

Министерство образования и науки Российской Федерации

КАЗАНСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ ТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ
им. А. Н. ТУПОЛЕВА

Кафедра Радиоэлектронных и квантовых устройств

Руководство к лабораторной работе №506

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОПЕДЕЛЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТОВ
ЭЙНШТЕЙНА ДЛЯ ЛАЗЕРНЫХ УРОВНЕЙ ХРОМА В РУБИНЕ

Составил: асс. Вайсфельд М.П.

Проверил:
Зав. кафедрой, д.т.н. Г.И.Ильин

КАЗАНЬ 2013

Известно, что действие квантовых приборов, таких как квантовые генераторы света (лазеры), квантовые усилители (мазеры) и др. основано на использовании процессов вынужденного (индуцированного) излучения в системе возбужденных атомов (ионов, молекул...). Наряду с этими процессами важную роль в работе квантовых приборов играют также процессы вынужденного поглощения и спонтанного излучения. Для расчета лазеров необходимо знание вероятностей процессов всех трех типов. Эти вероятности связаны между собой посредством т.н. коэффициентов Эйнштейна и могут быть найдены теоретически (в случаях, когда удастся с достаточной точностью рассчитаны энергетический спектр атомов) и (или) определены экспериментально.

Нашей задачей является изучение взаимосвязи, существующей между вероятностями процессов трех вышеупомянутых типов, вывод условия генерации лазера, практическое определение коэффициентов Эйнштейна на примере ионов хрома в рубине, а также расчет некоторых величин, характеризующих рубиновый лазер.

Связь между искомыми вероятностями впервые была установлена Эйнштейном в 1917 году при рассмотрении проблемы излучения абсолютно черного тела. Данная проблема сыграла в начале XX века выдающуюся роль в ставлении квантовой механики, т.к. на ее примере со всей очевидностью выявилась ограниченность представлений классической физики и доказана необходимость введения новых квантовых представлений.

В физике под абсолютно черным телом понимают тело, полностью поглощающее все, падающее на него внешнее излучение. Иными словами, поглощательная способность такого тела (отношение энергии, поглощаемой телом, к полной энергии падающего излучения) равно единице. Такое тело можно представить как достаточных размеров полость (духовку), в стенке которой имеется отверстие. В результате многократного отражения от стенок (см. рис.1) излучение проникшее в полость извне через отверстие, почти полностью поглощается.



рис.1.

Поэтому для внешнего наблюдения это отверстие будет казаться черным (пример: зрачки глаз). Нагретые до температуры T стенки полости обмениваются энергией в форме теплового излучения, так что внутри полости существует поле излучения. Это электромагнитное поле можно охарактеризовать, измеряя плотность его энергии:

$$U = \int_0^{\infty} p(V) dV \quad (1)$$

которая в случае равновесия одинакова во всех точках внутри полости $(p(V)dV)$ - плотность энергии тех спектральных компонентов, частота которых лежит в пределах $V \rightarrow V+dV$. Излучение, выходящее через отверстие наружу, и есть излучение черного тела: оно характеризуется той же самой функцией спектрального распределения, $p(V)$, что и излучение внутри полости. Теоретический расчет этой функции и составляет сущность проблемы излучения черного тела.

Согласно теории Кирхгофа (1959) отношение поглотительной способности тела (в данном случае 1) к его излучательной способности зависит только от температуры тела, но не от его природы, в противном случае равновесное излучение не могло бы существовать там, где есть различные вещества. Это означает, что излучение абсолютного черного тела зависит только от его температуры, а не от конкретного механизма излучения. Поэтому, для расчетов можно выбрать простейшую модель излучающего тела - представить его как совокупность гармонических осцилляторов (электрических колебаний, колеблющихся с собственной частотой)

Тогда в рамках классической электродинамики можно показать, что:

$$P(V) = \frac{8 \pi V^2}{c^3} \bar{E} = \frac{8 \pi V^2}{c^3} kT \quad (2)$$

-закон Релея-Джинса. Здесь $\bar{E}$ - средняя энергия осциллятора, $K=1,38 \cdot 10^{-16}$ [эрг/град] - постоянная Больцмана, c - скорость света. В области малых частот V -закон согласуется хорошо с опытом (см. рис. 2), а в области больших V -расходится. Это расхождение не удалось преодолеть в рамках классической физики.

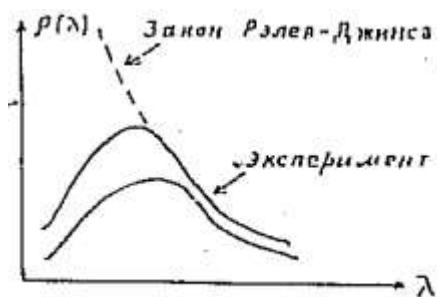


Рис. 2.

В 1900 году М. Планк впервые ввел в физику квантовую гипотезу. Он предположил, что осциллятор может поглощать и излучать энергию не непрерывно, а отдельными порциями (квантами), величина которых равна $E_0 = hV$, $h = 6,62 \cdot 10^{-27}$ [эрг. * с.] - некоторая постоянная, названная по имени Планка Соответственно, энергия осциллятора может принимать значения, лишь кратные E_0 . При таких предположениях средняя энергия осциллятора равна:

$$\tilde{\epsilon} = \frac{h\nu}{h\nu/kT} L^{-1} \quad (3)$$

А искомая функция спектрального распределения

$$p(\nu) = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} \tilde{\epsilon} = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \frac{1}{L^{-1} h\nu/kT} \quad (4)$$

Это и есть знаменитая формула Планка. Она блестяще согласуется с опытом.

Напомним теперь кратко основные сведения об атоме и процессах взаимодействия света с атомными системами.

Энергия электрона, связанного в атоме, а, следовательно, и энергия атома в целом может принимать лишь строго определенный дискретный ряд значений $E_1, E_2 \dots E_n$ (рис. 3). Энергию электронов в атоме принято измерять в см^{-1} . — обратных сантиметрах. Связь с обычными единицами измерения дается соотношением

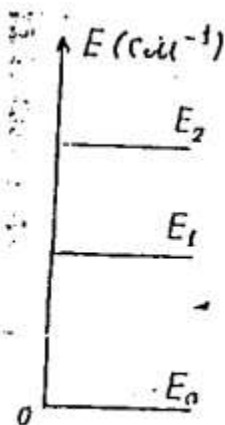


Рис. 3.

$$E(\text{см}^{-1}) = \frac{E(\text{Эрг. Дж.})}{hc} \quad (5)$$

Если между состояниями E_m и E_n возможен переход с излучением или поглощением светового кванта (разрешенный законом квантовой механики), то частота излучаемого или поглощаемого кванта определяется правилом Бора:

$$\nu_{mn} = \frac{E_m - E_n}{h} \quad (6)$$

Существует три основных типа процессов взаимодействия излучения с атомными системами

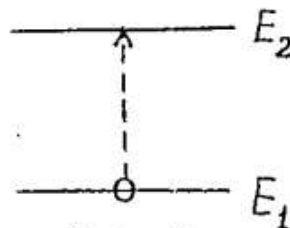
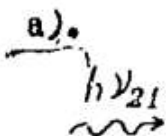
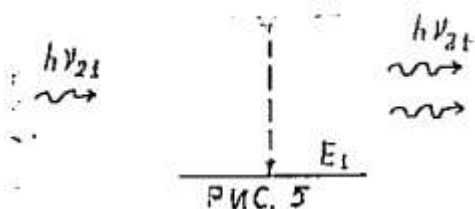


Рис. 4.

Пусть световой квант с энергией $h\nu_{21} = E_2 - E_1$ сталкивается с двухуровневым атомом, находящимся в состоянии E_1 (рис. 4). Под термином «столкновение» мы

будем понимать процесс взаимодействия электромагнитной волны с электроном.



-5-

Волна оказывает силовое воздействие на электронное облако, раскачивает и деформирует его. В результате электрон может поглотить квант и скачком перейти в состояние E_2 . Такого рода процессы называются процессами вынужденного поглощения. Их характеризуют вероятностью W_1 , которая имеет размерность, сек^{-1} . Если световой квант частоты $\nu_{21} = (E_2 - E_1)/h$ взаимодействует с атомом, находящимся в возбужденном состоянии E_2 (рис.5), то в результате силового воздействия электромагнитной волны на электрон последний может перейти в основное состояние E_1 излучив фотон резонансной частоты ν_{21} ; при этом первый квант никуда не исчезает. Таким образом, в результате данного процесса мы имеем два кванта вместо одного. Такие процессы называются процессами вынужденного (индуцированного) излучения. Замечательной их особенностью является то обстоятельство, что вновь рожденный фотон тождествен первому, то есть имеет ту же частоту, фазу, поляризацию и направление распространения, что и первый фотон, вызвавший переход. Этот процесс так же можно охарактеризовать определенной вероятностью $W_{21} [\text{с}^{-1}]$.

в) Возбужденное состояние атома неустойчиво, даже если на него не действуют никакие внешние силы. Возбужденный атом может через некоторое время самопроизвольно вернуться в состояние с минимальной энергией E_1 , излучив при этом фотон резонансной частоты ν_{21} с произвольной фазой, поляризацией и направлением распространения. Такой акт называют процессом спонтанного (самопроизвольного) излучения. Основная характеристика этого процесса - среднее время τ пребывания атома в возбужденном состоянии (его называют так же временем жизни атома в возбужденном состоянии). Обратная ему величина A_{21} называется вероятностью спонтанного перехода $E_2 \rightarrow E_1$ ($\tau = 1/A_{21}$). Для переходов, частоты которых лежат в области оптического диапазона, типичное время $\tau = 10^{-8}$ сек. В случае метастабильного возбужденного состояния, когда переходы с излучением света в первом приближении запрещены законами квантовой механики, это время оказывается существенно большим ($\tau = 10^{-3} - 10^{-5} \text{с}$).

Благодаря конечности времени жизни возбужденных состояний атома энергетические уровни, соответствующие этим состояниям уширены в силу соотношения неопределенности Гейзенберга:

$$\Delta E \cdot \tau \sim \hbar \quad (\hbar = h/2\pi)$$

Это уширение приводит к тому, что атом может излучать и поглощать свет не только на строго резонансной частоте $\nu_{21} = (E_2 - E_1)/h$, но и на других частотах ν , достаточно близких к ν_{21} . Однако вероятность излучения или поглощения на частоте ν убывает с ростом разности частот $(\nu - \nu_{21})$. Поэтому спектральная линия, соответствующая переходу $E_2 \rightarrow E_1$, имеет конечную ширину и характеризуется определенной функцией формы $g(\nu - \nu_{21})$, а не является бесконечно узкой (рис.6). Заметим, что в системе взаимодействующих атомов могут существовать и

другие, более значительные факторы, обуславливающие уширение энергетических уровней и спектральных линий.

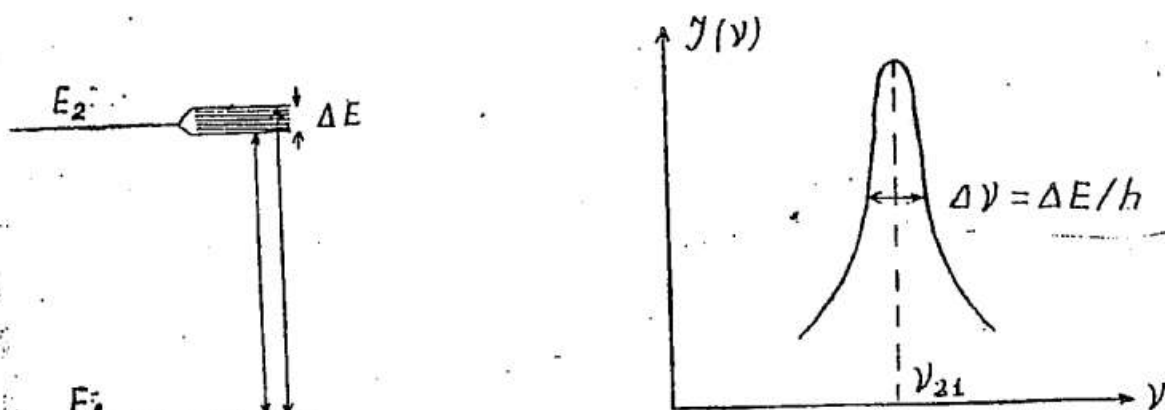


Рис. 6.

Рассмотрим теперь вопрос о связи вероятностей W_{12} и W_{21} процессов вынужденного поглощения и излучения между собой и с вероятностью A_{21} процесса спонтанного излучения. Все три вероятности W_{12}, W_{21}, A_{21} взаимосвязаны через посредство т.н. коэффициентов Эйнштейна, которые были выведены следующим образом.

Пусть имеется образец, состоящий из двухуровневых атомов, который взаимодействует с излучением абсолютного черного тела, имеющего температуру T . Спектральная плотность энергии, излучаемой этим телом, описывается формулой (4). Следуя Эйнштейну, примем, что вероятность W_{12} вынужденного перехода $E_1 \rightarrow E_2$ равна.

$$W_{12} = B_{12} \rho(V) \quad \left(\rho(V) = \frac{E_2 E_1}{h} \right) \quad (7)$$

Полная вероятность обратного перехода,

$$W_{21} = W_{21} + A_{21} = B_{21} \rho(V) + A_{21} \quad (8)$$

Здесь B_{12} и B_{21} — коэффициенты Эйнштейна, — константы, подлежащие определению. Если образец находится в состоянии теплового равновесия при температуре T , то в единицу времени число переходов $E_2 \rightarrow E_1$ равно числу переходов $E_1 \rightarrow E_2$, т.е.

$$N_2 W_{21} = N_1 W_{12} \quad (9)$$

Здесь N_2 и N_1 — населенности уровней E_2 и E_1 . (N_i — число атомов, находящихся в i -ом энергетическом состоянии). При этом отношение N_2/N_1 определяется законом Больцмана:

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{g_2}{g_1} L^{-h\nu/kT} \quad (10)$$

g_2 и g_1 — кратности вырождения уровней E_2 и E_1 . Таким образом имеем:

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{g_2}{g_1} L^{-h\nu/kT} = \frac{B_{12} \rho(V)}{B_{21} \rho(V) + A_{21}} \quad (11)$$

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{g_2}{g_1} L^{-h\nu/kT} = \frac{B_{12} \rho(V)}{B_{21} \rho(V) + A_{21}} \quad (11)$$

Отсюда находим:

$$\rho(V) = \frac{A_{21}(g_2/g_1) L^{-h\nu/kT}}{B_{12} - B_{21}(g_2/g_1) L^{-h\nu/kT}} \quad (12)$$

Поскольку вся система (атомы + поле излучения) находится в тепловом равновесии, значение $\rho(V)$ (4) должно совпадать с $\rho(V)$ (12) при любой температуре T . Отсюда

$$\frac{B_{12}}{B_{21}} = \frac{g_2}{g_1} ; \quad \frac{A_{21}}{B_{21}} = \frac{8\pi h \nu^3}{c^3} \quad (13)$$

Таким образом:

$$W_{21} = \frac{A_{21} C^3 \rho(V)}{8\pi h \nu^3} = \frac{C^3 \rho(V)}{8\pi h \nu^3 \tau_{en}} \quad (14)$$

Это и есть основной результат вывода, данного А.Эйнштейном. При выводе предполагалось, что спектральная плотность $\rho(V)$ постоянна в области частот, соответствующих вынужденным переходам. В случае монохроматического излучения, выражение для W_{21} имеет вид:

$$W_{21} = \frac{A_{21} C^3 \rho_g(V-V_{21})}{8\pi h V^3} \quad (15)$$

Здесь ρ_v - спектральная плотность монохроматического излучения на частоте V .

Вероятность W_{21} и W_{12} можно выразить через интенсивность светового потока (мощность на единицу площади) $J = C \rho_v$:

$$W_{21} = \frac{A_{21} C^2 g(V-V_{21})}{8\pi h V^3} J_v = \delta_{21} \frac{J_v}{hV} \quad (16)$$

$$W_{12} = \frac{g_2 A_{21} C^3 g(V-V_{21})}{g_1 8\pi h V^3} J_v = \delta_{12} \frac{J_v}{hV} = \frac{g_2}{g_1} \delta_{21} \frac{J_v}{hV} \quad (17)$$

Входящая в (16) и (17) величина

$$\delta_{21} = \delta_{21}(V) = \frac{A_{21} C^3 g(V-V_{21})}{8\pi V^2} \quad (18)$$

Имеет размерность (см^2) и называется поперечным сечением процессов вынужденного излучения. Соответственно величина $\delta_{12} = \delta_{21} g_2 / g_1$ называется поперечным сечением процесса вынужденного поглощения. Величина $I = J/hV$ имеет смысл количества световых квантов, проходящих за одну секунду через площадку в 1 см^2 , расположенную перпендикулярно световому потоку. Для центра спектральной линии лоренцевой формы справедлива формула:

$$\delta_{21}(V) = \frac{A_{21} C^2}{4\pi^2 V_{21}^2 \Delta V} ; \quad (g(V-V_{21})) = \frac{1}{2\pi} * \frac{\Delta V}{((V-V_{21})^2 + (\Delta V/2)^2)} \quad (19)$$

Где ΔV - ширина спектральной линии (см. рис. 6).

Эффект квантового усиления.

Установим закон измерения интенсивности монохроматического излучения, проходящего через вещество, содержащее в единице объема N двухуровневых атомов. Выделим в этом веществе бесконечно тонкий слой толщиной dx с площадью поперечного сечения 1 см^2 (рис. 7). В нем содержится $N_1 dx$ атомов в состоянии E_1 и $N_2 * dx$ атомов в состоянии E_2 . В единицу времени совершаются W_{12} и $N_1 * dx$ переходов с поглощением и $W_{21} N_2 * dx$ переходов с излучением фотонов. С учетом (16)-(18) изменение dI_v интенсивности светового потока при

$$DJ_v = \hbar V_{21} (W_{21} N_2 dx - W_{12} N_1 dx) = (\delta_{21} N_2 - \delta_{12} N_1) J_v dx = \delta_{21} \left(N_2 - \frac{g_2}{g_1} N_1 \right) J_v dx \quad (20)$$

Если принять, что в процессе прохождения света плотности населенностей N_1 и N_2 поддерживаются постоянными, то уравнение (20) легко интегрируется методом разделения переменных:

$$J_v \int_0^L \frac{1}{J_v} dx = \Delta \quad (L = \delta_{21} \Delta) \quad (21)$$

Здесь величина

$$\Delta = N_2 - \frac{g_2}{g_1} N_1 \quad (22) \text{ называется плотностью инверсной}$$

населенности. Из формул (20)-(22) видно, что в обычных условиях, когда в силу закона Больцмана (11) величина $\Delta \leq 0$, показатель степени в экспоненте (21) отрицателен, поскольку $\alpha < 0$. Это означает, что интенсивность света, проходящего через вещество, уменьшается.

Совершенно иная ситуация возникает, если в среде искусственно создаются такие условия, что $\Delta \geq 0$. В этом случае $\alpha > 0$ и среда приобретает необычную способность усиливать проходящий через нее свет. В ситуации с $\Delta \geq 0$ говорят, что имеет место инверсия (т.е. обращение, переворачивание) населенностей. Данному состоянию соответствует в (11) отрицательная температура.

Среду, способную усиливать свет, называют активной. Величина α [см^{-1}] называется показателем усиления среды.

Условие генерации лазера.

Лазер представляет собой как известно, систему из двух обращенных друг к другу зеркал, образующих открытый оптический резонатор, между которыми располагается активное вещество, обеспеченное системой подвода энергии (системой накачки). В резонаторе лазера могут существовать стоячие электромагнитные волны, подобно тому, как существуют стоячие волны механических деформаций в струне, зажатой с двух концов. Условие образования стоячих волн одно и то же в обоих случаях: на длине L резонатора (струны) должно укладываться целое число q полуволн $\lambda/2$:

$$\frac{L}{\lambda/2} = q \quad (23)$$

Учитывая, что для световых волн $\lambda v = c$ из (22) легко получить формулу для собственных частот резонатора:

$$v_q = \frac{c}{2L} q \quad (24)$$

Если каким-либо образом возбудить стоячие волны в пустом резонаторе, то они очень быстро затухнут, поскольку создать идеально отражающие зеркала нельзя, и при каждом отражении от зеркал часть световой энергии теряется. Если поместить между зеркалами активную среду с достаточно большим усилением, то можно скомпенсировать потери энергии на зеркалах и получить в резонаторе

незатухающие электро-магнитные волны. Сделав одно из зеркал полупрозрачным и увеличил соответственно усиление среды можно вывести наружу часть излучения, существующего в резонаторе. Это и будет лазерное излучение.

Лазерная генерация осуществляется на частотах $\nu_q(24)$, располагающихся в непосредственной окрестности центральной частоты $\nu_{mn}=(E_m-E_n)/h$ инвертированного перехода, точнее вблизи вершины контура спектральной линии, где усиление достаточно велико(см. рис 8). В типичных условиях интервал $\Delta\nu_q \approx C/2L$ между собственными частотами резонатора составляет около 10^8 Гц, так что обычно $\Delta\nu_q \ll \Delta\nu$ и генерация возможна сразу на нескольких близких собственных частотах резонатора.

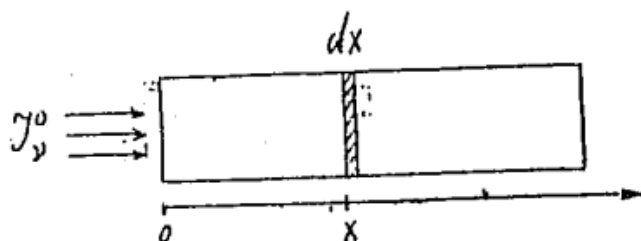
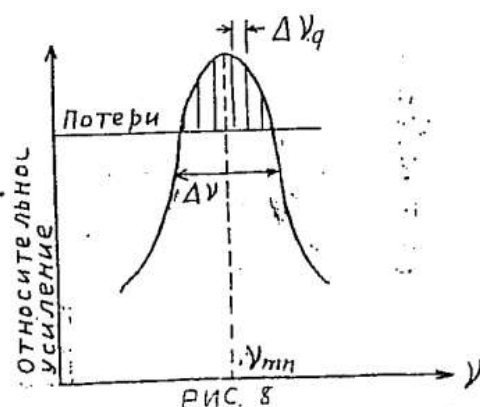


Рис. 7



Но насколько большим должно быть усиление активной среды для, того, чтобы возникла лазерная генерация? Ответ на этот вопрос можно получить из следующих соображений (рис. 9). Пусть для простоты активная среда заполняет весь объем между зеркалами резонатора. Коэффициенты отражения зеркал 3_1 и 3_2 равны соответственно r_1 и r_2

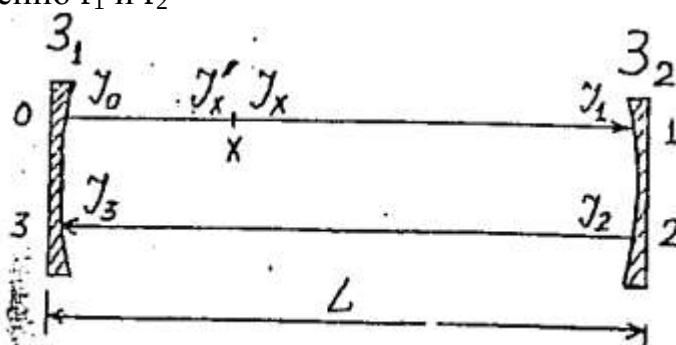


Рис. 9

(коэффициент отражения- отношение интенсивности отраженной световой волны к интенсивности волны, падающей па зеркало). В лазере между зеркалами резонатора распространяются две световые волны, бегущие в противоположных направлениях. На рис. 9 они для наглядности показаны разнесенными стрелками, хотя реально они распространяются в одной и той же области активной среды. Выделим в среде произвольную точку на расстоянии «х» от начала отсчета. Обозначим интенсивность волны, распространяющейся из этой точки слева направо, через J_x . Проследим, каким образом эта интенсивность будет изменяться в процессе распространения волн между зеркалами

К точке 1 волна подойдет усиленной в соответствии с (21) ее интенсивность будет

$$J_1 = J_x e^{\ell \alpha - x} \quad (25)$$

после отражения от зеркала Z_2 интенсивность принимает значение $J_2 = r_2 J_1$. К точке 3 отраженная волна подойдет с интенсивностью

$$J_3 = J_2 e^{\ell L} \quad (26)$$

После отражения от зеркала Z_1 интенсивность равна $J_0 = J_1 J_3$; в точке «х» интенсивность этой волны достигает величины

$$J'_x = J_0 e^{\ell L} \quad (27)$$

Для возникновения генерации необходимо, чтобы интенсивность J'_x волны, пришедшей в точку «х» после двукратного прохода, была не меньше, чем интенсивность J_x волны, вышедшей из этой точки, т.е.

$$J'_x \geq J_x$$

Выразив J'_x через J , с помощью (25)-(27) получаем условие лазерной генерации:

$$L^2 \ell^2 r_1 r_2 \geq 1 \quad (28)$$

При выводе (28) мы для простоты пренебрегли потерями света в активной среде, а также дифракционными потерями энергии на зеркалах.

Из формул (18), (21), (28) видно, что коэффициент Эйнштейна A_{21} (или обратная ему величина ($\tau_{em} = 1/A_{21}$)) является одной из важнейших характеристик активной среды, без которой невозможен расчет лазера.

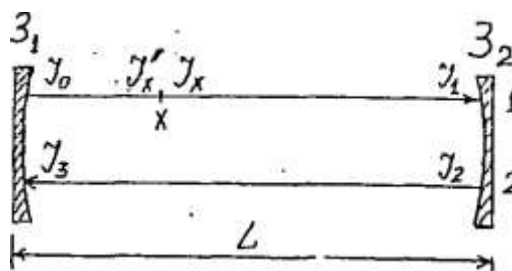
Экспериментальное определение времени жизни лазерных уровней хрома и рубина.

Один из наиболее доступных методов определения вероятности A_{21} основан на измерении скорости затухания спонтанного излучения с высоко расположенных атомных энергетических уровней, возбужденных тем или иным способом.

Пусть в момент времени $t=0$ в возбужденном состоянии находится N_2^0 атомов. Причем число N_2^0 превышает термически равномерное значение, определяемое законом Больцмана (11) для температуры T .

В течении промежутка времени t_1 часть их (dN^0) терпит спонтанный переход в состояние E_j :

$$dN_2 = -A_{21} N_2^0 dt \quad (29)$$



Отсюда, интегрируя, легко получить временной закон изменения населённости N_2 :

$$N_2 = N_2^0 e^{-A_{21}t}$$

Мощность спонтанного излучения $P_{сп}$, исходящего из единицы объема вещества, может быть найдена по формуле:

$$P_{сп} = h\nu_{21} A_{21} N_2 \quad (31)$$

Что с учетом (30) дает

$$P_{сп} = P_{сп}^0 e^{-A_{21}t} \quad (32)$$

Где $P_{сп}^0 = h\nu_{21} A_{21} N_2^0$, Таким образом, спонтанно излучаемая мощность убывает со временем по экспоненциальному закону, что и дает возможность экспериментального определения A_{21} . При выводе (32) предполагается, что вероятность A_{21} существенно превосходит вероятность W_{21}^p релаксационного перехода между состоянием $E_2 \rightarrow E_1$. В противном случае в формулах (30), (32) следует заменить A_{21} на суммарную вероятность $A_{21} + W_{21}^p$. В этом случае измераемое время

$\tau = 1/(A_{21} + W_{21}^p)$ жизни возбужденного уровня не позволяет однозначно определить A_{21} .

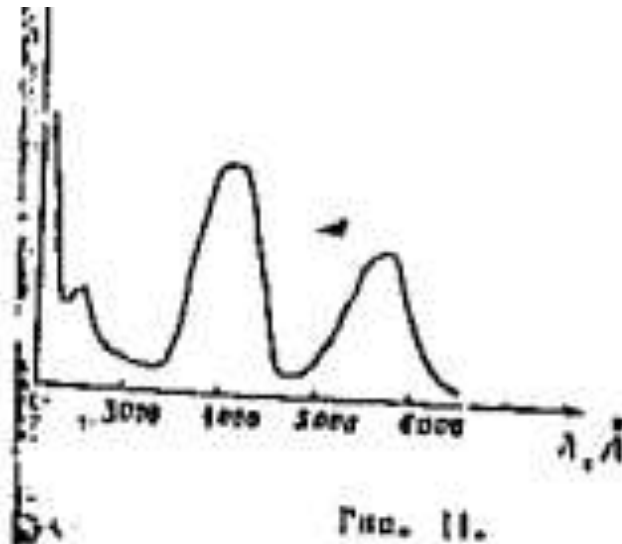
В твердом теле необходимо начальное возбуждение высокорасположенных уровней осуществляется как правило с помощью оптической накачки т.е. в результате воздействия на систему рабочих атомов (ионов) света достаточно высокой интенсивности, создаваемого интенсивным источником. Свет источника может быть монохроматическим и некогерентным и может вообще не содержать частоты соответствующие исследуемому атомному переходу. Но возбуждающий световой импульс помимо достаточной интенсивности должен обязательно иметь достаточно малую длительность τ заднего фронта. $\tau_{эф} (\tau_{эф} \leq \tau_{сн})$

Все выше сказанное проиллюстрируем на примере ионов

Cr^{3+} в рубине (Al_2O_3)-исторически первом лазерном кристалле. Диаграмма энергетических уровней ионов хрома представлена на рис.10. На ней показан основной уровень 4A_2 , расщепленный кристаллическим полем решетки на два подуровня, разделенные энергетическим интервалом $0,38 \text{ см}^{-1}$. Показан также лазерный уровень 2E , расщепленный кристаллическим полем на подуровни $2\bar{A}$ и $\bar{E}$. С этих подуровней и осуществляются рабочие переходы в основное состояние 4A_2 . Им соответствуют при комнатной температуре длины волн $\lambda = 6943 \text{ А}$. (линия R1) и $\lambda = 6929 \text{ А}$ (линия R2). Состояние 2E является метастабильным (долгоживущим) его время жизни составляет при комнатной температуре несколько миллисекунд. Измерение этого времени и является нашей задачей. Ширина линии R1 и R2 составляет при комнатной температуре около 11 см^{-1} . (чтобы получить значение $\Delta\nu$ в гц. эту величину следует домножить на скорость света «с»). Уровень E и $2A$ двукратно вырождены т.е. $g(\bar{E}) = g(2\bar{A}) = 2$. Основной уровень 4A_2 вырожден четырехкратно ($g(^4A_2)$).

На диаграмме показаны также вспомогательные уровни 4F_1 и 4F_2 , которые в действительности представляют собой достаточно широкие энергетические зоны. Уширение этих уровней обусловлено сильным взаимодействием электронной оболочки ионов хрома с кристаллическим полем решетки.

Излучение накачки поглощается рубином в двух широких полосах, соответствующих переходам активных атомов из основного состояния 4A_2 в состояние 4F_1 и 4F_2 (рис. 11). Центральные длины волн этих полос поглощения равны соответственно 4100 Å и 5600 Å (сине-зелёная область спектра), а ширина каждой из них составляет около 1000 Å. Небольшая часть возбужденных атомов из состояний 4F_1 и 4F_2 снова возвращается в основное состояние 4A_2 благодаря процессам спонтанного излучения и релаксационным процессам, небольшая часть их совершает безизлучательный переход (за время 10^{-7} сек.) в метастабильное состояние 2E .



При этом избыток энергии передается в виде тепла в кристаллическую решетку. Таким способом удастся перевести в состояние 2E определенное число ионов хрома. Если теперь достаточно быстро прервать излучение накачки, то из состояния 2E ионы хрома вернутся в нижнее состояние 4A_2 в основном за счет процессов спонтанного излучения. При этом интенсивность спонтанного свечения образца будет убывать по закону (32).

Вторичное свечение такого рода, появляющееся в результате воздействия на вещество света с другими, более короткими длинами волн, называется люминесцентными (флуоресцентными).

Вышесказанное относится к случаю, когда в системе в результате накачки не достигается инверсная населенность на переходе $^2E \leftrightarrow ^4A_2$.

Таким образом, для проведения эксперимента по определению времени жизни верхних лазерных уровней нет необходимости в использовании слишком мощных источников света. Это существенно упрощает опыт.

Схема эксперимента.

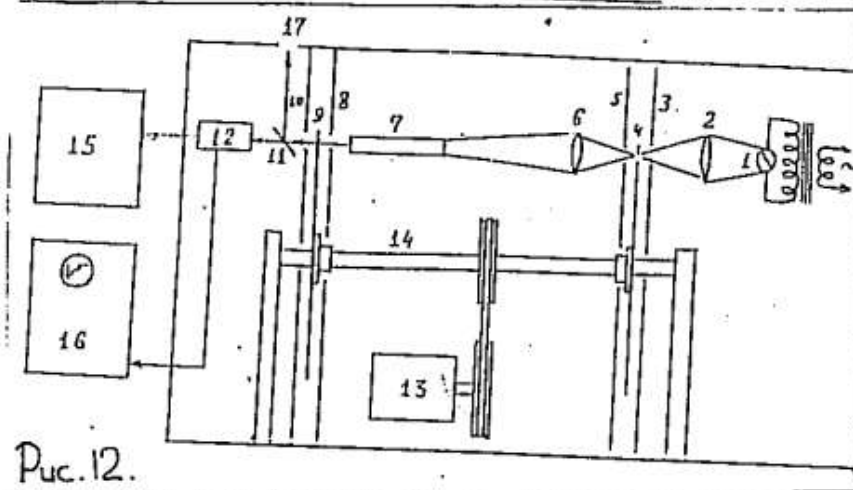


Рис. 12.

1-лампа накаливания типа КТМ-100; 2,6-линзы; 3,5,8,10-светонепроницаемые перегородки; 4,9-профелированные светонепроницаемые диски обтюратора; 7- рубиновый стержень; 11-светоделительная пластина; 12-фотоэлектронный умножитель(ФЭУ); 13-электродвигатель; 14-ось вращения дисков обтюратора; 15-блок питания ФЭУ; 16-осциллограф; 17-смотровое окно.

Схема эксперимента показана на рис.12. Свет от малогабаритной лампы накаливания мощностью 100 вт. с помощью линзы 2 собирается в сходящийся конусообразный пучок, который через отверстие в светонепроницаемой перегородке 3 попадает в пространство между перегородками 3 и 5 и выходит далее наружу через отверстие в перегородке 5 в виде расходящегося конического пучка. Последний с помощью линзы 6 направляется в торец рубинового стержня 7. Между перегородками 3,5 и 8,10 располагаются светонепроницаемые диски прерывателя света-обтюратора, которые посажены на одну ось 14 и вращаются с помощью электродвигателя 13. На. рис. 13 показаны вырезы в этих дисках, их взаимное расположение, а в верхней части- проекция отверстия в перегородках 3,5,8,10 на плоскость, перпендикулярную оси вращения дисков. В процессе вращения диск 4 периодически перекрывает свет лампы накачки в фокальной плоскости линзы 2, а диск 9-свет, идущий от рубинового стержня 7 через отверстия в перегородках 8 и 10 на светоделительную пластину 11.

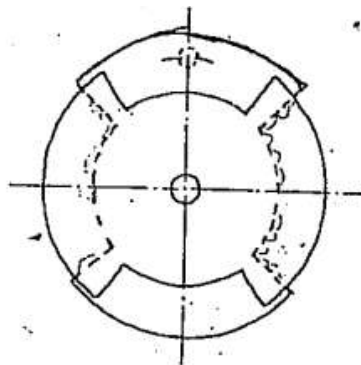


Рис. 13.

После прохождения этой пластинки часть света попадает в смотровое окно 17 для визуального наблюдения а другая часть -на вход фотоэлектронного умножителя(ФЭУ), который преобразует световой сигнал в электрический. Последний поступает на вход осциллографа 16.Питание ФЭУ осуществляется от высоковольтного источника 15.

Благодаря специальному взаимному расположению вырезов в дисках обтюлятора (рис.13) в течении периода времени, когда свет лампы попадает в стержень, и происходит оптическая накачка вход в ФЭУ оказывается перекрытым диском 9. Когда же свет лампы перекрывается диском 4, вход ФЭУ открывается, и в него попадает в чистом виде только спонтанное излучение рубинового стержня.

Поскольку ширина светового пучка в фокальной плоскости линзы 2 невелика, световой поток удается прерывать за весьма малое время, так что необходимое условие $\tau_{эф} \leq \tau_{сн}$ для возбуждающего светового импульса легко выполняется. При этом скорость вращения вала обтюлятора не превышает 2000 об /мин.

На рис. 14 показаны типичная форма светового импульса накачки (а) и сигнала с ФЭУ осциллографа (б). Экспоненциальная часть последнего и позволяет определить искомое время жизни состояния 2E .

На рис. 14 показаны типичная форма светового импульса накачки (а) и сигнала с ФЭУ осциллографа (б). Экспоненциальная часть последнего и позволяет определить искомое время жизни состояния 2E .

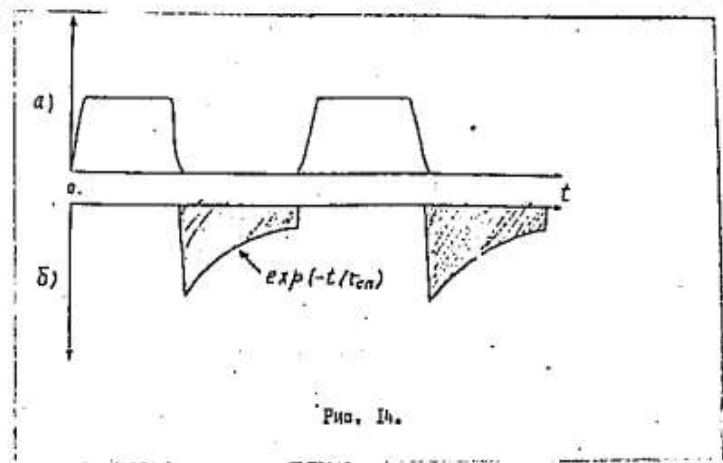


Рис. 14.

Порядок выполнения работы.

1. Подробно ознакомиться с теоретической частью настоящего методического пособия.
2. Приготовить кальку и карандаш, необходимые для снятия осциллограммы с экрана осциллографа.
3. Установить ручку затвора смотрового окна в открытое положение (ему соответствует красная риска).
4. Включить осциллограф.
5. После прогрева осциллографа включить тумблер «Мотор» на корпусе установки, а спустя 10-15 секунд тумблер «Подсветка».
6. Непосредственным наблюдением через смотровое окно убедиться в наличии спонтанного излучения красного света, после чего перевести ручку затвора окна в закрытое положение (черная риска).
7. Включить тумблер «Сеть» на блоке питания ФЭУ.
8. Регулируя длительность развертки добиться установления неподвижной картины на экране осциллографа. Снять на кальку осциллограмму сигнала спонтанного излучения.
9. Включить тумблеры «Мотор» и «Подсветка» на корпусе установки, включить блок питания ФЭУ и осциллограф.

НЕ РЕКОМЕНДУЕТСЯ ДЕРЖАТЬ УСТАНОВКУ ВО ВКЛЮЧЕННОМ СОСТОЯНИИ СВЫШЕ 10 МИНУТ.

Расчетная часть.

1. Исходя из известного временного масштаба снятой осциллограммы, определить коэффициент Эйнштейна A_{21} -- по отношению амплитуд и сигнала спонтанного излучения в различные моменты времени.

2. Полагая, что измеренная величина $^2A_{12}$, характеризует линию R_2 (рис. 10) рассчитать коэффициенты Эйнштейна B_{12}, B_{21} (13) а также поперечное сечение процесса вынужденного излучения $\delta_{21}(V)$ (19). В расчетах положить $V_{21} = 4,3 \cdot 10^{14}$ гц. Поскольку показатель преломления рубина $n = 1,76$, в соответствующих формулах следует всюду заменить скорость света «с» на величину c/n .

3. Располагая значением $\delta_{21}(V_{21})$ рассчитать исходя из формул (28), (21) пороговое значение плотности инверсной населенности для рубинового лазера длиной $L = 10$ см. и коэффициентами отражения зеркал $r = 1$ и $r = 0,5$.

4. Для порогового уровня инверсной населенности населения рассчитать значения плотностей населенностей $N(E), N(2A), N(4A_2)$, при этом учесть, что

$$N(\tilde{E}) + N(2\tilde{A}) + N(4\tilde{A}_2) = N$$

где N -- концентрация атомов. Положить $N = 2 \cdot 10^{19}$ см⁻³. Кроме того учесть, что в силу закона Больцмана $N(2\tilde{A})/N(\tilde{E}) = \exp(-\delta/kT) = 0,87$ при комнатной температуре.

5. Оценить по формуле

$$U = \frac{hc}{\lambda_{\text{пол}}} (N(\tilde{E}) + N(2\tilde{A}))$$

минимальную объемную плотность энергии возбуждения, необходимую для достижения инверсной населенности в импульсном режиме ($\lambda_{\text{пол}} = 5600 \text{ \AA}$) в лазере с вышеприведенными данными.

Контрольные вопросы.

1. Что такое абсолютно чёрное тело, излучение чёрного тела?
2. Основные процессы взаимодействия кванта света и двухуровневой атомной системы.
3. Что такое метастабильный уровень, уширение спектральной линии?
4. Что такое коэффициенты Эйнштейна?
5. Условие инверсной населённости для твердотельного лазера.
6. Условие лазерной генерации.
7. Энергетические уровни ионов хрома в рубине.
8. Принцип работы экспериментальной установки.

Литература.

1. Звелто О. Принципы лазеров. – М.: Лань, 2008. – 720 с.
2. Микаэлян А.Л., Тер-Микаэлян М.Л., Турков Ю.Г. Оптические генераторы на твёрдом теле, М «Сов. Радио» 1967.
3. А. Ярив, Квантовая электроника и нелинейная оптика, М. «Сов. Радио», 1973
4. 2.2. (стр. 67-82) в кн. Рябов С.Г., Торопкин ГЛ., Усольцев И.Ф. Приборы квантовой электроники. М-, Радио и связь, 1985г.

5. Воронов В.И. Квантовая и оптическая электроника, - Казань, КГТУ им. А.Н.Туполева, 1990г.
6. Пихтин А.Н. Оптоэлектронные и квантовые приборы и устройства. 2-е изд. , 2002г. -17-