

КАЗАНСКИЙ (ПРИВОЛЖСКИЙ) ФЕДЕРАЛЬНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
ИНСТИТУТ ФИЗИКИ

**МЕТОДИЧЕСКИЕ УКАЗАНИЯ К ВЫПОЛНЕНИЮ
ЛАБОРАТОРНОЙ РАБОТЫ ПО АТОМНОЙ ФИЗИКЕ
«ГЕЛИЙ-НЕОНОВЫЙ ЛАЗЕР»**

Казань 2012

Печатается по решению Учебно-методической комиссии Института физики КФУ

УДК 539.25

Гайнутдинов Р.Х., Ильин Г.Г., Коновалова О.А., Сибгатуллин М.Э.
методические указания к выполнению лабораторной работы по атомной физике «Гелий-неоновый лазер», Казань, 2012, 60 с.

Данное пособие написано для студентов 3 курса физического факультета для изучения теоретических вопросов и выполнения практических заданий по общему курсу атомной физики.

Научный редактор: д.ф.-м. н., профессор Салахов М.Х.

Рецензент: д.ф.-м. н., профессор Нефедьев Л.А.

© Институт физики Казанского (Приволжского) федерального университета, 2012

ОГЛАВЛЕНИЕ

| | |
|---|----|
| Введение | 4 |
| Принцип работы лазера | 5 |
| Создание инверсии населенностей в гелий-неоновом лазере | 15 |
| Модуляция лазерного луча | 37 |
| Описание установки | 44 |
| Порядок выполнения работы | 47 |
| Литература | 51 |
| Приложение I | 52 |
| Приложение II | 58 |

ВВЕДЕНИЕ

Действие лазера основано на явлении вынужденного излучения, открытого А. Эйнштейном в 1916 г. Идея использования этого явления для усиления света принадлежит В.А. Фабриканту (1940, СССР), а первые квантовые генераторы СВЧ-диапазона (мазеры) на длине волны 1.25 см были созданы в 1954 г. Н.Г. Басовым и А.М. Прохоровым (СССР) и Ч. Таунсом (США). Первый лазер на рубине был запущен в 1960 г. Т. Мейманом, вскоре, в конце того же года, А. Джаван, У. Беннет и Д. Харриот (США) создали гелий-неоновый лазер на волне 1.15 мкм. Лазеры являются квантовыми генераторами оптического диапазона электромагнитных волн, который подразделяют на ультрафиолетовый (УФ), видимый и инфракрасный диапазоны (ИК). (Терминологическая справка: *мазер* аббревиатура английских слов Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation; *лазер* – аббревиатура английских слов Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation).

В данном пособии рассмотрены принцип работы газовых лазеров и вопрос создания инверсии в гелий-неоновом лазере. Показывается роль различных, представляющих большой интерес с точки зрения атомной физики, элементарных процессов взаимодействия атомов с электромагнитным излучением, атомов между собой и с электронами. Практические задания включают в себя измерение угловой расходимости и поляризации излучения серийного гелий–неонового лазера, а также ознакомление с методами и практическим осуществлением модуляции лазерного излучения.

ПРИНЦИП РАБОТЫ ЛАЗЕРА

В данной работе рассматривается газовый гелий-неоновый лазер, в котором рабочим телом (активной средой) является атомарный газ. Через активную среду протекает электрический ток, под воздействием которого происходит ионизация и возбуждение атомов. Для понимания физики такого лазера необходимо рассмотреть возможные механизмы взаимодействия света с атомами, а также представляющие большой интерес с точки зрения атомной физики различные элементарные процессы взаимодействия между частицами в рабочем теле.

При рассмотрении взаимодействия излучения с атомами Эйнштейн исходил из последовательной квантовой точки зрения, согласно которой атомы рассматривались как квантовые частицы с определенным дискретным набором энергетических уровней, а излучение с частотой ω представлялось в виде потока фотонов (квантов света) с энергией отдельного фотона $\varepsilon = \hbar\omega$ (Приложение I). Новые понятия и представления, введенные Эйнштейном в 1916 г. при рассмотрении основных механизмов взаимодействия света с атомами, оказались настолько удачными, что они полностью сохранили значение до наших дней.

При записи постоянной Планка h в виде $\hbar = h/2\pi$ и энергии в виде $\hbar\omega$ частота ω является угловой частотой, которой удобно пользоваться при рассмотрении колебаний в электромагнитном излучении. Наряду с угловой частотой ω используется частота ν , равная числу колебаний за единицу времени и имеющая размерность $1/\text{с}$ – в этом случае энергия фотона записывается в виде $\varepsilon = h\nu$. Частоты ω и ν связаны соотношением $\omega = 2\pi\nu$.

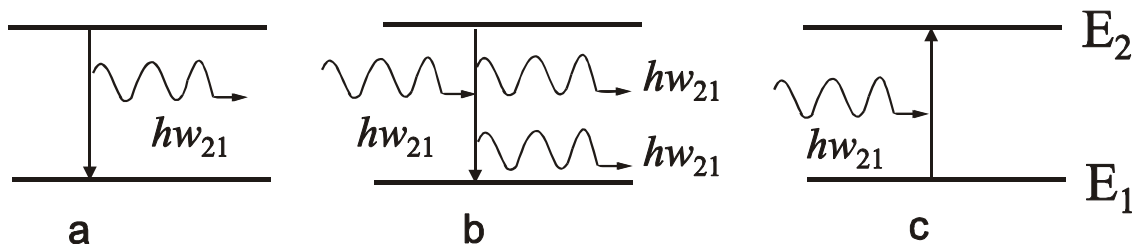


Рис.1. Схема спонтанного перехода а); вынужденного перехода б); поглощения с)

Рассмотрим на энергетической диаграмме, следуя Эйнштейну, три возможных механизма взаимодействия света с атомом для случая перехода атома между двумя энергетическими уровнями с энергиями E_1 и E_2 (рис.1).

1. Если атом находится на возбужденном уровне с энергией E_2 , то он может самопроизвольно (без внешнего воздействия) или, как говорят, спонтанно скачком перейти на уровень с энергией E_1 с испусканием фотона

с частотой $\omega_{21} = \frac{(E_2 - E_1)}{\hbar}$ (рис.1а). Положим, что в данный момент

времени t в объеме газа V находится N_2 возбужденных атомов. Число

спонтанных переходов dZ_{21}^{cn} в этом объеме газа за время dt обычно записывают в виде

$$dZ_{21}^{cn} = A_{21}N_2dt. \quad (1)$$

При записи формулы (1) Эйнштейн сделал предположение, что число спонтанных переходов dZ_{21}^{cn} за время dt пропорционально числу атомов N_2 в объеме газа V , способных участвовать в спонтанном переходе. Это предположение в случае достаточно разреженного газа является естественным, поскольку в этих условиях спонтанные переходы в отдельных атомах можно рассматривать как независимые. Величину A_{21} Эйнштейн рассматривал как константу, зависящую только от индексов состояний атома

(чисел 1 и 2 на рис.1). Константу спонтанного перехода A_{21} называют коэффициентом Эйнштейна для спонтанного излучения. Константу A_{21} часто называют вероятностью перехода, однако это название следует понимать как условное. Эта условность названия видна хотя бы из того, что согласно (1) величина A_{21} , при учете безразмерности величин dZ_{21}^{cn} и N_2 , имеет размерность, обратную размерности времени, и тем самым приобретает смысл частоты. Наглядно величину A_{21} можно представить себе следующим образом. Согласно (1) можно записать, что $A_{21} = dZ_{21}^{cn} / (N_2 dt)$. Отсюда видно, что численно коэффициент A_{21} равен числу спонтанных переходов, которые совершаются за единицу времени в расчете на один возбужденный атом. С учетом размерности константы A_{21} её называют вероятностью перехода за единицу времени или скоростью спонтанного перехода.

При спонтанном переходе в атоме (рис.1а) рождается излучение с частотой $\omega_{21} = \frac{(E_2 - E_1)}{\hbar}$, т.е. с квантовой точки зрения появляется фотон с определенной энергией $\hbar\omega_{21}$. В действительности при спонтанном излучении с переходом атома с уровня 2 на уровень 1 с некоторой вероятностью могут рождаться фотоны с разной частотой ω и энергией $\hbar\omega$ из-за обычно небольшого размытия (уширения) энергетических уровней 2 и 1 вследствие разных физических причин (говорят об уширении энергетических уровней и переходов в атоме, разновидностями которого являются естественное уширение, доплеровское уширение, связанное с проявлением оптического эффекта Доплера при тепловом движении атомов, и уширение за счет давления, в котором учитываются различные взаимодействия частиц между собой). При записи формулы (1) подразумевается, что частота ω_{21} является центральной частотой

уширенного (немонохроматического) перехода, при этом коэффициент Эйнштейна A_{21} имеет смысл интегрального коэффициента, в целом (суммарно) характеризующего все спонтанное излучение на разных частотах при переходе атома с уровня 2 на уровень 1. Такой коэффициент Эйнштейна A_{21} для спонтанного излучения является константой перехода в атоме и его значение можно найти в справочниках для разных спектральных переходов в разных атомах.

2. Атом может перейти с уровня с энергией E_2 на уровень с энергией E_1 с некоторой вероятностью и в результате взаимодействия с фотоном частоты $\omega \approx \omega_{21}$. Это так называемый вынужденный (индуцированный) переход, впервые рассмотренный Эйнштейном. Он сопровождается излучением нового фотона той же частоты ω , фазы, поляризации и направления распространения, что и у фотона, вызвавшего вынужденный переход (рис.1b, где положено, что $\omega = \omega_{21}$), т.е. происходит усиление потока фотонов с частотой ω (такие свойства вновь рожденного фотона, как впервые было установлено, вытекают из квантовой теории взаимодействия возбужденного атома с электромагнитным излучением, которая была впервые предложена П. Дираком в 1927 г.). Для вынужденного излучения также записывается число вынужденных переходов dZ_{21}^{6blH} в объеме газа V за время dt . Это число переходов наиболее просто записывается для двух важных предельных случаев встречающихся на практике.

В первом случае полагается, что электромагнитное излучение обладает непрерывным по частоте (сплошным) спектром, т.е. содержит фотоны разной частоты ω . Во втором случае полагается, что электромагнитное излучение является монохроматическим, т.е. содержит фотоны одной определенной частоты ω . В обоих случаях для dZ_{21}^{6blH} записываются похожие по виду выражения, которые в обобщенном виде могут быть представлены в виде

$$dZ_{21}^{6blH} = B^{6blH} \rho N_2 dt, \quad (2)$$

где ρ есть плотность энергии поля излучения, а B^{6blH} есть коэффициент пропорциональности. В каждом из выделенных выше двух случаев трактовка величин ρ и B^{6blH} имеет свои особенности. В литературе часто на эти особенности не обращают внимания, что может привести к поверхностному пониманию физического смысла разных величин в формулах и в итоге самих формул. Каждый случай по отдельности рассмотрен в Приложении I.

3. При взаимодействии атома, находящегося в нижнем состоянии с энергией E_1 , с фотоном частоты $\omega \approx \omega_{21}$ атом может поглотить фотон и перейти в состояние с энергией E_2 (рис.1с, где положено $\omega = \omega_{21}$). Акт поглощения фотона по отношению к акту вынужденного перехода с излучением фотона следует рассматривать как обратный – он также является вынужденным, поэтому все сказанное в пункте 2 по отношению к вынужденному излучению по существу может быть перенесено на случай поглощения атомами фотонов при перемене местами индексов 1 и 2. Для поглощения излучения также записывается число актов поглощения dZ_{12} в объеме газа V за время dt :

$$dZ_{12} = B^{no2l} \rho N_1 dt, \quad (3)$$

где ρ есть плотность энергии поля излучения, а B^{no2l} есть коэффициент пропорциональности.

Это число актов поглощения опять наиболее просто записывается для двух указанных выше предельных случаев.

Для первого случая (широкополосное некогерентное излучение) Эйнштейн ввел называемые его именем коэффициенты $B^{6blH} = B_{21}$ для вынужденного излучения и $B^{no2l} = B_{12}$ для поглощения, которые, как и коэффициент A_{21} для спонтанного излучения, являются константами

перехода и интегрально описывают вынужденные и поглощательные переходы в атоме. Для второго случая (монохроматическое излучение), который Эйнштейн непосредственно не рассматривал, вводятся аналогичные коэффициенты, которые принято называть также коэффициентами Эйнштейна. Они зависят от частоты излучения через уширение спектрального перехода и отличаются от интегральных коэффициентов своей размерностью. Их принято называть спектральными коэффициентами Эйнштейна и обозначать $B_{21}(\omega)$ - для вынужденного излучения и $B_{12}(\omega)$ – для поглощения. Более подробно об интегральных и спектральных коэффициентах Эйнштейна и их взаимосвязи сказано в Приложениях I и II.

Рассмотрим теперь взаимодействие излучения с веществом, находящемся в газообразном состоянии, при учете процессов поглощения и вынужденного излучения фотонов атомами. Пусть на среду, состоящую из атомов, падает монохроматическое излучение частоты ω ($\omega \approx \omega_{21}$), распространяющееся в малом телесном угле почти параллельным пучком вдоль оси x (рассматривается случай 2, для которого $B^{6blH} = B_{21}(\omega)$ и $B^{nozl} = B_{12}(\omega)$). Будем характеризовать это излучение интенсивностью I , т.е. энергией, переносимой за единицу времени через единичную площадку, расположенную перпендикулярно к оси x . Тогда изменение интенсивности света dI на элементарном участке пути dx в среде при учете только поглощения фотонов можно описать дифференциальным законом Бугера

$$dI = -Ik_{\omega}dx, \quad (4)$$

где k_{ω} - коэффициент поглощения, зависящий от частоты ω при учете уширения спектрального перехода в поглощении. С другой стороны, это изменение интенсивности обусловлено также образованием в слое dx (объем рассматриваемого газа атомов V , содержащий N_1 атомов с энергией

E_1 и N_2 атомов с энергией E_2 , равен произведению единичной площадки на dx) фотонов с энергией $\hbar\omega \approx \hbar\omega_{21}$ за счет вынужденных переходов. При одновременном учете вынужденных переходов и поглощения фотонов в указанном объеме газа за единицу времени имеем

$$dI = \hbar\omega_{21}(G_{21}^{6bH} - G_{12})dx = [B_{21}(\omega)\rho_{\omega}n_2 - B_{12}(\omega)\rho_{\omega}n_1]\hbar\omega_{21}dx, \quad (5)$$

где $n_2 = N_2/V$ есть концентрация атомов с энергией E_2 , $n_1 = N_1/V$ есть концентрация атомов с энергией E_1 , G_{21}^{6bH} и G_{12} есть числа переходов соответственно для вынужденного излучения и поглощения в расчете на 1 с и единицу объема. Эти числа переходов могут быть найдены по числам переходов dZ_{21}^{6bH} (формула (2)) и dZ_{12} (формула (3)) путем деления их на время dt и замены N_2 на n_2 и N_1 на n_1 . Плотность $\rho = \rho_{\omega}$ для случая монохроматического излучения задает энергию излучения в единице объема (в случае сплошного спектра излучения плотность ρ рассчитывается дополнительно на единичный интервал частот).

В (5) не учтено спонтанное излучение, которое не играет заметной роли из-за больших значений I и ρ_{ω} в условиях генерации лазерного излучения. Сравнивая (4) и (5) и учитывая, что $I = \rho_{\omega}v$ и коэффициенты $B_{12}(\omega)$ и $B_{21}(\omega)$ связаны между собой соотношением $B_{12}(\omega)g_1 = B_{21}(\omega)g_2$ (см. формулу (II.9) приложения II), имеем

$$k_{\omega} = (\hbar\omega_{21}/v)B_{12}(\omega)n_1[1 - (g_1/g_2)(n_2/n_1)], \quad (6)$$

где v - скорость распространения света в среде (в условиях газовых лазеров из-за обычно большой разреженности среды скорость v близка к скорости света в вакууме c), g_1 и g_2 - статистические веса уровней E_1 и E_2 .

Статистические веса g_1 и g_2 - целые числа, которые показывают степень вырождения уровня энергии атома.

Согласно (6) зависимость коэффициента k_ω от частоты ω , который теперь только условно может быть назван коэффициентом поглощения, заключена в частотной зависимости спектрального коэффициента Эйнштейна для поглощения $B_{12}(\omega)$. В свою очередь частотная зависимость $B_{12}(\omega)$ определяется уширением спектрального перехода в атоме между уровнями 1 и 2. Эту частотную зависимость можно задать через некоторый профиль уширения $P(\omega) = P(\omega - \omega_{21})$, в котором суммарно учитываются указанные выше разновидности уширения и который имеет определенную нормировку в шкале частоты ω : $\int_0^\infty P(\omega) d\omega = 1$. Введение такого профиля уширения позволяет связать спектральный и интегральный коэффициенты Эйнштейна для поглощения простым соотношением $B_{12}(\omega) = B_{12}P(\omega)$. Аналогичные соотношения можно записать также для спектральных и интегральных коэффициентов Эйнштейна для спонтанного и вынужденного излучений.

В термодинамически равновесной системе с температурой T распределение атомов по энергетическим уровням определяется распределением Больцмана, согласно которому $n_2/n_1 = (g_2/g_1)\exp\{-[(E_2 - E_1)/(kT)]\}$, где k - постоянная Больцмана.

Это соотношение часто называют законом Больцмана. При $E_2 > E_1$ экспонента меньше единицы, поэтому в равновесной системе выполняется неравенство $n_2/n_1 < g_2/g_1$. В этом случае $k_\omega > 0$, т.е. процессы поглощения преобладают над вынужденными переходами и интенсивность света I уменьшается по мере прохождения его через среду.

Существует, однако, целый ряд способов создания в среде условий (один из них описан далее для случая He-Ne-лазера), при которых выполняется неравенство

$$n_2/n_1 > g_2/g_1. \quad (7)$$

При выполнении неравенства (7) говорят об инверсии населенностей уровней с энергиями E_1 и E_2 . В случае инверсии населенностей $n_2/n_1 > g_2/g_1$ и $k_\omega < 0$. При $k_\omega < 0$ среда будет усиливать проходящий через нее световой поток частоты ω . Величину $\alpha_\omega = -k_\omega$, положительную при наличии инверсии населенностей, принято называть коэффициентом усиления активной среды.

Для получения лазерной генерации среду с инверсной населенностью уровней следует поместить в оптический резонатор, состоящий из двух плоских либо сферических зеркал (рис.2). Одно зеркало (зеркало 3 на рис.2) должно быть полупрозрачным, т.е. хотя бы частично пропускать свет. Обычно коэффициент пропускания в случае He-Ne-лазера на частоте ω_{21} лазерного излучения составляет: от 0,005 для короткого лазера длиной в несколько десятков сантиметров до 0.05 для лазера длиной в несколько метров. Необходимость малых коэффициентов пропускания обусловлена малостью коэффициента усиления α_ω в активной среде He-Ne-лазера. Второе зеркало (зеркало 2 на рис.2) не пропускает свет и хорошо его отражает. Из-за отражения световых потоков от таких зеркал осуществляется многократное прохождение луча света через инверсную среду и его усиление в результате вынужденных переходов. При каждом отражении от полупрозрачного зеркала 3 часть световой энергии выходит из резонатора, создавая тем самым лазерный луч (луч 4 на рис.2).

Процесс развития лазерной генерации начинается со спонтанного излучения фотонов возбужденными атомами в различные моды электромагнитного поля. Под действием спонтанного излучения начинается

процесс возбуждения излучения света. Благодаря инверсии населенностей этот процесс приводит к усилению света во всех направлениях. Однако излучение, идущее в боковых направлениях, быстро покидает активную среду, не успевая набрать значительную энергию. Только то излучение, которое испытывает многократное отражение от зеркал резонатора, т.е. соответствует нормальным колебаниям резонатора (модам), приобретает достаточную энергию и дает вклад в лазерный луч при выходе из резонатора через полупрозрачное зеркало.

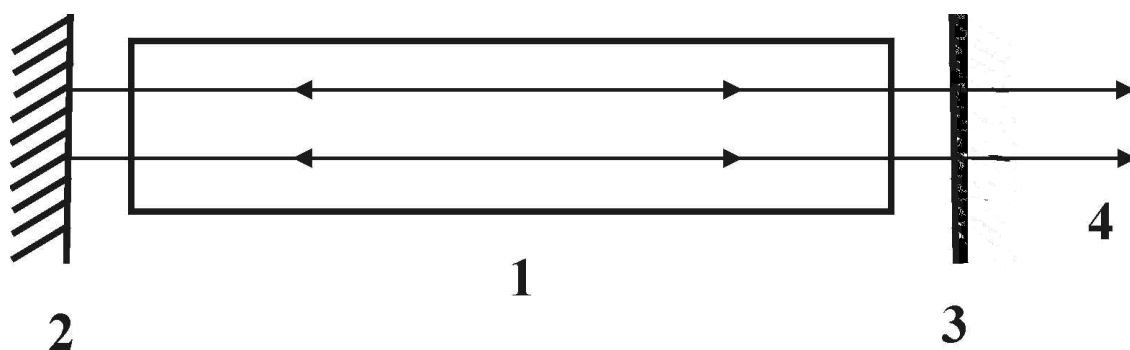


Рис.2. Принципиальная схема лазера

1 - среда с инверсной населенностью; 2 и 3 - зеркала; 4 – лазерный луч.

В наиболее благоприятных условиях оказываются те из мод резонатора, для которых длина волны $\lambda \approx \lambda_{21} = 2\pi c / \omega_{21}$ совпадает с максимумом профиля уширения $P(\omega)$ спектрального перехода в атоме или расположена вблизи ее максимума. В результате возникает когерентное излучение, направленное вдоль оси резонатора и содержащее лишь небольшое количество мод резонатора, для которых усиление излучения превышает потери энергии в лазере за счет внутренних потерь (например, из-за поглощения и рассеяния света на неоднородностях в активной среде, на зеркалах и других элементах лазера) и за счет вывода части генерируемой энергии через полупрозрачное зеркало резонатора (рис.2).

СОЗДАНИЕ ИНВЕРСИИ НАСЕЛЕННОСТЕЙ В ГЕЛИЙ- НЕОНОВОМ ЛАЗЕРЕ

В подавляющем большинстве газовых лазеров инверсия населенностей создается в электрическом разряде. Такие газовые лазеры называются газоразрядными. Рабочей средой для гелий-неонового лазера служит газоразрядная плазма обычно типа плазмы тлеющего разряда, образующаяся в результате прохождения электрического тока через смесь инертных газов гелия и неона и усиливающая излучение на переходах в атоме неона. В чистом неоне создать инверсию в непрерывном режиме трудно, хотя и возможно, о чем далее еще будет сказано. Эта трудность, носящая достаточно общий для многих случаев характер, обходится введением в разряд дополнительного газа гелия как донора энергии возбуждения.

Для понимания процессов, происходящих в гелий-неоновом лазере, необходимо знание энергетики атомов. На рис.3 показана совместная схема энергетических уровней атомов гелия (He) и неона (Ne) при учете только самых нижних и в то же время наиболее важных уровней (см. также для сравнения схемы уровней и обозначения уровней в методических указаниях к работам "Спектр щелочного атома" и "Эффект Зеемана"). Атом гелия является вторым в периодической системе химических элементов Менделеева (далее для краткости в таблице Менделеева). По сравнению с наиболее простым атомом водорода, являющимся первым в таблице Менделеева и имеющим помимо положительно заряженного ядра только один электрон, атом гелия имеет вдвое больший положительный заряд ядра (величина заряда ядра атома определяется произведением номера атома в таблице Менделеева на элементарный заряд) и как электрически нейтральная частица имеет два отрицательно заряженных электрона. Однозарядный ион гелия (He^+), у которого оторван один электрон, является водородоподобным ионом. Состояние единственного электрона в ионе He^+ может быть описано, как и в атоме водорода, при помощи четырех квантовых чисел: главного квантового числа n ($n=1, 2, 3, \dots$), орбитального квантового числа

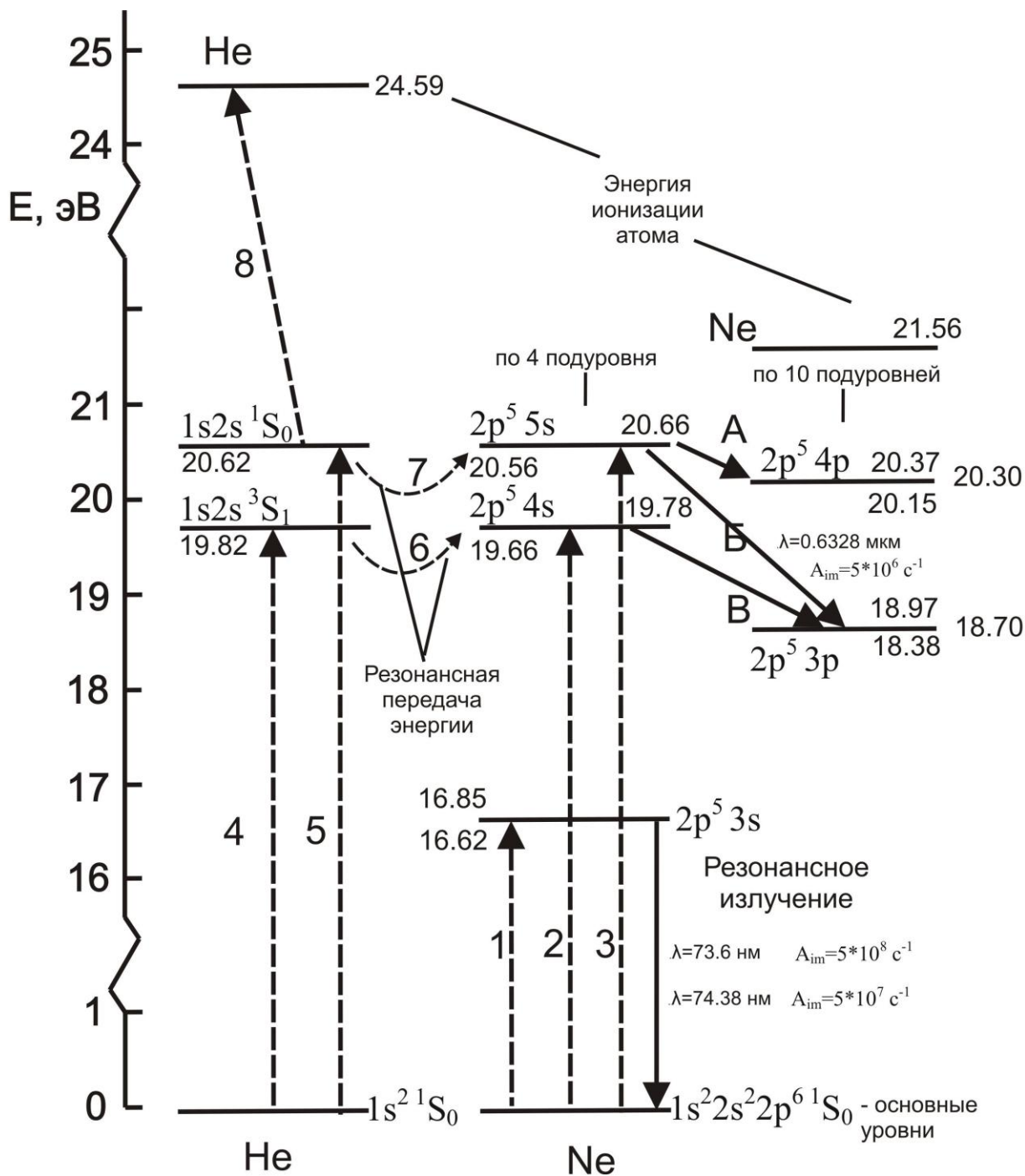


Рис.3. Схема энергетических уровней атомов гелия и неона. Цифры около уровней показывают значения энергии в эВ, отсчитанные от основного уровня атомов. Схема возбужденных уровней для атома Ne отражена схематически – каждый изображенный уровень условно представляет систему из 4 или 10 тесно расположенных реальных уровней (подуровней). Около каждого условного уровня показана переменная часть электронной конфигурации атома Ne, а также приведены значения наибольшей (над уровнем) и наименьшей (под уровнем) энергий уровней в системе подуровней. Справа от уровней приведены значения энергии подуровней, которые соответствуют излучательным лазерным переходам А, В и В. Для конфигураций $2p^5 4s$ и $2p^5 5s$ эти значения энергии являются максимальными для системы подуровней. Прерывистые стрелки отражают столкновительные процессы с изменением энергии атомов. Сплошные стрелки отражают излучательные переходы в атоме Ne.

ℓ ($\ell=0, 1, 2, \dots, n-1$), орбитального магнитного квантового числа m_ℓ ($m_\ell=0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm \ell$) и принимающего только два значения спинового магнитного квантового числа $m_s=+1/2$ или $m_s=-1/2$. Основное состояние иона He^+ , как и основное состояние атома водорода, характеризуется квантовыми числами $n=1, \ell=0, m_\ell=0$ и $m_s=+1/2$ или $m_s=-1/2$. Добавление второго электрона превращает ион He^+ в нейтральный атом He , который является первым многоэлектронным атомом в таблице Менделеева. Надо иметь в виду, что при качественном рассмотрении строения электронных оболочек многоэлектронных атомов принято пренебрегать взаимодействием электронов между собой. Это позволяет приближенно приписать каждому электрону свой индивидуальный набор указанных квантовых чисел. Также необходимо учитывать, что для любого коллектива электронов и соответственно для электронов в многоэлектронных атомах справедлив принцип Паули: два электрона не могут находиться в одном и том же квантовом состоянии, т.е. в атоме не могут существовать два электрона, все квантовые числа которых равны (см. § 52 в [1]). При учете принципа Паули второй электрон в атоме He может иметь также значения $n=1, \ell=0, m_\ell=0$, но при этом обязательно должен иметь другое значение m_s ($+1/2$ или $-1/2$), что возможно. При разных m_s спиновые механические моменты отдельных электронов оказываются направленными в противоположные стороны, в результате чего общий (суммарный) спиновый механический момент оказывается равным нулю. Электроны, имеющие одинаковые квантовые числа n и ℓ , принято называть эквивалентными – при $\ell=0$ их обозначают маленькой буквой s (при $\ell=1$ – маленькой буквой p , при $\ell=2$ – маленькой буквой d и т.д.). В итоге атом He в основном (невозбужденном) состоянии имеет электронную оболочку, состоящую из двух s -электронов. Ее обозначают при $n=1$ как $1s^2$ (в общем случае как ns^2), где цифра 2 справа

вверху указывает на количество эквивалентных электронов. Такая электронная оболочка является замкнутой, поскольку она не допускает добавления новых электронов. Она обладает нулевыми суммарными механическими (также магнитными) орбитальным, спиновым и общим моментами, которые принято задавать соответственно через квантовые числа L , S , J (используются большие буквы), принимающие для оболочки $1s^2$ значения $L=0$, $S=0$ и $J=0$. Замкнутость электронной оболочки $1s^2$ обуславливает химическую инертность атомов гелия.

На рис.3 энергетический уровень, соответствующий основному состоянию атома He, обозначен как $1s^2\ ^1S_0$. При таком обозначении сначала указывается электронная конфигурация атома с указанием всех содержащихся в ней разных электронов или наиболее важной внешней части электронов, а далее дается обозначение уровня в приближении LS -связи (связи Рассела-Саундерса) в виде 1S_0 . В обозначении 1S_0 слева вверху указана задаваемая через спиновое квантовое число S мультиплетность уровня $2S+1$, равная 1 при $S=0$. Справа внизу указано значение J ($J=0$ в данном случае). Центральная буква отражает значение L : при $L=0$ ставится большая буква S (не путать эту букву со спиновым квантовым числом S , которое используется при задании мультиплетности уровня), при $L=1$ ставится большая буква P , при $L=2$ ставится большая буква D и т.д. Напомним, что в приближении LS -связи сначала по отдельности рассматриваются как векторные величины общие орбитальный \mathbf{L} и спиновый \mathbf{S} механические моменты (моменты количества движения) всех электронов. Характеристикой орбитального механического момента является квантовое число L , характеристикой спинового механического момента - квантовое число S . Далее рассматривается полный механический момент $\mathbf{J} = \mathbf{L} + \mathbf{S}$, характеристикой которого является квантовое число J .

На рис.3 также показаны два первых возбужденных уровня атома He. Их обозначения $1s2s\ ^1S_0$ (энергия 20.62 эВ) и $1s2s\ ^3S_1$ (энергия 19.82 эВ) даны в приближении LS -связи, которая, как показывают экспериментальные исследования спектров излучения и поглощения, для атома гелия в целом является достаточно хорошей. Все приводимые значения энергии уровней отсчитываются от энергии основного уровня атомов, которая полагается равной нулю. Этим уровням соответствует электронная конфигурация $1s2s$, что означает, что в возбужденном атоме He одному из s -электронов соответствует $n=2$. Оба электрона имеют одинаковые $\ell=0$ и $m_\ell=0$, что дает $L=0$, но имеют отличающиеся n . Теперь возможны две разные комбинации m_s . Уровень $1s2s\ ^1S_0$ соответствует случаю, когда m_s для обоих электронов имеют разные знаки, как и для основного уровня. Для таких уровней спиновое квантовое число $S=0$ и мультиплетность $2S+1=1$ – их называют синглетными. Уровень $1s2s\ ^3S_1$ соответствует случаю, когда для обоих электронов значения m_s являются одинаковыми, т.е. спиновые механические моменты электронов направлены в одну сторону. Для них $S=1$ и мультиплетность $2S+1=3$ – их называют триплетными. Для триплетного уровня $1s2s\ ^3S_1$ квантовое число $J=S=1$ при $L=0$.

Атом неона является по номеру десятым в таблице Менделеева. Атом Ne имеет в 10 раз больший положительный заряд ядра по сравнению с зарядом ядра атома водорода и соответственно, как электрически нейтральная частица, имеет десять отрицательно заряженных электронов. Согласно принципу Паули основному (невозбужденному) состоянию атома Ne соответствует электронная конфигурация $1s^2 2s^2 2p^6$. Первые два электрона этой конфигурации имеют $n=1$ и образуют замкнутую оболочку $1s^2$ из s -эквивалентных электронов, как в невозбужденном атоме He.

Последующие электроны теперь имеют $n=2$, $\ell=0$ или $\ell=1$ и образуют электронную конфигурацию $2s^2 2p^6$, в которой опять два s -электрона с $\ell=0$ образуют новую замкнутую оболочку $2s^2$. При $n=2$ следующие добавляемые электроны должны иметь $\ell=1$, $m_\ell = -1, 0, +1$ и $m_s = \pm 1/2$. Электронов с разным набором m_ℓ и m_s при одном и том же n и $\ell=1$ может быть только 6 – они опять образуют замкнутую оболочку $2p^6$ теперь из шести p -эквивалентных электронов. Электронная конфигурация $1s^2 2s^2 2p^6$ не допускает добавления новых электронов с $n=1$ и $n=2$, что обуславливает химическую нейтральность атомов неона.

На рис.3 энергетический уровень, соответствующий основному состоянию атома Ne, обозначен как $1s^2 2s^2 2p^6 \ ^1S_0$ при учете того обстоятельства, что электронная конфигурация $1s^2 2s^2 2p^6$ характеризуется квантовыми числами $L=0$, $S=0$ и $J=0$, как и для атома Ne. Возбужденные состояния атома Ne возникают при возбуждении одного из p -эквивалентных электронов. При взаимодействии этого электрона, у которого теперь $n \geq 3$, с остовом атома Ne, электронная конфигурация которого $1s^2 2s^2 2p^5$ без одного p -электрона приобретает ненулевые механические орбитальный, спиновый и полный моменты и в итоге характеризуется квантовыми числами $L=1$, $S=1/2$ и $J=1/2$ или $3/2$, возникает сложная система энергетических уровней, состоящая из групп тесно расположенных энергетических уровней, между которыми возможны многочисленные спектральные переходы. Экспериментальные исследования спектров показали, что для атома Ne наблюдается сильное отступление от LS -связи, поэтому рассматриваются также другие приближения, например, противоположное LS -связи приближение $j-j$ -связи. В этом приближении сначала для каждого отдельного электрона в незамкнутых

электронных оболочках находится полный механический момент как сумма орбитального и спинового моментов электрона, характеристикой которого является квантовое число j (см. методические указания к работе "Спектр щелочного атома"). Далее складываются полные моменты отдельных электронов и находится полный механический момент \mathbf{J} всей электронной конфигурации, характеристикой которого является квантовое число J .

На рис.3 для атома Ne показаны также наиболее важные низколежащие возбужденные энергетические уровни, которые только схематически отражают сложную энергетическую картину данного атома. Возбужденные энергетические уровни атома Ne соответствуют разным переменным электронным конфигурациям $2p^5 3s$, $2p^5 4s$, $2p^5 5s$ (один p -эквивалентный электрон стал s -электроном с $n=3, 4$ или 5) и $2p^5 3p$ и $2p^5 4p$ (один p -эквивалентный электрон стал p -электроном с $n=3$ или 4) – здесь везде не указана общая для всех уровней постоянная часть электронной конфигурации $1s^2 2s^2$. Каждой $2p^5 ns$ ($n \geq 3$) конфигурации атома соответствуют четыре близко расположенных энергетических уровня с разными значениями энергии. Для конфигурации $2p^5 3s$ значения энергии разных уровней лежат в пределах 16.62 эВ – 16.85 эВ, для конфигурации $2p^5 4s$ - в пределах 19.66 эВ – 19.78 эВ, для конфигурации $2p^5 5s$ - в пределах 20.56 эВ – 20.66 эВ. Каждой $2p^5 np$ ($n \geq 3$) конфигурации соответствуют десять близко расположенных энергетических уровней с разными значениями энергии. Для конфигурации $2p^5 3p$ значения энергии разных уровней лежат в пределах 18.38 эВ – 19.87 эВ, для конфигурации $2p^5 4p$ - в пределах 20.15 эВ – 20.37 эВ. Эти граничные значения энергии указаны на рис.3 вблизи схематически представленных возбужденных уровней атома неона.

Для более полного понимания энергетики атомов He и Ne на рис.3 для каждого атома показан уровень энергии, при котором происходит однократная ионизация атома, т.е. отрыв одного из внешних электронов атома (s -электрона основной конфигурации в случае He и p -электрона основной конфигурации в случае Ne). При возбуждении атома до такого соответствующего энергетического уровня возбуждаемый электрон в атоме имеет возможность удалиться от ядра атома настолько далеко, что он фактически оказывается оторванным от атома. При этом нейтральный атом превращается в положительно заряженный ион – He^+ для атома He и Ne^+ для атома Ne. Соответствующие энергии, являющиеся предельными энергиями для возбуждения атомов и минимальными для ионизации атомов из основного состояния, являются важными энергетическими характеристиками атомов – их принято называть энергиями ионизации атомов. Для атома He энергия ионизации при отрыве одного электрона равна 24.59 эВ, для атома Ne соответствующая энергия ионизации равна 21.56 эВ. Отметим также, что ряд возбужденных уровней в атомах He и Ne являются метастабильными – с них невозможны прямые излучательные спектральные переходы с рождением фотонов на все нижележащие уровни, включая основной уровень, так как при этом были бы нарушены правила отбора при переходах (правила отбора для важных наиболее интенсивных переходов в дипольном приближении рассмотрены в методических указаниях к работе "Эффект Зеемана"). Атом, оказавшийся на метастабильном уровне, может долго находиться в возбужденном состоянии. В атоме He такими метастабильными уровнями являются рассмотренные выше возбужденные уровни $1s2s\ ^3S_1$ и $1s2s\ ^1S_0$. Излучательный переход с уровня $1s2s\ ^3S_1$ на основной уровень $1s^2\ ^1S_0$ невозможен из-за нарушения правил отбора по квантовому числу L (требуется $\Delta L = \pm 1$) и по квантовому числу S (требуется $\Delta S = 0$). Излучательный переход с уровня $1s2s\ ^1S_0$ на основной уровень $1s^2\ ^1S_0$

невозможен из-за нарушения правил отбора по квантовому числу L (требуется $\Delta L = \pm 1$) и квантовому числу J (уровень с $J = 0$ не комбинирует с уровнем с $J = 0$). Излучательный переход с уровня $1s2s^1S_0$ на уровень $1s2s^3S_1$ невозможен из-за нарушения правил отбора по квантовому числу L (требуется $\Delta L = \pm 1$) и по квантовому числу S (требуется $\Delta S = 0$).

У атома Ne по отношению к основному уровню $1s^2 2s^2 2p^6^1S_0$ метастабильными свойствами обладают важные энергетические уровни конфигурации $2p^5 3s$. Из четырех уровней конфигурации действительно метастабильными из-за запретов по J являются только два уровня. С двух других уровней на основной уровень происходят излучательные переходы на длинах волн 73.6 нм и 74.38 нм. Рождающееся излучение с переходом атомов в основное состояние является резонансным для атомов неона. Резонансным оно называется потому, что атомы неона в естественном, т.е. невозбужденном состоянии, сильно его поглощают. Поэтому среда из атомов неона в He-Ne-лазере, которая практически состоит из находящихся в основном состоянии атомов, обладает для этого излучения очень большим коэффициентом поглощения. Рождающиеся фотоны снова поглощаются атомами неона в основном состоянии, переводя их опять в возбужденные состояния с конфигурацией $2p^5 3s$. В итоге фотоны как бы "запираются" в коллективе атомов неона. В этом случае говорят о пленении излучения. Пленение резонансного излучения противодействует уменьшению количества возбужденных атомов неона с конфигурацией $2p^5 3s$ за счет действия излучательных переходов.

Рассмотрим теперь наиболее важные элементарные процессы взаимодействия (столкновений) разных частиц и излучательные переходы в атомах в активной среде гелий-неонового лазера. Наиболее важные излучательные переходы в атомах Ne, на одном из которых обычно

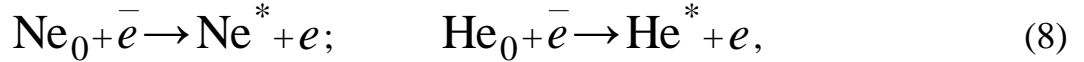
происходит лазерное излучение, обозначены на рис.3 буквами *A* ($\lambda=3.394$ мкм; энергия верхнего уровня $E_B=20.66$ эВ, энергия нижнего уровня $E_H=20.30$ эВ), *B* ($\lambda=0.6328$ мкм; $E_B=20.66$ эВ, $E_H=18.70$ эВ) и *B* ($\lambda=1.152$ мкм; $E_B=19.78$ эВ, $E_H=18.70$ эВ). Для возникновения лазерного излучения на этих длинах волн необходимо создание инверсии населенности между уровнями атома неона с электронными конфигурациями $2p^5 5s$ и $2p^5 4s$ и уровнями атома неона с конфигурациями $2p^5 4p$ и $2p^5 3p$. Для этого необходимо создание условий для эффективного возбуждения уровней в атомах неона с высокой энергией порядка 20 эВ и инициирования различных важных процессов, в первую очередь возбуждения и ионизации атомов гелия, для чего необходимо сообщить атомам гелия также высокую энергию порядка 20 эВ-25 эВ. Такие условия реализуются в плазме тлеющего разряда.

Тлеющий разряд является самостоятельным электрическим газовым разрядом с холодным катодом, происходящим в газе низкого давления при малом токе. В случае гелий-неонового лазера тлеющий разряд происходит в смеси гелия и неона в газоразрядной трубке с внутренним диаметром $D \sim (0.5-1)$ см при общем давлении газа $p \sim 1$ мм рт. ст., токе $i_p \sim 25$ мА - 50 мА, отношении парциальных давлений гелия и неона 5-10 ($n_{He}/n_{Ne}=5-10$, где n_{He} – концентрация атомов гелия, n_{Ne} – концентрация атомов неона). Активной средой лазера является плазма, состоящая из смеси нейтральных атомов гелия и неона и заряженных частиц – отрицательно заряженных электронов с концентрацией $n_e \sim 10^{11}$ см⁻³ на оси разряда и положительно заряженных ионов He^+ и Ne^+ . Электроны и ионы ускоряются электрическим полем разряда (электроны – к аноду, ионы – к катоду) и приобретают кинетическую энергию. При низком давлении газа $p \sim 1$ мм рт. ст. средняя длина свободного пробега заряженных частиц является настолько большой,

что на индивидуальном свободном пробеге под воздействием электрического поля они могут приобретать большую кинетическую энергию в несколько десятков эВ. При упругих соударениях с атомами и ионами электроны теряют очень малую часть кинетической энергии из-за их малой массы m_e по сравнению с массой атомов и ионов. При упругих столкновениях электронов между собой происходит эффективный обмен энергией из-за одинаковости масс электронов, в результате чего устанавливается некоторое распределение электронов по кинетической энергии с довольно большим средним значением энергии $\bar{E}_{кин}$ (об упругих и неупругих столкновениях электронов с атомами сказано в методических указаниях к работе "Опыты Франка и Герца"). В результате плазме гелий-неонового лазера может быть приписана довольно большая электронная температура $T_e=50000$ К – 80000 К согласно формуле $\bar{E}_{кин} = (3/2)kT_e$, которая используется обычно в равновесных условиях. В то же время обмен кинетическими энергиями между ионами и атомами из-за близости их масс происходит интенсивно, поэтому средняя кинетическая энергия ионов, в отличие от средней энергии электронов, практически равна средней кинетической энергии атомов, по которой ионам и атомам может быть приписана, как и для электронов, своя температура T_a . При этом $T_a \ll T_e$ вследствие отмеченной выше неэффективности обмена энергией легких электронов с более массивными атомами и ионами. В условиях плазмы гелий-неонового лазера $T_a=300$ К – 400 К. Из-за сильного различия температур T_e и T_a плазма гелий-неонового лазера является неизотермической, что является признаком сильно неравновесной плазмы.

При такой высокой температуре T_e , которая легко возникает в плазме низкого давления, имеется достаточно много активных электронов с энергией в диапазоне 16 эВ-25 эВ, способных возбуждать напрямую атомы Ne и He из основного состояния атомов. В этих условиях основными

процессами возбуждения атомов являются следующие столкновительные процессы (их часто называют ударами первого рода и обозначают как удары I рода – в таких процессах активная частица, в данном случае электрон, затрачивает свою кинетическую энергию на возбуждение атома):



где Ne_0 есть атом Ne в основном состоянии $1s^2 2s^2 2p^6 {}^1S_0$, He_0 есть атом He в основном состоянии $1s^2 {}^1S_0$, \bar{e} - быстрый электрон, имеющий достаточную энергию для возбуждения атомов, e – медленный электрон, Ne^* и He^* - возбужденные атомы неона и гелия без конкретизации состояния, заселяющие разные возбужденные уровни, в том числе показанные на рис.3. Наиболее важные переходы в атомах неона и гелия при ударах I рода согласно (8) с участием электронов показаны на рис.3 в виде прерывистых направленных вверх стрелок с номерами 1-5.

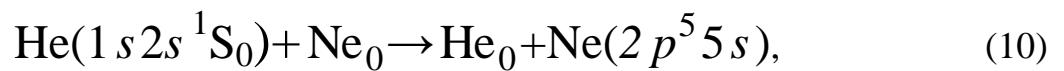
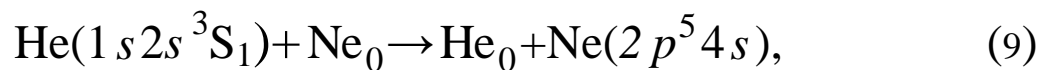
В результате действия ударов I рода в плазме появляются возбужденные атомы неона на разных энергетических уровнях. В условиях разреженной плазмы убыль возбужденных атомов неона, в основном, происходит благодаря спонтанному излучению. Характеристиками излучательных переходов между разными энергетическими уровнями являются, в первую очередь, интегральные коэффициенты Эйнштейна для спонтанного излучения A_{im} , где i – индекс верхнего уровня и m – индекс нижнего уровня. Примерами таких переходов являются показанные на рис.3 переходы A ($A_{im}=3 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$), B ($A_{im}=5 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$) и B ($A_{im}=7 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$). Значения коэффициентов A_{im} определяют среднее время жизни атомов τ в возбужденных состояниях. Время жизни атома τ_{im} , обусловленное только спонтанными переходами между уровнями с индексами i и m , определяется выражением $\tau_{im} = 1/A_{im}$. Для состояний атома неона с электронными

конфигурациями $2p^5 5s$ и $2p^5 4s$ $\tau = \tau_s \sim 10^{-7}$ с. Для состояний атома неона с электронными конфигурациями $2p^5 4p$ и $2p^5 3p$ $\tau = \tau_p \sim 10^{-8}$ с. Различие времен τ на порядок сказывается на значениях концентраций возбужденных атомов в разных состояниях и приводит к тому, что при $\tau_p \ll \tau_s$ между энергетическими уровнями состояний с конфигурациями $2p^5 ns$ ($n=4$ и 5) и нижележащими энергетическими уровнями состояний с конфигурациями $2p^5 np$ ($n=3$ и 4) естественным образом возникает, хотя и небольшая, инверсия населенностей и в итоге возможно малоинтенсивное лазерное излучение на переходах A , B и B даже в чистом неоне при большой длине L_{mp} газоразрядной трубки в несколько метров (большая длина трубки требуется из-за малого значения коэффициента усиления α_ω активной среды).

Атомы гелия, присутствующие в большом количестве в активной среде и являющиеся главным компонентом плазмы ($n_{He} \sim 10^{16}$ см⁻³; при $p=1$ мм рт. ст. и $T_a=300$ К $n_{He} + n_{Ne} = p/(kT_a) = 3.22 \cdot 10^{16}$ см⁻³), сильно увеличивают инверсию населенностей для лазерных переходов в атоме неона. Влияние атомов He обусловлено наличием у них метастабильных энергетических уровней с энергиями, близкими к энергиям уровней атомов неона, с которых происходят лазерные переходы. Метастабильные уровни атома He $1s2s \ ^3S_1$ и $1s2s \ ^1S_0$ непосредственно заселяются благодаря ударам I рода согласно (8) с участием электронов. Они дополнительно также заселяются в результате возбуждения высоколежащих уровней атома He ударами I рода и последующего спонтанного излучения атомов He с переходом атомов на метастабильные уровни. Концентрация атомов He на метастабильных уровнях может достигать довольно большой величины порядка 10^{12} см⁻³.

Энергия метастабильных уровней атома гелия близка, как это видно из рис.3, к энергиям атома неона, находящегося в состояниях с электронными конфигурациями $2p^5 4s$ и $2p^5 5s$. При столкновении атомов гелия, находящихся на метастабильных уровнях $1s2s^3S_1$ или $1s2s^1S_0$, с находящимися в основном состоянии атомами неона возможна передача энергии возбуждения от атома гелия к атому неона. При этом атом неона перейдет на один из уровней, принадлежащих конфигурациям $2p^5 4s$ или $2p^5 5s$, а атом гелия вернется в основное состояние. Вероятность обмена энергией возбуждения между атомами тем больше, чем ближе друг к другу расположены их уровни, т.е. чем меньше разница ΔE между энергиями уровней. Говорят, что такой обмен энергией между атомами с сильной зависимостью вероятности от величины ΔE носит резонансный характер. Процесс резонансной передачи энергии особенно эффективен, когда энергия ΔE не превышает энергию теплового движения атомов, т.е. когда $\Delta E \leq kT_a$. В этом случае выделяющаяся энергия ΔE легко переводится в энергию теплового движения атомов и наоборот.

Конкретно рассматриваемые процессы резонансной передачи энергии от возбужденного атома гелия к невозбужденному атому неона можно представить в виде:

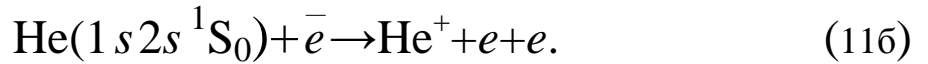
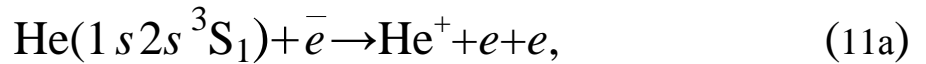


где использованы обозначения записи процессов (8). В скобках при обозначениях атомов указаны возбужденные состояния атомов. На рис.3 процессы (9) и (10) отражены в виде прерывистых искривленных стрелок 6 и 7. Поскольку в этих процессах исчезают атомы He в метастабильных состояниях, то эти процессы ограничивают время жизни τ атомов He в метастабильных состояниях. На время τ влияет также процесс диффузии

атомов He в метастабильных состояниях к стенкам газоразрядной трубки и потери там энергии возбуждения при ударах о стенку, что происходит достаточно эффективно в газовой среде низкого давления. В итоге для атомов He в метастабильных состояниях $\tau \sim (10^{-5} - 10^{-4})$ с. Это время жизни τ является весьма большим по меркам мира атомов, поскольку оно на несколько порядков превышает времена жизни τ_s и τ_p возбужденных атомов неона.

Следует отметить, что роль атомов He в метастабильных состояниях не ограничивается только участием их в резонансных процессах (9) и (10). Для поддержания плазмы тлеющего разряда, и тем самым мощности лазерного излучения на определенном уровне, необходима непрерывная ионизация атомов и, тем самым, непрерывное появление положительно заряженных ионов и электронов для компенсации их потерь, возникающих за счет совместного процесса диффузии электрически взаимодействующих между собой ионов и электронов к стенкам газоразрядной трубки (такую совместную диффузию ионов и электронов называют амбиполярной) и последующей там их рекомбинации (объединения) с образованием электрически нейтральных атомов. Важными поставщиками ионов и электронов в He-Ne-лазере являются атомы гелия из-за их преобладания. Основная масса атомов He находится в основном состоянии. Ионизация атомов He из основного состояния, которую называют прямой ионизацией, аналогична ударам I рода (8) и происходит по схеме $\text{He}_0 + \bar{e} \rightarrow \text{He}^+ + e + e$ при условии, что кинетическая энергия электрона \bar{e} больше энергии ионизации атома He 24.59 эВ. Таких электронов сравнительно мало в плазме, а сам процесс прямой ионизации имеет малое сечение и, тем самым, является маловероятным. Поэтому более вероятной и эффективной оказывается ступенчатая ионизация атомов He через предварительно возбужденные метастабильные уровни согласно процессу (8). Такой процесс ионизации, не

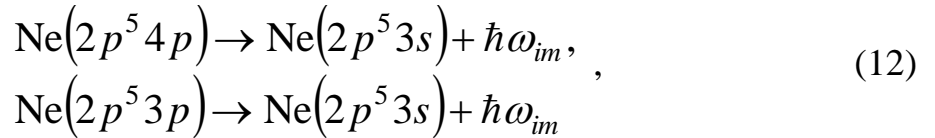
требующий электрона \bar{e} с большой энергией и показанный для примера в виде прерывистой стрелки 8 (рис.3), происходит по схемам:



В атомах неона между энергетическими уровнями состояний с электронными конфигурациями $2p^55s$ и $2p^54s$ и нижележащими уровнями с электронными конфигурациями $2p^54p$ и $2p^53p$ может происходить много разных спонтанных излучательных переходов с разными длинами волн. Поэтому при наличии инверсии населенностей между уровнями возможна, хотя обычно и малоинтенсивная, генерация лазерного излучения на многих длинах волн спектра излучения атомов неона. Наиболее интенсивными и наиболее часто используемыми на практике являются указанные выше и показанные на рис.3 переходы *A*, *B* и *B*. В первом He-Ne-лазере генерация лазерного излучения происходила на переходе *B* с длиной волны $\lambda=1.152$ мкм, приходящейся на невидимую человеческим глазом ближнюю ИК-область спектра. На практике часто используется He-Ne-лазер на переходе *B* с длиной волны $\lambda=0.6328$ мкм, приходящейся на красный участок видимой человеческим глазом области спектра. Наиболее мощным He-Ne-лазером является лазер на переходе *A* с длиной волны $\lambda=3.394$ мкм, приходящейся на ИК-область спектра. Лазеры с такой большой длиной волны излучения и соответственно малой энергией фотонов обычно используются в тех случаях, когда требуется большая мощность излучения. Генерация на определенной длине волны осуществляется подбором зеркал резонатора с наименьшими потерями излучения на данной длине волны или введением в резонатор диспергирующего или селективно поглощающего элемента для гашения лазерного излучения на других длинах волн.

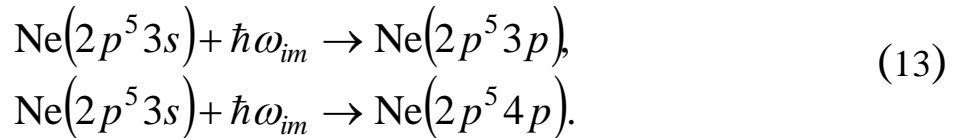
Очевидно, что инверсии населенностей, а, следовательно, и генерации лазерного излучения благоприятствуют малые концентрации атомов Ne на уровнях с электронными конфигурациями $2p^5 4p$ и $2p^5 3p$. Эти концентрации определяются равновесием следующих процессов.

1. Спонтанные переходы с излучением с уровней с конфигурациями $2p^5 4p$ и $2p^5 3p$ на уровни с конфигурацией $2p^5 3s$:



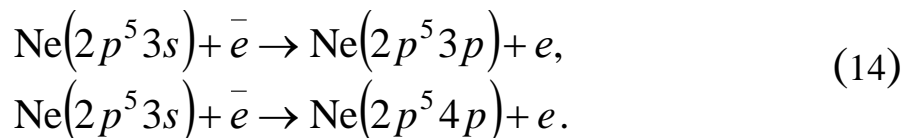
где $\hbar\omega_{im}$ обозначает фотон с частотой ω_{im} и энергией $\hbar\omega_{im}$.

2. Поглощение излучения, испускаемого при спонтанных излучательных переходах согласно процессам (12), атомами Ne, находящимися в состояниях с конфигурацией $2p^5 3s$:



Состояния атома Ne с конфигурацией $2p^5 3s$, как было сказано выше, по-существу являются метастабильными, поэтому общая концентрация атомов Ne в этих состояниях $n_{\text{Ne}}^{*\text{мет}}$ в газоразрядной плазме велика. Следовательно, и велика эффективность процессов (13).

3. Из-за большой концентрации $n_{\text{Ne}}^{*\text{мет}}$ атомов Ne в состояниях с конфигурацией $2p^5 3s$ большую роль играют процессы возбуждения атомов неона из этих состояний до уровней состояний с конфигурациями $2p^5 3p$ и $2p^5 4p$ при их столкновении с быстрыми электронами:



Процессы столкновений (14) являются еще одним примером ударов I рода.

Интенсивность процессов (13) и (14) и их роль в итоге существенно зависят от величины концентрации $n_{\text{Ne}}^{*\text{мет}}$ атомов Ne. Величина же концентрации $n_{\text{Ne}}^{*\text{мет}}$, как и в случае метастабильных атомов Ne, во многом определяется диффузией атомов Ne к стенкам газоразрядной трубки. При столкновении со стенкой трубки возбужденные атомы неона передают свою энергию трубке и нагревают ее, а сами переходят в основное состояние.

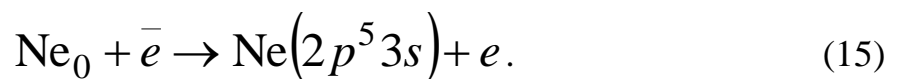
Из сказанного видно, что для увеличения инверсии населенностей на лазерных переходах и получения максимально большой мощности W лазерного излучения при заданной длине волны, т.е. создания оптимальных условий для генерации лазерного излучения, необходимо минимизировать роль процессов (13) и (14). Минимизация роли процессов (13) и (14) и получение больших значений мощности W на практике достигается путем подбора определенных значений диаметра газоразрядной трубки D при заданной длине трубки $L_{\text{тр}}$ ($W \sim 1/L_{\text{тр}}$), давления газа p и отношения концентраций $n_{\text{He}}/n_{\text{Ne}}$, а также силы тока разряда i_p . При малых D эффективно происходит диффузия возбужденных атомов Ne к стенкам трубки и тем самым уменьшается величина концентрации $n_{\text{Ne}}^{*\text{мет}}$ атомов Ne. Именно этим объясняется экспериментально установленная при малых D зависимость коэффициента усиления активной среды α_{ω} He-Ne-лазера от D : $\alpha_{\omega} \sim 1/D$. Однако, при этом, из-за малого поперечного размера газоразрядной трубки получаются малыми значения мощности W . С ростом D увеличивается W , однако в этом случае ухудшаются условия диффузии атомов неона к стенке трубки и начинает повышаться концентрация $n_{\text{Ne}}^{*\text{мет}}$ атомов Ne до некоторого уровня насыщения. При этом усиливается роль

процессов (13) и (14), уменьшается инверсия населенностей, и, в итоге, W начинает уменьшаться. Максимальному W соответствует некоторое оптимальное значение D . С ростом p при постоянном $n_{\text{He}}/n_{\text{Ne}}$ мощность W сначала увеличивается из-за увеличения общего числа атомов Ne, участвующих в генерации излучения. При больших p уменьшается средняя длина свободного пробега электронов, что приводит к уменьшению температуры электронов T_e и тем самым к уменьшению доли быстрых электронов \bar{e} и эффективности столкновительных процессов с участием электронов и, в итоге, к уменьшению инверсии населенностей для лазерных переходов и мощности W . Максимальному W опять соответствует некоторое оптимальное значение p . Эксперименты и теоретические анализы показали, что в оптимальных условиях остается неизменным произведение pD . Для случая He-Ne-лазера, генерирующего на длине волны $\lambda = 0.6328$ мкм, оптимальные условия (W максимально) достигаются при $pD \approx (3.5 \div 4.0)$ мм. рт. ст. · мм и $n_{\text{He}}/n_{\text{Ne}} = 5$.

С ростом тока i_p , как показывают экспериментальные исследования, линейно возрастает электронная концентрация n_e на оси разряда, а мощность излучения W достигает некоторого максимального значения и далее начинает уменьшаться. Такая зависимость W от i_p является специфической для He-Ne лазера и не наблюдается для других газовых лазеров. Эти экспериментальные результаты можно объяснить на основе следующих соображений.

В условиях тлеющего разряда ток i_p сравнительно мал, поэтому в плазме разряда мало выделяется энергии в виде джоулева тепла и соответственно не происходит сильного разогрева компонентов плазменного газа, т. е. при увеличении i_p не происходит заметного изменения температур

T_e и T_a и в целом структуры плазмы. В этих условиях естественной является линейная зависимость между i_p и n_e ($i_p \sim n_e$). Увеличение n_e и соответственно i_p происходит за счет увеличения числа электронов, приходящих от катода разряда (катод показан далее на рис.6). При увеличении n_e с ростом i_p становятся более интенсивными столкновительные процессы с участием электронов. Количественно интенсивность столкновительных процессов характеризуется числом результативных актов столкновений, происходящих за единицу времени в единичном объеме плазмы. Эту величину называют скоростью процесса G . Скорость процесса, в котором сталкиваются две разные частицы, пропорциональна произведению концентраций этих частиц. Скорости столкновительных процессов 2-5 на рис.3, за счет которых в основном происходит заселение в атоме неона верхних уровней лазерных переходов, согласно записям процессов (8), пропорциональны концентрациям атомов гелия и неона в основном состоянии и концентрации электронов n_e , т.е. для этих процессов $G \sim n_e$. Таким образом, с ростом n_e увеличиваются значения скоростей G для процессов 2-5. При больших значениях тока i_p и n_e начинает играть важную роль столкновительный процесс 1 на рис.3, который с учетом (8) и (14) схематически можно записать так:



Процесс (15) (удар I рода) существенно влияет на концентрацию $n_{\text{Ne}}^{*\text{мет}}$ атомов Ne - с ростом n_e концентрация $n_{\text{Ne}}^{*\text{мет}}$ возрастает. Далее концентрация $n_{\text{Ne}}^{*\text{мет}}$ атомов Ne проявляет себя в столкновительных процессах (14), в результате действия которых появляются возбужденные атомы Ne на нижних уровнях лазерных переходов. Совместно процессы (15) и (14) представляют собой двухступенчатый процесс возбуждения атомов

неона из основного состояния на нижние уровни лазерных переходов, соответствующие электронным конфигурациям $2p^5 3p$ и $2p^5 4p$. На каждом этапе возбуждения имеем $G \sim n_e$. В результате интенсивность двухступенчатого процесса возбуждения атомов Ne в целом оказывается пропорциональной квадрату электронной концентрации n_e . Из-за квадратичной зависимости интенсивности от n_e указанный двухступенчатый процесс, начиная с некоторого значения n_e , становится главным в возбуждении нижних уровней лазерных переходов. При больших значениях n_e , т.е. при больших значениях тока i_p , это приводит к сильному увеличению ($\sim n_e^2$) концентрации атомов неона на этих уровнях, что приводит к уменьшению инверсии населенностей для лазерных переходов и мощности W .

Уменьшению инверсии населенностей способствует также то обстоятельство, что с ростом i_p и соответственно n_e происходит насыщение концентраций атомов неона на верхних уровнях лазерных переходов. Это насыщение концентраций возбужденных атомов неона обусловлено насыщением с ростом i_p и n_e концентраций атомов гелия в метастабильных состояниях $1s2s\ ^3S_1$ и $1s2s\ ^1S_0$ из-за того, что при больших значениях электронной концентрации n_e начинают идти интенсивно процессы ионизации атомов гелия из метастабильных состояний согласно схемам (11), а также процессы столкновений с участием возбужденных атомов гелия, обратные по отношению к процессу (8) (удару I рода): $\text{He}^* + e \rightarrow \text{He}_0 + \bar{e}$ - в этом процессе столкновения атом гелия передает свою энергию возбуждения электрону и увеличивает его кинетическую энергию (такие столкновения часто называют ударами второго

рода и обозначают как удары II рода). Насыщение атомов гелия в метастабильных состояниях автоматически, согласно процессам (9) и (10), приводит к насыщению концентраций атомов неона в возбужденных состояниях $2p^5 4s$ и $2p^5 5s$.

Таким образом, с ростом тока i_p мощность W проходит через максимум. Этому максимальному W соответствует некоторый оптимальный ток i_p . Промышленные He-Ne лазеры (такой лазер используется в данной работе) обычно настроены на оптимальный ток i_p и максимальную мощность излучения W .

Примечание. В оптимальных условиях концентрация атомов неона $n_{\text{Ne}}^{\text{*мет}}$ в метастабильных состояниях может достигать больших значений и быть близка к концентрации атомов гелия в метастабильных состояниях $1s2s^3S_1$ или $1s2s^1S_0$. Атомы неона в этих состояниях, как и в рассмотренном выше случае для атомов гелия, легко ионизируются при столкновениях с электронами по схеме $\text{Ne}(2p^5 3s) + \bar{e} \rightarrow \text{Ne}^+ + e + e$ аналогично (11а,б). Эта ионизация атомов неона также не требует электрона \bar{e} с большой энергией и вносит заметный вклад в общую ионизацию атомов в плазме He-Ne лазера.

МОДУЛЯЦИЯ ЛАЗЕРНОГО ЛУЧА

При создании лазерных систем связи возникает проблема модуляции лазерного луча. Принцип действия часто используемых на практике модуляторов лазерного излучения основан на магнитооптическом эффекте Фарадея (поворот плоскости поляризации световой волны) или электрооптических эффектах Керра или Поккельса (двойное лучепреломление).

Эффект Фарадея (1846 г.).

При распространении линейно поляризованного света с длиной волны λ , прошедшего в среде путь ℓ вдоль магнитных силовых линий магнитного поля с магнитной индукцией \mathbf{B} , плоскость поляризации поворачивается на угол φ (см. § 95 в [2]):

$$\varphi = \rho \ell B, \quad (16)$$

где $B = |\mathbf{B}|$ – величина магнитной индукции; ρ – постоянная Верде ($\sim 10^2$ рад/(см·Тл) для жидких сред), которая зависит от рода и свойств вещества, длины волны излучения и температуры. Знак φ , т.е. направление поворота плоскости поляризации света, зависит от направления магнитной индукции \mathbf{B} . При смене направления магнитного поля на противоположное знак φ меняется на противоположный. Данный эффект наблюдается даже в оптически неактивных средах.

На рис.4 показана схема модулятора лазерного излучения, основанного на эффекте Фарадея. Поляризаторы 1 и 2 ориентированы под углом 45° ($\pi/4$ в радианах) друг к другу. Между поляризаторами имеется ячейка Фарадея, состоящая из среды, помещенной в магнитное поле соленоида, через который протекает переменный ток, в результате чего становятся переменными магнитная индукция \mathbf{B} в соленоиде и угол поворота φ . Тогда амплитуда E_ℓ напряженности электрического поля световой волны, прошедшей через поляризатор 2, равна

$$E_{\ell} = E_0 \cos(\pi/4 + \varphi), \quad (17)$$

где E_0 – амплитуда напряженности электрического поля падающей на среду волны, а угол φ задается в радианах. Интенсивность света I пропорциональна квадрату амплитуды напряженности, поэтому

$$I \sim E_{\ell}^2 = E_0^2 (1 + \sin 2\varphi) / 2, \quad (18)$$

и, следовательно, выходящий луч света из модулятора будет модулирован по интенсивности с частотой переменного тока, подводимого к показанной на рис.4 обмотке соленоида. В качестве среды, в которой распространяется свет, в ячейке Фарадея используется сероуглерод, бензол или вода.

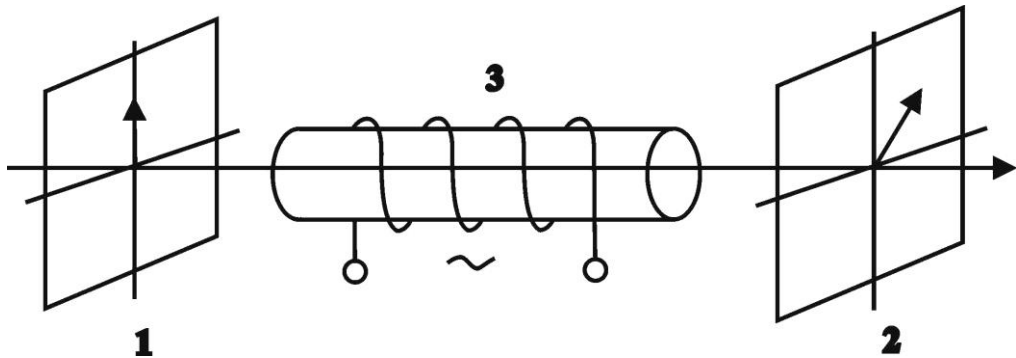


Рис.4. Модулятор на основе эффекта Фарадея
1,2 - поляризаторы, 3 – ячейка Фарадея

Эффект Керра (1875 г.).

На рис.5 изображена схема модулятора лазерного излучения, использующего эффект Керра (см. § 90 в [2]). Между скрещенными поляризаторами 1 и 2, оси которых (на рис.5 показаны стрелками) направлены под углом 45° к вертикальной оси, помещена ячейка Керра, представляющая собой кювету с жидкостью, например, с сероуглеродом. С помощью электродов (пластин плоского конденсатора) создается электрическое поле с напряженностью \mathbf{E} , направленной перпендикулярно к направлению распространения света. Под действием электрического поля происходит поляризация молекул среды. Тем самым создается анизотропия вещества с преимущественным направлением (оптической осью) вдоль

направления электрического поля, задаваемого направлением вектора \mathbf{E} . При прохождении света через жидкость возникает двойное лучепреломление как в обычном одноосном кристалле. В результате между обыкновенным лучом с показателем преломления n_o (луч линейно поляризован в направлении вектора напряженности электрического поля) и необыкновенным лучом с показателем преломления n_e (луч линейно поляризован в направлении, перпендикулярном вектору \mathbf{E}) появляется оптическая разность хода (см. формулу (90.2) в [2]):

$$\Delta = (n_e - n_o)\ell = \lambda B E^2 \ell, \quad (19)$$

где λ - длина волны света; ℓ - путь света в среде; $E = |\mathbf{E}|$ - величина напряженности электрического поля между электродами; B - постоянная Керра ($B=3.2 \cdot 10^{-7}$ СГСЭ-ед. для сероуглерода; на практике часто используется нитробензол с $B=2.2 \cdot 10^{-5}$ СГСЭ-ед). Из-за квадратичной зависимости Δ от E знак Δ не зависит от направления вектора \mathbf{E} .

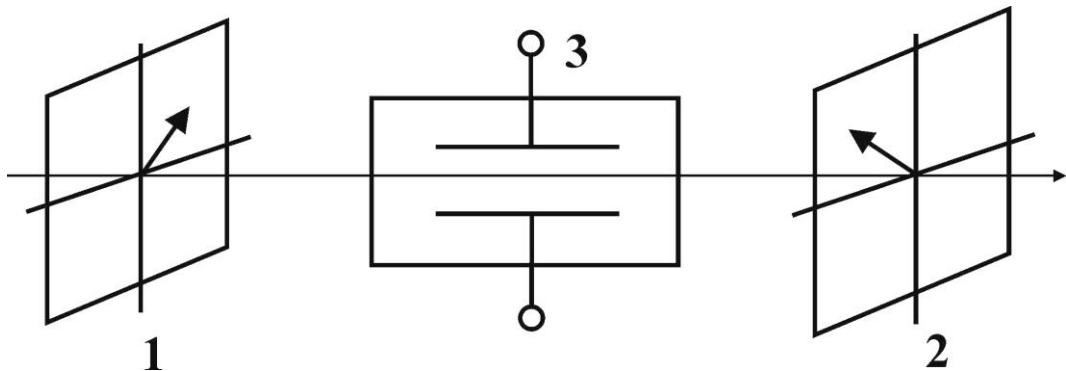


Рис.5. Модулятор на основе эффекта Керра
1,2 – поляризаторы, 3 – ячейка Керра

После прохождения ячейки Керра первоначально линейно поляризованный свет распространяется в виде эллиптически поляризованного, представляющего собой суперпозицию двух ортогонально поляризованных волн с разностью фаз $2\pi\Delta/\lambda$. Поляризатор 2 выделяет составляющую с линейной поляризацией вдоль оси поляризатора.

Окончательная интенсивность I прошедшего через поляризатор 2 света равна (см. формулу (79.5) в пункте 5 в § 79 в [2])

$$I = I_o \sin^2(\pi\Delta/\lambda), \quad (20)$$

где I_o есть интенсивность света, проходящего через ячейку Керра.

Очевидно, что модуляцию лазерного излучения в этом случае можно осуществлять, подавая переменный электрический сигнал на пластины конденсатора (электроды) ячейки Керра.

Эффект Погкельса (1894 г.).

Модулятор на основе электрооптического эффекта Погкельса по устройству и принципу действия похож на модулятор на основе эффекта Керра. Эффект Погкельса является линейным электрооптическим эффектом в отличие от квадратичного электрооптического эффекта Керра. Эффект Погкельса заключается в пропорциональном напряженности электрического поля изменении показателя преломления среды при воздействии на нее электрическим полем (см. § 91 в [2]). Таким свойством из кристаллов обладают только сегнетоэлектрики. Как следствие этого эффекта в кристалле появляется двойное лучепреломление или меняется его величина. Эффект Погкельса проявляется в прозрачных кристаллах, не имеющих центра симметрии. Наиболее широкое применение в модуляторах на основе эффекта Погкельса получили одноосные анизотропные кристаллы дигидрофосфат калия KN_2PO_4 (краткое обозначение KDP), дигидрофосфат аммония $\text{NH}_4\text{H}_2\text{PO}_4$ (краткое обозначение ADP), ниобат лития LiNbO_3 и другие сегнетоэлектрики, обладающие большой квадратичной нелинейностью по отношению к напряженности внешнего электрического поля и поэтому широко используемые в нелинейной оптике.

Схему модулятора на основе эффекта Погкельса можно представить, заменив на рис.5 ячейку Керра на ячейку Погкельса. Ячейка Погкельса содержит также два электрода, между которыми создается электрическое поле. В ячейке Погкельса между электродами вместо жидкости помещается

определенным образом ориентированный анизотропный кристалл. В зависимости от расположения электродов и ориентировки кристалла по отношению к электродам и по отношению к направлению распространения света говорят о поперечном или о продольном эффекте Поккельса. В одном из наиболее простых и часто используемом на практике вариантов модулятора на основе эффекта Поккельса электроды представляют собой пластины плоского конденсатора, ориентированные так, как показано на рис.5. Анизотропный одноосный кристалл ориентируется так, чтобы его оптическая ось была направлена перпендикулярно пластинам конденсатора, т.е. вдоль линии направления напряженности \mathbf{E} электрического поля конденсатора. При такой ориентировке кристалла двойное лучепреломление проходящего через кристалл света проявляется в максимальной мере. При этом свет распространяется в направлении, перпендикулярном оси кристалла и направлению электрического поля – в этом случае говорят о поперечном эффекте Поккельса. Рассматриваемый модулятор на основе эффекта Поккельса может быть назван модулятором на основе поперечного эффекта Поккельса.

В модуляторе на основе поперечного эффекта Поккельса линейно поляризованный свет от лазера после прохождения поляризатора 1 проходит далее через анизотропный кристалл в ячейке Поккельса и испытывает там при отсутствии внешнего электрического поля ($\mathbf{E}=0$) естественное двойное лучепреломление, которого при $\mathbf{E}=0$ не было в ячейке Керра. Между необыкновенным и обыкновенным лучами имеется оптическая разность хода $\Delta_{ect} = (n_e - n_o)\ell$ (ℓ - длина пути света в кристалле). Здесь разность показателей преломления $n_e - n_o$ обусловлена естественной анизотропией кристалла и не равна нулю даже при $\mathbf{E}=0$. Этим фактором ячейка Поккельса существенно отличается от ячейки Керра, в которой сама анизотропия среды (жидкости) создается внешним электрическим полем и согласно (19) $(n_e - n_o) \sim E^2$ и при $\mathbf{E}=0$ $n_e - n_o=0$. Далее свет, испытавший двойное

лучепреломление при прохождении кристалла в ячейке Погкельса, ведет себя точно так же, как после прохождения ячейки Керра. После поляризатора 2 происходит интерференция двух световых волн, результат которой определяется значением Δ_{est} .

При наложении электрического поля на кристалл ($\mathbf{E} \neq 0$), согласно эффекту Погкельса, происходит некоторое небольшое изменение показателей преломления n_e и n_o , пропорциональное напряженности электрического поля, в результате чего в дополнение к оптической разности хода Δ_{est} появляется дополнительная оптическая разность хода Δ_E , задаваемая формулой (см. формулу (10.13) в [4])

$$\Delta_E = n_o^3 r \ell E, \quad (21)$$

где n_o - показатель преломления для обыкновенного луча при $E=0$, r - электрооптическая константа ($r \sim 10^{-7}$ см·В⁻¹). Из-за линейной зависимости Δ от величины напряженности E знак Δ зависит от направления напряженности \mathbf{E} . При смене направления электрического поля на противоположное знак Δ меняется на противоположный. При подаче переменного электрического сигнала на пластины (электроды) ячейки Погкельса происходит модуляция величины Δ_E и тем самым модуляция интенсивности лазерного излучения.

Схему модулятора на основе продольного эффекта Погкельса можно представить, повернув ячейку Погкельса в модуляторе на основе поперечного эффекта Погкельса на 90°. Луч света становится перпендикулярным к поверхности пластин конденсатора, в которых должны быть окна для пропускания света. Свет при этом проходит вдоль оптической оси анизотропного кристалла и поэтому не испытывает естественного двойного лучепреломления при $\mathbf{E}=0$. При $\mathbf{E}=0$ оптическая разность хода $\Delta_{est}=0$. Двойное лучепреломление возникает только при наложении

электрического поля на кристалл, при этом оптическая разность хода Δ совпадает с оптической разностью хода Δ_E , описываемая формулой (21). При подаче переменного электрического сигнала на электроды ячейки Поккельса происходит модуляция величины Δ_E и тем самым модуляция интенсивности лазерного излучения.

Важным свойством модуляторов на основе эффекта Поккельса является их малая инерционность, позволяющая осуществлять модуляцию лазерного излучения до частот порядка 10^{13} Гц. Кроме того, из-за линейной зависимости оптической разности хода Δ_E от напряженности электрического поля нелинейные искажения при модуляции света сравнительно невелики.

ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ

В работе используется промышленный гелий-неоновый лазер непрерывного действия с мощностью 10 мВт. Типичная принципиальная схема гелий-неонового лазера показана на рис.6. Основной частью лазера является газоразрядная трубка длиной 25 см, в которой между анодом A в виде полого цилиндра (для лучшего улавливания поступающих сюда электронов) и катодом K (подогреваемом в данном случае) зажигается тлеющий электрический газовый разряд в смеси газа из неона и гелия. На рис.6 показан случай, когда трубка закрыта плоскими окнами (обычно их делают из стекла или кварца), прозрачными для лазерного излучения и расположенными под углом Брюстера к излучению, распространяющегося вдоль оси трубки. При наличии окон под углом Брюстера световое излучение, поляризованное в плоскости, проходящей через ось резонатора и нормаль к плоскости окон, т.е. в плоскости рис.6, испытывает минимальные потери на отражение при прохождении через окна, и именно это излучение становится лазерным излучением. Излучение с линейной поляризацией, перпендикулярной к плоскости рис.6, отражается от окон под большим углом к оси резонатора и выходит из газоразрядной трубки, тем самым не участвуя в формировании лазерного излучения. В итоге, выходящее из лазера излучение, оказывается линейно поляризованным в этой плоскости. Таким образом, окна газоразрядной трубки играют двойную роль: они обеспечивают линейную поляризацию лазерного пучка и исключают потери энергии при прохождении света из трубки к зеркалам резонатора и обратно. Зеркала резонатора могут быть либо плоскими (как в интерферометре Фабри-Перо), либо сферическими (рис.6), с радиусом кривизны, значительно превышающим длину резонатора, с многослойным диэлектрическим покрытием для получения большого коэффициента отражения света. Для газовых лазеров часто используют сферические зеркала.

Газоразрядная трубка питается постоянным напряжением 1500 В. Газоразрядный ток $i_p = 25$ мА. Поджиг газового разряда осуществляется с помощью поджигающего электрода, на который в момент включения лазера подается по отношению к катоду высоковольтный высокочастотный маломощный поджигающий импульс для создания начальной ионизации газа в трубке.

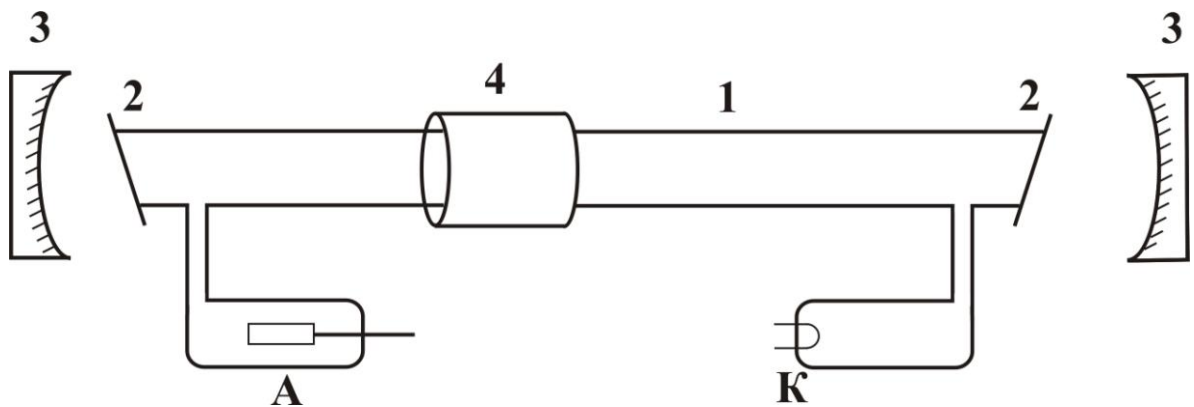


Рис. 6. Устройство гелий-неонового лазера. 1- газоразрядная трубка; 2- окна Брюстера; 3- зеркала оптического резонатора; 4 – поджигающий электрод.

В экспериментальную установку (рис.7) входит He-Ne-лазер, лазерный модулятор (ЛМ), приемник лазерного излучения (фотоэлемент – Ф) и осциллограф (ОС).

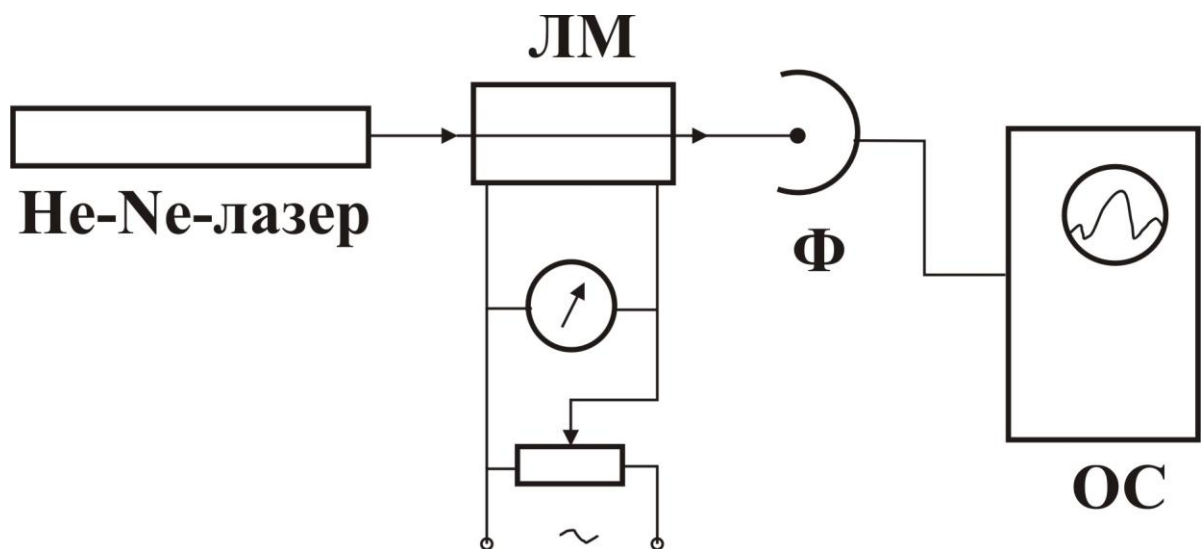


Рис.7. Экспериментальная установка

Дополнительными элементами установки являются смонтированные на стойках поворотная призма для поворота лазерного луча света на 90° , экран для измерения диаметра лазерного луча света и поворотный поляризатор. Поворотная призма и экран используются для измерения угла расходимости лазерного излучения. Поворотный поляризатор позволяет измерить поляризацию лазерного излучения.

ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

1) Изучение лазерного модулятора (ЛМ на рис.7).

Применяемый в работе лазерный модулятор ЛМ-4 основан на поперечном эффекте Поккельса. Управляется модулятор путем подачи на него переменного напряжения с амплитудой U_o , регулируемой по величине с помощью потенциометра. Вольтметр показывает значения эффективного напряжения $U_{эфф}=U_o/\sqrt{2}$ в вольтах. В зависимости от величины напряжения U_o меняется глубина модуляции лазерного излучения. Требуется построить график этой зависимости. Для этого следует:

- а) подключить блок питания лазера к сети. При этом наблюдается появление лазерного излучения на длине волны $\lambda=0.6328$ мкм;
- б) включить осциллограф в сеть (осциллограф работает в режиме измерения постоянного напряжения). Подключить к сети блок питания фотоэлемента и модулятора, включить тумблером питание фотоэлемента и модулятора;
- в) подать на модулятор напряжение с амплитудой $U_o=15$ В и убедиться по сигналу на экране осциллографа в наличии модуляции. На экране осциллографа должна наблюдаться картина, показанная на рис.8;
- г) изменять амплитуду напряжения U_o на модуляторе в диапазоне 0÷40 В через 5 В и каждый раз замерять глубину модуляции M , вычисляя ее по формуле:

$$M = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}.$$

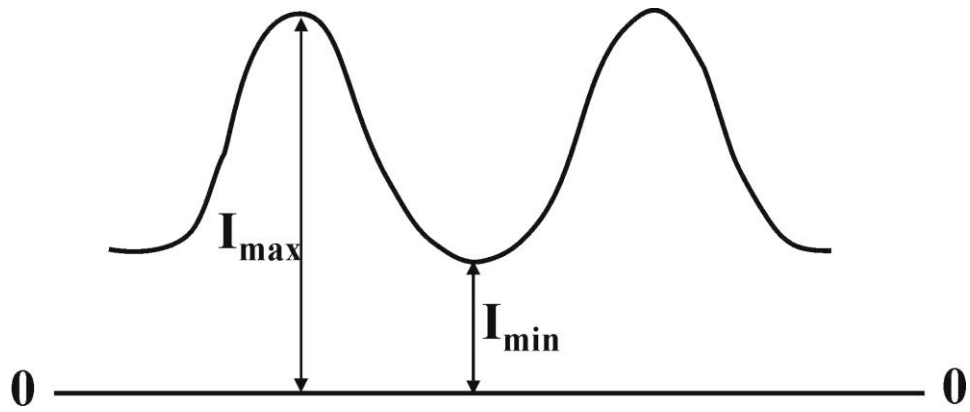


Рис.8.

Нулевая линия определяется по положению луча на экране осциллографа при перекрытом лазерном луче. Для получения наглядной картины модуляции интенсивности лазерного излучения модулятор настроен так, чтобы при нулевом напряжении он показывал некоторый неравный нулю сигнал $I_o = (I_{\max} + I_{\min})/2$. Построить график зависимости M от амплитуды переменного напряжения U_o .

2) Измерение угловой расходимости лазерного излучения:

- а) установить на пути лазерного луча света вблизи выходного окна лазера поворотную призму и направить луч на экран, расположенный от выходного окна лазера на расстоянии $L_{\text{экран}}$, которое составляет примерно 3м.
- б) измерить диаметр пятна $d_{\text{экран}}$ лазерного излучения на экране и в угол расходимости φ лазерного излучения как угол между центральным и периферическим лучами лазерного излучения по формуле $\varphi \approx d_{\text{экран}} / (2L_{\text{экран}})$. Для строгого нахождения угла φ необходимо измерить диаметр пятна на двух расстояниях L_1 и L_2 ($L_1 < L_2$; $L_2 - L_1 \approx 1$ м) от выходного окна лазера и рассчитать $\text{tg} \varphi$ по формуле $\text{tg} \varphi = (d_2 - d_1) / 2(L_2 - L_1)$, где диаметр d_1 соответствует расстоянию L_1 , а диаметр d_2 соответствует расстоянию L_2 – величины

d_2 и L_2 целесообразно отождествить с величинами $d_{\text{экран}}$ и $L_{\text{экран}}$ предыдущего пункта. При каких условиях непосредственно из приведенной формулы для $tg\varphi$ может быть получена приближенная формула для φ ?

- в) измерить диаметр d лазерного излучения на выходе из лазера, и рассчитать теоретическое значение угла расходимости $\varphi_{\text{дифр}}$ лазерного излучения, предполагая, что расходимость является дифракционной от круглого отверстия: $\varphi_{\text{дифр}} \approx 0.61 \cdot 2\lambda/d = 1.22\lambda/d$ (см. формулу (45.6) и таблицу 5 в [2]; см. формулу (6.28) в [3]),
- г) сопоставьте рассчитанный в пункте в) дифракционный угол расходимости $\varphi_{\text{дифр}}$ с экспериментальным углом расходимости согласно пункту б). Какой из этих углов должен быть наименьшим при очень точном измерении диаметра d ? Можно ли считать, что экспериментально наблюдаемая расходимость лазерного излучения обусловлена только дифракцией света на выходном отверстии лазера?

3. Изучение поляризации лазерного луча:

- а) на оптическую скамью на пути луча света после модулятора установить поворотный поляроид. Подайте на модулятор переменное напряжение с минимальной амплитудой U_0 . После модулятора лазерное излучение должно быть линейно поляризованным. Поворачивая поляризатор при помощи рукоятки, убедитесь в этом, наблюдая интенсивность сигнала на экране осциллографа или яркость пятна света на экране, помещенном перед фотоэлементом. Доказательством линейной поляризации света является наличие двух положений поляроида (положений рукоятки поляроида), при которых интенсивность излучения является максимальной и минимальной. Укажите в отчете о проделанной работе найденные положения поляризатора,

б) установите поворотный поляроид на оптической скамье перед выходным окном лазера, а за ним экран. Поворачивая рукоятку поляризатора выясните, какой поляризацией обладает излучение, выходящее из лазера. Исходя из полученной поляризации скажите как, по вашему мнению, устроена газоразрядная трубка лазера: содержит ли она в качестве выходных окон окна Брюстера или нет (оба варианта используются на практике).

4. Атом He в основном состоянии имеет электронную конфигурацию $1s^2$. Атом Ne в основном состоянии имеет электронную конфигурацию $1s^2 2s^2 2p^6$. Запишите электронные конфигурации основного состояния других атомов инертных газов: аргона, криптона и ксенона.

5. Процесс резонансной передачи энергии от возбужденных на метастабильные уровни атомов гелия к невозбужденным атомам неона особенно эффективен, когда разница ΔE между энергиями уровней взаимодействующих атомов не превышает энергию теплового движения атомов, т.е. когда $\Delta E \leq kT_a$. Оцените энергию kT_a при $T_a=400\text{ K}$ и сопоставьте ее с возможными значениями энергии ΔE . Для оценки энергии ΔE воспользуйтесь значениями энергии уровней атомов, приведенных на рис.3. Выполняется ли соотношение $\Delta E \leq kT_a$?

6. В случае вынужденного излучения возбужденного атома рождается фотон, являющийся точной копией воздействующих на атом начальных фотонов. В частности, рождающийся фотон имеет ту же поляризацию, что и начальные фотоны. Что понимается под поляризацией рождающегося фотона с точки зрения квантовых представлений? Что понимается под поляризацией классической электромагнитной волны? Как связана поляризация фотона как частицы электромагнитной волны с поляризацией электромагнитной волны в классическом понимании? Для справки см. § 37 (Эффект Садовского и спин фотона) в [5].

ЛИТЕРАТУРА

1. Матвеев А.Н. Атомная физика: Учеб. Пособие для студентов вузов. - М.: Высш. шк., 1989. – 439 с.
2. Сивухин Д.В. Общий курс физики. Учеб. пособие: Для вузов. В 5 т. Т.IV. Оптика. – 3-е изд., стереот. - М.: ФИЗМАТЛИТ; Изд-во МФТИ, 2002. – 792 с.
3. Бутиков Е.И. Оптика: Учеб. пособие для вузов. – М.: Высш. шк., 1986. – 512 с.; 2-е изд., перераб и доп. – СПб.: Невский Диалект; БХВ-Петербург, 2003. – 480 с.
4. Рябцев Н.Г. Материалы квантовой электроники. Допущено Министерством высшего и среднего специального образования СССР в качестве учебного пособия для студентов высших технических учебных заведений. – М.: Советское радио, 1972. – 384 с.
5. Сивухин Д.В. Общий курс физики. Атомная и ядерная физика. Учеб пособие. В 2-х ч. Ч.I. Атомная физика. – М.: Наука, 1986. – 416 с.; Общий курс физики. Учеб. пособие: Для вузов. В 5 т. Т.V. Атомная и ядерная физика. – 2-е изд., стереот. - М.: ФИЗМАТЛИТ; Изд-во МФТИ, 2002. – 784 с.
6. Матвеев А.Н. Оптика: Учеб. пособие для физ. спец. вузов. - М.: Высшая школа. - 1985. - 351 с.

ПРИЛОЖЕНИЕ I

В данном приложении говорится о первых годах становления квантовой теории излучения и об особенностях конкретизации коэффициентов $B^{вын}$ и $B^{погл}$ в формулах (2) и (3).

Основные механизмы взаимодействия света с атомами были рассмотрены Эйнштейном в 1916 г. в рамках разрабатываемой им в 1916-1917 гг. квантовой теории излучения, в рамках которой свет полагался состоящим из локализованных и движущихся в пространстве отдельных частичек – неделимых квантов света с энергией $\varepsilon = h \nu = \hbar \omega$ и импульсом, задаваемым по величине отношением $\varepsilon/c = \hbar \omega/c$. Впервые кванты света были введены Эйнштейном еще в 1905 г. при рассмотрении фотоэлектрического эффекта; позднее, в 1926 г., они были названы фотонами (от греческого *phōs*, род, падеж *phōtos* - свет) американским физиком и химиком Льюисом. Здесь уместно отметить, что это были первые годы становления квантовой физики атома и квантовой физики света в её современном понимании. В 1911 г. Э. Резерфорд предложил планетарную модель атома. В 1913 г. Н. Бор на основе данных о спектрах атомов и квантовых идей Планка предположил существование у атома стационарных состояний (1-ый постулат), которым соответствуют дискретные значения энергии $E_1, E_2, E_3, \dots, E_n, \dots$ (энергия E_1 соответствует основному, т.е. невозбужденному состоянию атома). Планк в 1900 г. впервые высказал квантовые идеи при рассмотрении взаимодействия излучения с веществом. Он предположил, что обмен энергией между излучением и веществом происходит в виде квантов энергии $\varepsilon = \hbar \omega$, где ω - частота излучения, \hbar - постоянная Планка, и тем самым стал родоначальником современной квантовой теории. Следуя Планку, Бор полагал, что при переходе атома из стационарного состояния с энергией E_n в стационарное состояние с энергией E_m ($E_n > E_m$) рождается излучение

с частотой $\omega_{nm} = \frac{(E_n - E_m)}{\hbar}$ (2-ой постулат Бора). Следует отметить, что физикам в то время было не ясно, что происходит в атоме при переходе его из одного стационарного состояния в другое. В эти годы было много известных физиков (Планк и другие), которые скептически относились к понятию кванта света, так как было не понятно, как корпускулярную структуру света согласовать с волновыми свойствами света, которые проявлялись в интерференции и дифракции света. В числе этих физиков был сам Бор, который до 1925 г. ставил под сомнение гипотезу Эйнштейна о световых квантах и при формулировке 2-го постулата не использовал понятия кванта света. В этих условиях Эйнштейн, отстаивая свои взгляды на физику света и развивая теорию излучения, в которой электромагнитное излучение (свет) представлялось в виде потока квантов света - своеобразных элементарных частиц, обладающих определенной энергией и определенным импульсом, впервые совместно рассмотрел разные механизмы взаимодействия света с атомами и количественно их описал. Он полагал, что изменение состояния и, соответственно, энергии атома происходит в атоме квантово - скачкообразно, скачкообразно также рождается или поглощается квант света (фотон) с энергией $\hbar\omega_{nm} = E_n - E_m$.

Из трех процессов рождения и поглощения фотонов, рассмотренных в части "Принцип работы лазера", наибольшие сложности возникают при записи чисел переходов dZ_{21}^{6blH} для вынужденного излучения и dZ_{12} для поглощения. Для понимания особенностей записи этих чисел для случая лазера рассмотрим подробно записи чисел переходов для упомянутых в части "Принцип работы лазера" двух важных предельных случаев задания электромагнитного излучения, с которым взаимодействуют атомы при вынужденном излучении и при поглощении. В первом случае полагается, что электромагнитное излучение является непрерывным по частоте (сплошным), т.е. содержит фотоны с разными частотами ω . Характеристикой такого

излучения является спектральная плотность энергии $\rho(\omega)$, которая показывает, сколько энергии поля излучения заключено в единичном объеме в расчете на единичный интервал частот, включающий данную частоту ω .

Спектральная плотность энергии $\rho(\omega)$ задается таким образом, чтобы

$$\int_0^{\infty} \rho(\omega) d\omega = \rho_0, \text{ где } \rho_0 \text{ есть полная плотность поля излучения - энергия,}$$

заклученная в единице объема (величины $\rho(\omega)$ и ρ_0 надо различать, так как они имеют разную размерность). Именно этот случай имел в виду в 1916 г. Эйнштейн, поскольку он предполагал при рассмотрении взаимодействия атомов с равновесным полем излучения заменить в общем виде введенную спектральную плотность энергии $\rho(\omega)$ на имеющую такую же размерность равновесную хорошо известную планковскую спектральную плотность энергии

$$\rho_{пл}(\omega_{21}, T) = \frac{\hbar \omega_{21}^3}{\pi^2 c^3} \frac{1}{\exp\left[\frac{\hbar \omega_{21}}{kT}\right] - 1}. \quad (I.1)$$

Для рассматриваемого первого случая общее число вынужденных переходов принято записывать в виде

$$dZ_{21}^{6blH} = B_{21} \rho(\omega_{21}) N_2 dt, \quad (I.2)$$

где согласно (2) положено $B^{6blH} = B_{21}$ и $\rho = \rho(\omega_{21})$.

При записи формулы (I.2) Эйнштейн, как и при записи формулы (1) для спонтанного излучения, сделал предположение, что число вынужденных переходов dZ_{21}^{6blH} за время dt пропорционально опять числу возбужденных атомов N_2 , способных участвовать в вынужденном переходе, а также пропорционально спектральной плотности энергии $\rho(\omega)$, взятой при определенной частоте $\omega = \omega_{21}$. Предположение о пропорциональности

dZ_{21}^{6blH} количеству атомов N_2 в случае достаточно разреженного газа является естественным, поскольку в этих условиях вынужденные переходы в отдельных атомах можно рассматривать как независимые. Величину B_{21} Эйнштейн рассматривал как константу, зависящую только от индексов состояний атома. Константу вынужденного перехода B_{21} называют коэффициентом Эйнштейна для вынужденного излучения. Величина $B_{21}\rho(\omega_{21})$ в формуле (I.2) аналогична величине A_{21} в формуле (1), имеет ту же размерность и её часто называют вероятностью вынужденного перехода за единицу времени. В формуле (I.2) непосредственно не учитывается немонахроматичность спектрального перехода, которая при вынужденном излучении проявляется в рождении фотонов с разной энергией $\hbar\omega$, в среднем равной энергии $\hbar\omega_{21}$. Рождение фотонов с разной энергией учитывается в числе переходов dZ_{21}^{6blH} в (I.2) суммарно, поэтому коэффициент Эйнштейна B_{21} имеет смысл интегрального коэффициента для вынужденного излучения. Строго говоря, простая связь общего числа переходов dZ_{21}^{6blH} с определенной спектральной плотностью $\rho(\omega_{21})$ согласно формуле (I.2) возможна лишь в случае узкого спектрального перехода в атоме. Узким спектральным переходом является такой переход, когда рождающиеся фотоны имеют частоты, практически лежащие в пределах сравнительно узкого диапазона частот $\Delta\omega \ll \omega_{21}$, для которого частота ω_{21} является центральной. В этом случае спектральную плотность энергии $\rho(\omega)$, которая в общем случае может сильно изменяться с изменением частоты, можно положить равной $\rho(\omega_{21})$.

Во втором случае полагается, что электромагнитное излучение является монохроматическим, т.е. содержит фотоны с одной определенной частотой ω . Характеристикой такого излучения является плотность энергии

ρ_ω , которая показывает, сколько энергии поля излучения заключено в единичном объеме на данной частоте ω . Этот случай Эйнштейн не рассматривал. Однако он имеет большое практическое значение, например, для физики газовых лазеров, главное предназначение которых заключается как раз в генерации мощного узконаправленного монохроматического излучения. Для этого случая при записи выражения для числа вынужденных переходов dZ_{21}^{6blH} следует сразу учесть немонохроматичность спектрального перехода, так как для монохроматического излучения даже узкий спектральный переход в указанном выше смысле ($\Delta\omega \ll \omega_{21}$) следует рассматривать как очень широкий. При учете немонохроматичности спектрального перехода результат взаимодействия - конкретно число вынужденных переходов dZ_{21}^{6blH} , будет теперь зависеть от значения частоты ω (точнее от разности частот $\omega - \omega_{21}$) при постоянном значении плотности ρ_ω . С учетом сказанного выражение (2) следует представить в виде

$$dZ_{21}^{6blH} = B_{21}(\omega)\rho_\omega N_2 dt, \quad (I.3)$$

где положено $B^{6blH} = B_{21}(\omega)$ и $\rho = \rho_\omega$.

В формуле (I.3) величина $B_{21}(\omega)\rho_\omega$ аналогична величине $B_{21}\rho(\omega_{21})$ в формуле (I.2), имеет ту же размерность (1/с) и может быть также названа вероятностью вынужденного перехода (за единицу времени). Однако здесь имеются заметные отличия: плотности ρ_ω и $\rho(\omega_{21})$ имеют разные размерности, соответственно разную размерность имеют также коэффициенты $B_{21}(\omega)$ и B_{21} . В формуле (I.3) через коэффициент $B_{21}(\omega)$ учитывается немонохроматичность спектрального перехода, поэтому он зависит от частоты. Коэффициент $B_{21}(\omega)$, который Эйнштейн непосредственно не вводил и который в литературе часто путают с

интегральным коэффициентом B_{21} , называют спектральным коэффициентом Эйнштейна для вынужденного излучения.

Таким же образом можно записать числа переходов dZ_{12} для поглощения фотонов. В первом случае аналогично (I.2) общее число актов поглощения принято записывать в виде

$$dZ_{12} = B_{12}\rho(\omega_{21})N_1dt, \quad (I.4)$$

где согласно (3) положено $B^{ногл} = B_{21}$ и $\rho = \rho(\omega_{21})$.

Константу поглощательного перехода B_{12} называют коэффициентом Эйнштейна для поглощения. Величину $B_{12}\rho(\omega_{21})$ в (I.4), аналогичную по смыслу и размерности (1/с) величине $B_{12}\rho(\omega_{21})$ в формуле (I.2), часто называют вероятностью поглощения (за единицу времени). В формуле (I.4) опять непосредственно не учитывается немонахроматичность спектрального перехода, которая проявляется в возможности поглощения фотонов с разной энергией $\hbar\omega$, в среднем равной энергии $\hbar\omega_{21}$. Поглощение фотонов с разной энергией учитывается в числе переходов $dZ_{12}^{облн}$ в (I.4) суммарно, поэтому коэффициент Эйнштейна B_{12} имеет смысл интегрального коэффициента для поглощения, что, как было сказано выше, справедливо для случая узкого спектрального перехода.

Во втором случае, аналогично (I.3), общее число вынужденных переходов принято записывать в виде

$$dZ_{12} = B_{12}(\omega)\rho_{\omega}N_1dt, \quad (I.5)$$

где согласно (3) положено $B_{ногл} = B_{12}(\omega)$ и $\rho = \rho_{\omega}$.

ПРИЛОЖЕНИЕ II

В своих работах в 1916-1917 гг. Эйнштейн не только ввел коэффициенты для количественного описания процессов излучения и поглощения атомами фотонов, но также установил связь между коэффициентами. По Эйнштейну связь между коэффициентами A_{21} , B_{12} и B_{21} можно получить на основе следующих рассуждений. В условиях термодинамического равновесия процессы излучения и поглощения должны количественно уравниваться друг друга (говорят о справедливости принципа детального равновесия в условиях термодинамического равновесия). Согласно принципу детального равновесия можно записать следующее равенство для чисел переходов dZ_{21}^{cn} , dZ_{12}^{6blH} и dZ_{12} (см. выражения (1), (I.2) и (I.4)):

$$dZ_{21}^{cn} + dZ_{12}^{6blH} = dZ_{12}. \quad (\text{II.1})$$

Согласно (II.1) общее число излучательных переходов в виде суммы чисел для спонтанного и вынужденного переходов уравнивается числом поглощательных переходов. При использовании выражений (1), (I.2) и (I.4) с заменой чисел атомов N_2 и N_1 на концентрации атомов n_2 и n_1 имеем следующее уравнение, включающее в себя интегральные коэффициенты Эйнштейна A_{21} , B_{21} и B_{12} :

$$A_{21}n_2 + B_{21}\rho(\omega_{21})n_2 = B_{12}\rho(\omega_{21})n_1. \quad (\text{II.2})$$

Далее для установления связи между коэффициентами A_{21} , B_{21} и B_{12} разрешают уравнение (II.2) по отношению к $\rho(\omega_{21})$ и сопоставляют спектральную плотность $\rho(\omega_{21})$ с равновесной планковской спектральной плотностью $\rho_{пл}(\omega_{21}, T)$ обычно в предположении, что спектральные переходы в атоме являются узкими (по существу это предположение уже делается при записи соотношения (II.2)), т.е. в пределах переходов в атоме частота ω полагается очень близкой к характерной частоте переходов

$\omega_{21} = \frac{(E_2 - E_1)}{\hbar}$, а энергия светового кванта $\hbar\omega$ очень близкой к энергии

$\hbar\omega_{21}$:

$$\rho(\omega_{21}) = (A_{21}/B_{21}) / [(n_1/n_2)(B_{12}/B_{21}) - 1], \quad (\text{II.3})$$

$$\rho(\omega_{21}) = (A_{21}/B_{21}) / \{[\exp[\hbar\omega_{21}/(kT)](g_1 B_{12}/(g_2 B_{21})) - 1]\}, \quad (\text{II.4})$$

$$\rho_{\text{пл}}(\omega_{21}, T) = \frac{\hbar\omega_{21}^3}{\pi^2 c^3} \frac{1}{\exp\left[\frac{\hbar\omega_{21}}{kT}\right] - 1}. \quad (\text{II.5})$$

Выражение (II.3) непосредственно получается из уравнения (II.2).
Выражение (II.4) получено из (II.3) при использовании закона Больцмана (см. часть "Принцип работы лазера") при замене разности энергий $E_2 - E_1$ величиной $\hbar\omega_{21}$:

$$n_2/n_1 = (g_2/g_1) \exp\{-(E_2 - E_1)/kT\} = (g_2/g_1) \exp[-\hbar\omega/kT].$$

Выражение (II.5) получается из (I.1) при замене частоты ω частотой ω_{21} .
Выражения (II.4) и (II.5) имеют схожую структуру. Выражение (II.4) переходит в выражение (II.5), что должно быть в условиях термодинамического равновесия, если в (II.4) положить:

$$A_{21} = \frac{\hbar\omega_{21}^3}{\pi^2 c^3} B_{21}, \quad (\text{II.6})$$

$$B_{12}g_1 = B_{21}g_2. \quad (\text{II.7})$$

Выражения (II.6) и (II.7) показывают взаимосвязь интегральных коэффициентов Эйнштейна. В условиях термодинамического равновесия принцип детального равновесия справедлив также для чисел переходов, записанных для любого бесконечно малого интервала частот $d\omega$ в пределах уширенных переходов в атоме, но теперь уже с использованием

спектральных коэффициентов Эйнштейна $A_{21}(\omega)$, $B_{21}(\omega)$ и $B_{12}(\omega)$, связанных через профиль уширения $P(\omega)$ (см. часть "Принцип работы лазера") с интегральными коэффициентами Эйнштейна соотношениями: $A_{21}(\omega) = A_{21}P(\omega)$, $B_{21}(\omega) = B_{21}P(\omega)$ и $B_{12}(\omega) = B_{12}P(\omega)$. В этом случае для узкого перехода в атоме справедливы будут уравнение (II.2) и выражения (II.3) и (II.4) с заменой интегральных коэффициентов Эйнштейна A_{21} , B_{21} и B_{12} на спектральные коэффициенты Эйнштейна $A_{21}(\omega)$, $B_{21}(\omega)$ и $B_{12}(\omega)$. Сравнение теперь выражений (II.4) и (II.5) при замене в (II.4) отношений A_{21}/B_{21} и $g_1 B_{12}/(g_2 B_{21})$ отношениями $A_{21}(\omega)/B_{21}(\omega)$ и $g_1 B_{12}(\omega)/(g_2 B_{21}(\omega))$ приводит к взаимосвязи спектральных коэффициентов $A_{21}(\omega)$, $B_{21}(\omega)$ и $B_{12}(\omega)$, аналогичной связи интегральных коэффициентов согласно соотношениям (II.6) и (II.7):

$$A_{21}(\omega) = \frac{\hbar \omega_{21}^3}{\pi^2 c^3} B_{21}(\omega), \quad (\text{II.8})$$

$$B_{12}(\omega) g_1 = B_{21}(\omega) g_2. \quad (\text{II.9})$$