её эффективность оказывается очень большой (где (*) показывает возбуждённое состояние, а ΔE — разность энергетических уровней двух атомов.) Недостающие 0.05 эВ берутся из кинетической энергии движения атомов.

Заселённость уровня неона $2p^5 5s$ возрастает и в определённый момент становится больше чем у нижележащего уровня $2p^5 3p$. Наступает инверсия заселённости уровней — среда становится способной к лазерной генерации.

По правилам отбора разрешены переходы с верхних s-уровней $2p^5 5s$ и $2p^5 4s$ на нижние p-уровни $2p^5 4p$ и $2p^5 3p$, а с этих уровней на метастабильные уровни $2p^5 3s$. Время жизни верхних s-

уровней $\sim 10^{-7}$ с, а р-уровней $\sim 10^{-8}$ с.

При переходе атома неона из состояния $2p^55s$ в состояние $2p^53p$ испускается излучение с длиной волны 632,8 нм. Состояние $2p^53p$ атома неона также является излучательным с малым временем жизни, и поэтому оно быстро девозбуждается в систему уровней $2p^53s$, а затем и в основное состояние $2p^6$ — либо за счёт испускания резонансного излучения (излучающие уровни системы $2p^53s$), либо за счёт соударения со стенками (метастабильные уровни системы $2p^53s$).

Кроме того при правильном выборе зеркал *резонатора* можно получить лазерную генерацию и на других длинах волн: тот же уровень $2p^55s$ может перейти на $2p^54p$ с излучением фотона с длиной волны 3390 нм, а уровень $2p^54s$, возникающий при столкновении с другим метастабильным уровнем гелия, может перейти на $2p^53p$, испуская при этом фотон с длиной волны 1150 нм.

Переходы $2p^5np \rightarrow 2p^53s$ происходят спонтанно и сопровождаются излучением ярких красно-оранжевых линий, определяющих цвет разряда в трубке. С уровней $2p^53s$ атомы неона переходят в основное состояние при соударениях со стенками газоразрядной трубки.

Инверсная заселенность может создаваться и между другими энергетическими уровнями, в настоящее время известно около 27 линий неона, лежащих в диапазоне 630–5400 нм. Однако наиболее интенсивными являются перечисленные выше переходы.

Следует отметить, что для поддержания инверсной заселенности при работе непрерывного лазера необходимо не только заселение верхнего лазерного уровня, но и быстрое опустошение нижнего уровня $2p^53s$. В гелий-неоновом лазере это происходит при соударении атомов неона, находящихся на нижнем лазерном уровне, со стенками лазерной трубки, при этом атомы передают энергию стенкам и сбрасываются еще ниже, в основное состояние $2p^6$. Поэтому в современных лазерах трубки делаются с маленьким внутренним диаметром порядка 1–2 мм при длине 20–60 см. Дальнейшее уменьшение диаметра нецелесообразно из-за возрастания дифракционных потерь. Недостаточно быстрое опустошение нижнего лазерного уровня в гелий-неоновых лазерах ограничивает и предельный коэффициент усиления.

Положительная обратная связь

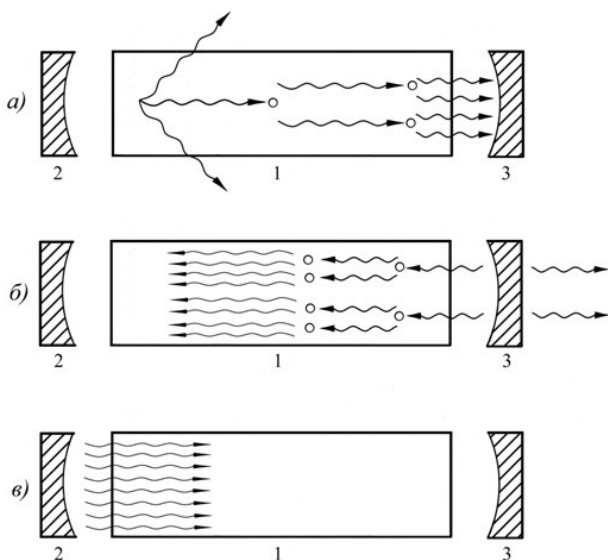


Рис. 5

Лавинообразное нарастание интенсивности света в усиливающей, активной среде означает, что такая среда действует как усилитель электромагнитных волн. Принцип подобного усиления был сформулирован в 1951 г. В.А. Фабрикантом, М.М. Вудынским и Ф.А. Бугаевой.

Эффект усиления света, основанный на индуцированных переходах, можно увеличить путем многократного прохождения усиливаемого света через один и тот же слой «усиливающей» среды. Например, это может быть достигнуто путем помещения слоя среды с отрицательным поглощением (кювета с газом или кристалл) между двумя достаточно плоскими зеркалами, установленными параллельно друг другу (*оптический резонатор*). Чаще зеркала делаются вогнутыми.

Без зеркал газоразрядная трубка с гелий-неоновой смесью будет работать только как усилитель света. Зеркала превращают прибор в

генератор света. Применяя радиотехническую терминологию можно сказать, зеркала обеспечивают *положительную обратную связь*.

Итак, мы видим, что для создания оптического квантового усилителя (ОКУ) необходимо и достаточно выполнение *двух условий*:

1. Наличие вещества, в атомах которого есть метастабильные уровни ($\tau \sim 10^{-3}$ с);
2. Создание инверсной заселенности метастабильных уровней – накачка.

Для создания любого оптического квантового генератора (ОКГ) или лазера необходимо выполнение еще третьего условия:

3. Создание положительной обратной связи.

Любой фотон, возникший в активной среде за счет спонтанного испускания возбужденных накачкой атомов среды, является «затравкой» процесса генерации света.

Рассмотрим фотон, который движется параллельно оси кюветы или кристалла. Он рождает лавину фотонов, летящих в том же направлении (рис.5). Часть этой лавины частично пройдет через полупрозрачное зеркало 3 наружу, а часть отразится и будет нарастать в активной среде 1. Когда лавина фотонов дойдет до сплошного зеркала 2, она частично поглотится, но после отражения от зеркала 2 усиленный поток фотонов вновь будет двигаться так же, как и первоначальный, «затравочный» фотон. Таким образом, с помощью зеркал в ОКГ реализуется положительная обратная связь, необходимая во всяком генераторе для того, чтобы был обеспечен режим генерации. Поток фотонов, многократно усиленный и вышедший из генератора сквозь полупрозрачное зеркало, создает строго направленный пучок лучей света огромной яркости.

Зеркала резонатора создают условия для многократного прохождения излучения через активную среду. Однако неидеальная отражающая способность зеркал является одним из основных источников потерь мощности газового лазера.

Для того чтобы в ОКГ нарастала лавина фотонов (самовозбуждение генератора), необходимо, чтобы усиление, которое создается на пути фотонов между двумя последовательными отражениями от зеркала 2, по крайней мере компенсировало потери фотонов при отражении от зеркал. Количественной мерой усиления света в ОКГ на пути 1, фотонов может быть выбрана величина, равная $K = I/I_0 = e^{\beta L}$ ($\beta = -\alpha$). Здесь L — длина активной среды между зеркалами. Между двумя отражениями фотоны проходят путь $2L$, поэтому усиление определяется величиной $e^{2\beta L}$. Для того чтобы учесть потери фотонов в зеркалах, обозначим через r_2 и r_3 коэффициенты отражения света от зеркал 2 и 3 (рис. 5). Общие потери фотонов, отражающихся последовательно от обоих зеркал, пропорциональны произведению $r_2 r_3$. С учетом потерь в зеркалах усиление ОКГ можно записать в более общем виде:

$$K' = \frac{I}{I_0} = r_2 r_3 e^{2\beta L} \quad (12)$$

Отсюда можно найти условие, при котором потери в зеркалах компенсируются усилением среды и поэтому $I=I_0$, т. е. $K'=1$:

$$r_2 r_3 e^{2\beta L} = 1 \quad (13)$$

Логарифмируя это условие, получим величину коэффициента отрицательного поглощения β в лазере:

$$\beta = -\frac{1}{2L} \ln(r_2 r_3) \quad (14)$$

Формула (14) используется для определения минимальной (пороговой) мощности накачки, которая необходима для усиления света в генераторе. Очевидно, что если увеличить мощность накачки так, чтобы процессы генерации света превышали потери в зеркалах, то в ОКГ будет нарастать лавина фотонов и яркость луча, вышедшего из генератора, будет увеличиваться. Однако в ОКГ невозможно беспредельное возрастание усиления света. По мере роста усиления возрастает спонтанное излучение атомов, находящихся на верхних «рабочих энергетических уровнях» генератора. Это приводит к уменьшению инверсии в заселении верхних энергетических уровней и уменьшению числа индуцированных переходов — усиление уменьшается и замедляется нарастание лавины фотонов. Описанное явление называется *насыщением* в оптическом квантовом генераторе.

Устройство гелий-неонового лазера

Типичная конструкция гелий-неонового лазера показана на рис.6.

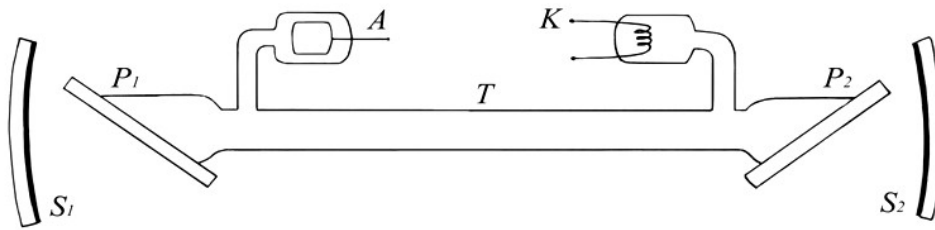


Рис. 6

Высоковольтный (1–1,5кВ) электрический разряд поддерживается в наполненной смесью гелия и неона трубке T , которая герметично закрыта выходными окнами P_1 и P_2 из прозрачного для генерируемого излучения материала. Окна наклонены к оси трубки под углом Брюстера, при котором электромагнитная волна, поляризованная в плоскости рисунка, не испытывает потерь на отражение от окон (при угле Брюстера поляризованные в плоскости падения лучи полностью без отражения проходят через границу раздела двух сред, в данном случае через скошенные торцы трубки). Зеркала S_1 и S_2 образуют оптический резонатор. «Глухое» зеркало S_1 имеет коэффициент отражения, близкий к единице ($r_1 \geq 0,998$), а зеркало S_2 является частично прозрачным (с пропусканием 1–2%), и через него происходит вывод лазерного излучения. Такое отражение недостижимо с металлическими зеркалами, поэтому используются специальные зеркала, в которых на стеклянную подложку нанесены (обычно напылением) чередующиеся слои диэлектриков с сильно различающимися показателями преломления, например, SiO_2 с $n=1,45$ и TiO_2 с $n=2,5$. Толщины слоев подобраны таким образом, чтобы все волны, отраженные от границ раздела слоев, на выходе складывались в фазе, тогда при количестве слоев $N \geq 10$ удается достичь отражения $r \geq 0,998-0,999$.

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.

Длина газоразрядной трубки гелий-неонового лазера у разных его конструкций может быть от 15–20 см до 1–2 м. От длины трубки зависит коэффициент усиления активного элемента, а следовательно, и мощность генерируемого излучения, а также направленность лазерного луча.

До сих пор при анализе условий усиления света в ОКГ мы не учитывали, что индуцированное излучение в генераторе является когерентным первоначальному, «затравочному» излучению. Волновые свойства света приводят к некоторым дополнительным условиям, при которых осуществляется режим генерации. На волновом языке процесс усиления света в ОКГ означает непрерывное и значительное возрастание амплитуды световой волны. Но для этого необходимо, чтобы волна, возвратившаяся в некоторую точку активной среды после отражения от зеркал, имела бы в этой точке фазу, совпадающую с фазой первичной волны при любом числе отражений от зеркал. Это накладывает определенное условие на зависимость между длиной волны λ и длиной L активной среды. Длина пути, который проходит волна между двумя отражениями, должна составлять целое число длин волн:

$$2L = n\lambda, \text{ или } L = n \frac{\lambda}{2}, \text{ где } n = 1, 2, \dots \quad (15)$$

Тогда при сложении амплитуд первичной и всех вторичных волн будет резко возрастать амплитуда результирующей волны. Если выполнено условие (15), то волны, которые при каждом отражении выходят из генератора через зеркало 3 (рис. 6), когерентны между собой. Разность фаз двух последовательно вышедших волн составляет $\Delta\phi = 2\pi \frac{2L}{\lambda}$ и определяется разностью оптического хода $2L$. Пучки, которые вырываются из ОКГ, являются результатом интерференции многих когерентных волн, имеющих разность фаз, кратную 2π . Это обеспечивает наибольшую результирующую амплитуду и наибольшую интенсивность света, полученного в лазере. При интерференции многих когерентных волн интерференционные максимумы интенсивности получаются очень узкими, резкими. Если условие (15) будет нарушено, то волны перестанут быть когерентными и их интерференция окажется невозможной.

Уравнение (15) является фазовым условием, выполнение которого так же необходимо для процесса генерации света в ОКГ, как и условие компенсации потерь (14). Из уравнения (15) следует, что если рассматривать пространство между двумя зеркалами в ОКГ как некоторый зеркальный резонатор, то на длине L , резонатора должно укладываться некоторое целое число n стоячих волн.

Таким образом, уравнение (15) есть одновременно условие резонанса между электромагнитной волной и зеркальным резонатором.

Указанное условие выполняется не только для осевого пучка, но и для ряда приосевых пучков, которые дают в плоскости перпендикулярной оси пучка, сложное распределение амплитуд, зависящее от направления распространения и соответственно от дифракционных потерь. Такие колебания получили название *поперечных мод* резонатора (мода – это тип колебаний).

Условия резонанса (фазовые условия) для каждого выбранного направления (для каждой моды) могут выполняться для ряда частот, удовлетворяющих следующему условию:

$$\nu_n = \frac{nc}{2L}, \quad (16)$$

где n – число полуволн, укладывающихся на пути L .

Каждому значению n соответствует определенная частота ν_n , генерируемая в ОКГ.

При заданном поперечном распределении поля, то есть внутри одной поперечной моды, может существовать ряд колебаний, которые получили название *продольных мод*. В вакууме отличие частот между соседними продольными модами:

$$\Delta\nu_p = \nu_{n+1} - \nu_n = \frac{c}{2L}. \quad (17)$$

Если пространство между зеркалами заполнено средой, то:

$$\Delta\nu_p = \frac{\nu_{gp}}{2L}, \quad (18)$$

где ν_{gp} – групповая скорость в данной среде.

В результате спектр излучения лазера, как правило, представляет собой набор узких спектральных линий, интервалы между которыми одинаковы и равны $c/2L$. Число линий (компонент) при заданной длине L зависит от свойств активной среды, т.е. от спектра спонтанного излучения на используемом квантовом переходе и может достигать нескольких десятков и сотен. Таким образом, оптический резонатор накладывает ограничения на спектральный состав излучения.

В любом оптическом резонаторе, в особенности состоящем из плоских зеркал или плоского и сферического, поперечные моды по мере отклонения от оси резонатора испытывают все возрастающие потери за счет дифракции. Эти потери тем больше, чем шире пучок. Вследствие этого условия генерации возникают только для приосевых мод, что обеспечивает высокую направленность лазерного луча.

Путем настройки и с помощью специальных диафрагм можно выделить одну спектральную компоненту, то есть получить генерацию на одной основной моде – одномодовый режим. В ряде случаев путем внесения в резонатор селективных фильтров удается получить генерацию только одной продольной моды. Такой режим работы лазера называется одночастотным. В этом случае реализуется максимальная монохроматичность излучения лазера.

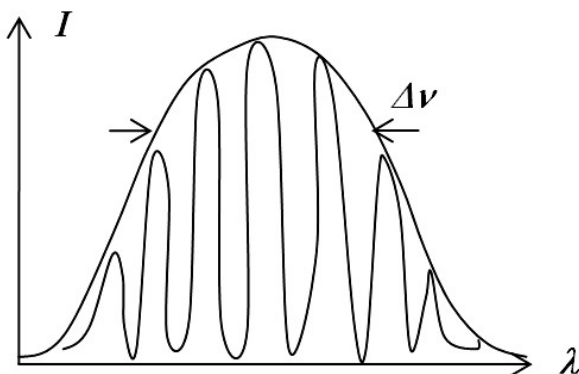


Рис. 7

Резонатор обеспечивает высокую направленность (малую расходимость) излучения, так как в нем заметно усиливаются лишь те волны, которые распространяются вдоль оси резонатора или под очень малыми углами к ней. Расходимость луча определяется соотношением: $\theta \approx \left(\frac{\lambda}{L}\right)^{\frac{1}{2}}$, где L

– длина трубки; λ – длина волны. Однако волновые свойства света не позволяют получить угол расхождения лучей, равный нулю. Явление дифракции света определяет нижний угловой предел $\theta_{\text{мин}}$ для расхождения лучей ОКГ. Угол

расхождения лучей не может быть меньше угла дифракции на круглом экране, имеющем диаметр D :

$$\theta_{\text{мин}} \geq \frac{\lambda}{D},$$

где D — диаметр зеркала в оптическом квантовом генераторе. Реально получена расходимость 1–2 минуты.

Кроме очень высокой степени направленности гелий-неоновый лазер обеспечивает и очень

высокую стабильность частоты генерации. Благодаря высокой добротности резонатора спектральная ширина генерируемого излучения оказывается существенно уже характерной для спонтанного излучения *естественной ширины* линии атома неона. Именно поэтому лазерное излучение отличается высокой степенью временной и пространственной когерентности.

Ширина спектральной линии $\Delta\nu$ атома неона определяет область частот, в которой может иметь место генерация света при инверсной заселенности. Из этой относительно широкой спектральной линии оптический резонатор вырезает гораздо более узкие линии, соответствующие собственным частотам резонатора (рис.7). Если усиление в неоне достаточно велико, то генерация может возникнуть на большом числе собственных частот резонатора, для которых усиление превышает потери света в газе и зеркалах (рассеяние и поглощение). Так как линии генерации в основном определяются собственными частотами оптического резонатора, стабильность частоты газового лазера определяется главным образом неподвижностью зеркал резонатора.

При работе гелий-неонового лазера в видимой области спектра (632,8 нм) желательно исключить излучение в инфракрасном диапазоне. С этой целью подбираются зеркала со специальной частотной зависимостью коэффициента отражения, благодаря которой осуществляется срыв генерации ИК-излучения. Другой метод подавления этого излучения состоит в изготовлении торцевых окон трубки из стекла, сильно поглощающего ИК-излучение.

С головы на ноги

Всегда ли вынужденное излучение непременно требует инверсной среды? Нет, и это было известно изобретателям лазера. Чарльз Таунс в нобелевской лекции особо отметил, что инверсия необходима лишь в том случае, если фазы квантовых волновых функций излучающих частиц совершенно случайны. Если же это не так, есть способы усилить электромагнитные волны и в отсутствие инверсии. О такой возможности долго не вспоминали, однако в 1980-х ей всерьез занялись теоретики. Если вынуждающее излучение одновременно возбуждает несколько когерентных колебаний с близкими частотами, они могут интерферировать друг с другом. Взяв под контроль эту интерференцию, можно выключить взаимодействие излучения с поглощающими атомами, но при этом сохранить вынужденное излучение возбужденных атомов. В таком случае излучение будет усиливаться и без инверсии населенностей.

Реальность этого эффекта впервые была доказана в 2000 году в экспериментах с атомарными парами. А совсем недавно физики из Англии и Швейцарии получили аналогичные результаты и на полупроводниковых нанокристаллах с тремя энергетическими уровнями. В этих опытах населенность нижнего уровня в четыре раза превышала общую населенность двух верхних.

Описание экспериментальной установки

Экспериментальная установка изображена на фото 4.15. Работу проводят при помощи монохроматора УМ-2 (фото 4.16), на рельсе которого установлен гелий-неоновый лазер ЛГН-207 (фото 4.17).

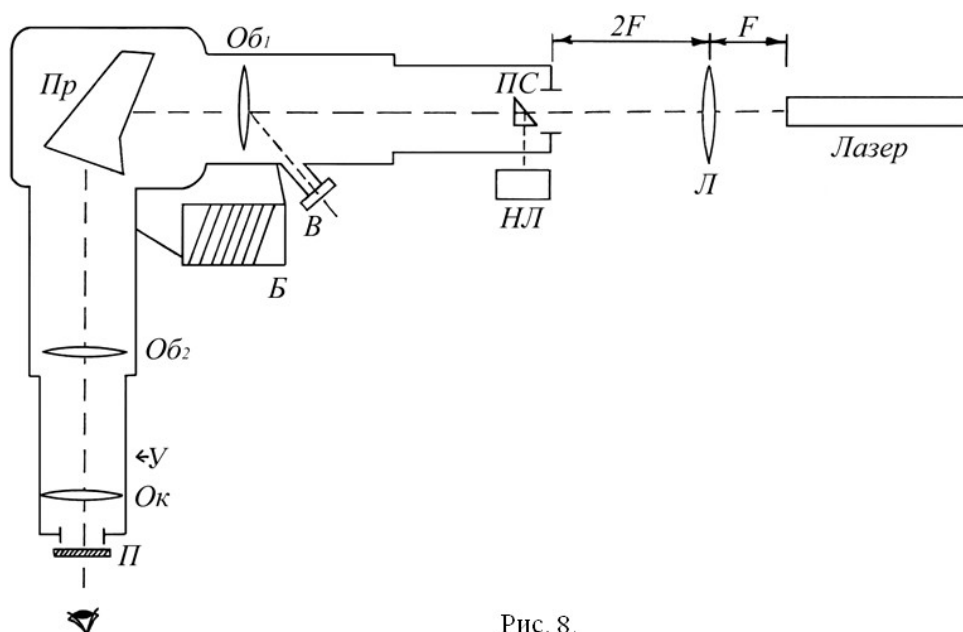


Рис. 8.

Неоновая лампа (фото 4.18) используется как эталонный источник. Свет от источника, сфокусированный линзой L (фото 4.19) на входную щель $Щ$ (фото 4.06) монохроматора, проходит через объектив $Об_1$ и превращается в параллельный пучок. Далее свет разлагается призмой $Пр$ в спектр и фокусируется объективом $Об_2$ в плоскости указателя $У$. Картину наблюдают при помощи окуляра $Ок$, на который для защиты глаз надет поляририд $П$ (фото 4.20).

При работе с монохроматором сначала следует навести на резкость окуляр, добившись четкого изображения указателя. Затем вращают винт $В$ (фото 4.06), который перемещает объектив $Об_1$ с тем, чтобы добиться четкости изображения спектральной линии в плоскости указателя (для разных длин волн винт $В$ занимает различные положения). Ширина спектральных линий устанавливается регулировочным винтом входной щели $Щ$ (фото 4.06).

Длины волн спектральных линий определяют следующим образом. С помощью барабана $Б$ указатель совмещается с определенной линией спектра. Затем считываются показания с барабана и по калибровочной кривой, прилагаемой к монохроматору, определяется искомая длина волны. Призма сравнения $ПС$ дает возможность одновременно наблюдать два спектра. На призму сравнения подается исследуемый свет лазера и свет от неоновой лампы.

Измерения и обработка результатов

Задание 1. Наблюдение спектра излучения гелий-неонового лазера и его исследование с помощью эталонных источников.

1. Включите лазер и в окуляр монохроматора наблюдайте спектр излучения (фото 4.21) гелий-неонового лазера. Найдите основную линию излучения лазера в красной области спектра. Определите длину ее волны.

2. В качестве эталонного источника излучения используется неоновая лампа. Включите неоновую лампу и получите спектр Ne в плоскости указателя (с помощью призмы сравнения $ПС$). Убедитесь, что линии излучения Ne присутствуют в спектре излучения $He-Ne$ лазера. Остальные линии принадлежат гелию.

3. Найдите яркую желтую линию излучения неона и измерьте ее длину волны. Кроме того, измерьте длины волн следующих линий:

а) всех ярких линий слева от яркой желтой линии;

б) наиболее ярких красных линий слева от линии генерации;

в) одиночной зеленой и двух близких зеленых линий справа от яркой желтой линии.

4. Измерьте длины волн самых ярких линий гелия в желтой, желто-зеленой, голубой и фиолетовой частях спектра, He-Ne лазера.

5. Найдите изученные линии Ne и He в Таблице спектральных линий. С помощью таблицы спектральных линий, заимствованной из [30], уточните измеренные значения длин волн спектров Ne и He. (Допускается расхождение на 10–20Å).

6. Данные, полученные при выполнении п. 2-5, занесите в таблицу.

Линии излучения в спектре лазера	цвет	$\lambda_{\text{эксперимент}}$	$\lambda_{\text{табличная}}$
Ne			
	
	
He			
		
	
Линия генерации			

Задание 2. Определение поляризации излучения лазера.

Вращая поляризатор (фото 4.20) на окуляре монохроматора, убедитесь, что излучение лазера линейно поляризовано, а излучение неоновой лампы неполяризовано.

ВОПРОСЫ И УПРАЖНЕНИЯ

1. Каковы общие принципы работы лазера?
2. Что такое спонтанное и вынужденное излучения? В чем их отличие?
3. Каков физический смысл коэффициентов Эйнштейна? Какова связь между ними?
4. Что такое инверсная заселенность? Каким образом осуществляется инверсная заселенность в лазере?
5. На каких спектральных линиях осуществляется генерация в лазере? Являются ли условия генерации на каждой линии независимыми?
6. Какова роль резонатора в формировании геометрии выходного пучка и его спектрального состава?
7. Чем определяется состояние поляризации лазерного луча?