

ОПТИЧЕСКИЙ КВАНТОВЫЙ ГЕНЕРАТОР

(из работы “Оптический квантовый генератор На рубине. Лазер Лабораторная работа № 17” под ред. Красильникова С.С., 2005)

LASER – Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation

Введение

В пятидесятых годах начала интенсивно развиваться область физики, получившая название квантовой электроники. Основной ее задачей является получение и усиление излучения с помощью квантовых систем - квантовых усилителей и генераторов, в которых источником излучения являются атомы и молекулы вещества в различных агрегатных состояниях. В основе работы таких квантовых систем лежит открытое Эйнштейном в 1917г. явление индуцированного излучения. В течение последующих 40 лет физиками не раз обсуждался вопрос о возможности его практического использования. Однако впервые реальные предложения о практическом использовании эффекта индуцированного излучения были сделаны только в пятидесятых годах советскими учеными Басовым и Прохоровым, и, независимо, американскими исследователями Таунсом, Гордоном и Цайгером. С этого момента работа в этой области физики развернулась в исключительно широком масштабе и приняла разнообразный характер. Первоначально исследования преследовали, в основном, цель изучения физической стороны явления. Однако вскоре они приобрели и техническую направленность - применение квантовых систем для целей локации, навигации, связи, телевидения, вычислительной техники, обработки информации, технологии, медицины и т.д.

Целью лабораторных работ является изучение принципов работы оптического квантового генератора (лазера).

Спонтанное и индуцированное излучение.

Усиление излучения.

Для того, чтобы изолированный атом изменил свое энергетическое состояние, он должен либо поглотить фотон и перейти на более высокий энергетический уровень, либо излучить фотон и перейти в более низкое энергетическое состояние. Если атом находится в возбужденном состоянии, то имеется определенная вероятность, что через некоторое время он перейдет в более низкое состояние и излучит

фотон. Если возбужденный атом находится в области, где отсутствует электромагнитное поле, то процесс перехода атома в более низкое состояние, сопровождаемое излучением фотона, называется **спонтанным излучением**. Спонтанное излучение **некогерентно**, так как различные атомы излучают независимо друг от друга.

Если же на атом действует внешнее электромагнитное поле с частотой, равной частоте излучаемого фотона, то процесс спонтанного перехода атома в нижнее состояние происходит так же, как и в отсутствие поля. Однако внешнее электромагнитное поле, имеющее частоту, равную частоте излучаемого фотона, побуждает атомы испускать излучение, повышая тем самым вероятность перехода атома в более низкое энергетическое состояние. Причем **излучение атомов в этом случае имеет ту же частоту, направление распространения (волновой вектор), поляризацию и фазу, что и внешнее электромагнитное поле, то есть излучение будет когерентным**. Такой процесс излучения называется **индуцированным излучением** и характеризуется **вероятностью перехода тем большей, чем больше плотность энергии внешнего электромагнитного поля**. Необходимо подчеркнуть, что на стимулирование перехода энергия электромагнитного поля не расходуется, поэтому она увеличивается на величину энергии испущенных фотонов. Однако одновременно протекают и обратные процессы: атомы поглощают фотоны и переходят в возбужденное состояние, и, соответственно, энергия электромагнитного поля уменьшается.

Рассмотрим эти процессы более детально. Допустим, что мы имеем систему спонтанно излучающих невзаимодействующих атомов. Для простоты полагаем, что атомы могут находиться только в двух состояниях: в нижнем невозбужденном состоянии 1 и в верхнем возбужденном состоянии 2 (рис.1). Пусть в момент времени t в единице объема в состояниях 1 и 2 находятся N_1 и N_2 атомов, соответственно. За время dt из состояния 2 в состояние 1 перейдет dN_2 атомов

$$dN_2 = -A_{21} N_2 dt, \quad (1)$$

где A_{21} вероятность спонтанного перехода атома из состояния 2 в состояние 1 в единицу времени. Отсюда

$$N_2 = N_2(0) e^{-A_{21} t}, \quad (2)$$

где - $N_2(0)$ число атомов в единице объема в состоянии 2 в момент времени $t = 0$.

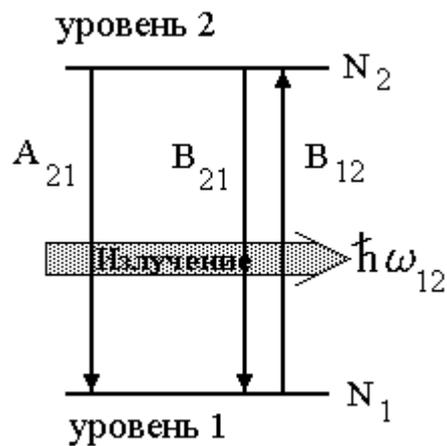


Рис. 1. Двухуровневая система.

Мощность спонтанного излучения ε_c (отнесенная к единице объема), согласно (2), равна

$$\begin{aligned} \varepsilon_c &= \hbar\omega_{21} \frac{dN_2}{dt} = \hbar\omega_{21} A_{21} N_2 = \\ &= \hbar\omega_{21} A_{21} N_2(0) e^{-A_{21}t} \end{aligned} \quad , \quad (3)$$

то есть, мощность спонтанного излучения убывает по экспоненциальному закону.

Согласно (1) и (2) среднее время жизни τ атома в возбужденном состоянии 2 равно

$$\tau = \frac{1}{A_{21}} \quad . \quad (4)$$

Воспользовавшись (4), приведем выражение (3) для мощности спонтанного излучения к виду:

$$\varepsilon_c = \frac{\hbar\omega_{21} N_2(0)}{\tau} e^{-t/\tau} \quad . \quad (5)$$

Из (5) следует, что, исследуя затухание спонтанного излучения, можно определить среднее время жизни атома в возбужденном состоянии, то есть вероятность спонтанного перехода A_{21} .

Теперь допустим, что атомы находятся в поле излучения, плотность энергии которого на частоте ω_{21} равна ρ_ω . Тогда, вследствие взаимодействия атомов с электромагнитным полем, возникает индуцированное излучение. Согласно Эйнштейну вероятность P_{21} индуцированного перехода $2 \rightarrow 1$ в единицу времени пропорциональна плотности энергии электромагнитного поля ρ_ω . на частоте перехода, то есть

$$P_{21} = B_{21} \rho_\omega , \quad (6)$$

где B_{21} - постоянная величина, называемая *эйнштейновским коэффициентом индуцированного излучения*. В силу статистической независимости процессов, полная вероятность перехода $2 \rightarrow 1$ (спонтанного и индуцированного) равна сумме вероятностей $A_{21} + B_{21} \rho_\omega$. Отсюда полное число dz_{21} переходов $2 \rightarrow 1$ в промежуток времени от t до $t + dt$ в единице объема равно:

$$dz_{21} = (A_{21} + B_{21} \rho_\omega) N_2 dt . \quad (7)$$

Вероятность P_{12} поглощения кванта света атомом определяется аналогичным образом:

$$P_{12} = B_{12} \rho_\omega , \quad (8)$$

где B_{12} - постоянная величина, называемая *эйнштейновским коэффициентом поглощения*, отсюда число dz_{12} переходов $1 \rightarrow 2$ равно:

$$dz_{12} = B_{12} \rho_\omega N_1 dt . \quad (9)$$

При равновесии полное число переходов "вниз" ($2 \rightarrow 1$) равно числу переходов "вверх" ($1 \rightarrow 2$); то есть, согласно (7) и (9), условием равновесия будет

$$(A_{21} + B_{21} \rho_{\omega}) N_2 = B_{12} \rho_{\omega} N_1 . \quad (10)$$

Согласно закону Больцмана при термодинамическом равновесии распределение частиц по энергетическим состояниям E_J описывается соотношением

$$N_J = g_J N_0 e^{-E_J/kT} , \quad (11)$$

где N_0 - число невозбужденных частиц в единице объема; g_J - статистический вес уровня (кратность, степень вырождения), который показывает, сколько независимых состояний атома обладают одной и той же энергией E_J , k - постоянная Больцмана.

Статистический вес энергетического уровня атома с заданным значением полного момента импульса J равен

$$g_J = 2J + 1 \quad (12)$$

Из (10) и (11) следует:

$$\frac{g_2}{g_1} e^{-(E_2 - E_1)/kT} = \frac{B_{12} \rho_{\omega}}{A_{21} + B_{21} \rho_{\omega}} \quad (13)$$

При $T \rightarrow \infty$ плотность излучения ρ_{ω} неограниченно растет, поэтому соотношение (13) в этих условиях принимает вид:

$$g_1 B_{12} = g_2 B_{21} \quad (14)$$

Для невырожденных уровней $g_1 = g_2 = 1$ (14) дает

$$B_{12} = B_{21} . \quad (15)$$

Учитывая (15) и полагая в (13) $E_2 - E_1 = \hbar\omega_{21}$ определим ρ_{ω} .

$$\rho_{\omega} = \frac{A_{21} g_2}{g_1 B_{12} \left\{ \exp\left(\frac{\hbar\omega_{21}}{kT}\right) - 1 \right\}} . \quad (16)$$

С другой стороны, по закону Планка при термодинамическом равновесии плотность излучения равна

$$\rho_{\omega} = \frac{\hbar \omega_{21}^3}{\pi^2 c^3} \frac{1}{\exp\left(\frac{\hbar \omega_{21}}{kT}\right) - 1}, \quad (17)$$

где c - скорость света.

Сравнивая выражения (16) и (17), приходим к выводу:

$$A_{21} = B_{21} \frac{\hbar \omega_{21}^3}{\pi^2 c^3}. \quad (18)$$

Формулы (14), (18) дают соотношения между тремя эйнштейновскими коэффициентами A_{21} , B_{12} , B_{21} . Таким образом, для описания всех трех процессов: спонтанного и индуцированного излучения, а также поглощения света, достаточно знать один из коэффициентов A_{21} , B_{12} , B_{21} . Обычно за атомную константу принимают вероятность спонтанного перехода, которую можно определить из экспериментов по исследованию затухания спонтанного излучения.

Часто, особенно при рассмотрении взаимодействия направленных потоков излучения с веществом, удобно пользоваться понятием сечения фотопоглощения или индуцированного излучения σ . Величина

$$N_1 \sigma_{12}(\omega) \frac{\rho_{\omega} c}{\hbar \omega_{12}} dt \quad (19)$$

тождественна (9) по физическому смыслу. Здесь c – скорость света;

$\frac{\rho_{\omega} c}{\hbar \omega_{12}}$ - число фотонов частоты ω_{12} , прошедших через единицу по-

верхности в единицу времени, то есть плотность потока фотонов внешнего электромагнитного поля, а величина $\sigma_{12}(\omega)$ совершенно аналогична по физическому смыслу понятию сечения соударения частиц. Из (9) и (19) следует, что

$$B_{12} = \frac{\sigma_{12} c}{\hbar \omega_{12}}. \quad (20)$$

Сечения индуцированного излучения σ_{21} и фотопоглощения σ_{12} , очевидно, удовлетворяют принципу детального равновесия (14) или (15), то есть

$$g_1 \sigma_{12} = g_2 \sigma_{21} \quad , \quad (21)$$

или (для невырожденных уровней):

$$\sigma_{12} = \sigma_{21} \quad . \quad (22)$$

Определим условие усиления излучения. Предположим, что через систему, состоящую из большого числа изолированных атомов, распространяется параллельный монохроматический пучок света, причем частота фотонов пучка равна частоте фотона, излучаемого при переходе $2 \rightarrow 1$. Пусть N_1 и N_2 - населенности соответствующих состояний, то есть число атомов в единице объема вещества в состояниях 1 и 2 соответственно. Очевидно, что сумма населенностей всех состояний равна полному числу атомов N в единице объема вещества. Изменение плотности энергии излучения в пучке происходит только за счет вынужденных переходов $1 \rightarrow 2$ и $2 \rightarrow 1$. Вероятность спонтанного излучения в весьма малый телесный угол, в котором распространяется пучок, исчезающе мала. Поэтому приращение энергии излучения за счет вынужденных переходов в единице объема вещества

$$\begin{aligned} \Delta\rho &= W_{1\text{ изл}} - W_{0\text{ изл}} = \left(N_2 - \frac{g_2}{g_1} N_1 \right) \rho_\omega B_{21} \hbar\omega_{21} dt = \\ &= \left(N_2 - \frac{g_2}{g_1} N_1 \right) \rho_\omega c \sigma_{12} dt = \left(N_2 - \frac{g_2}{g_1} N_1 \right) \rho_\omega \sigma_{12} dx \quad , \end{aligned} \quad (23)$$

или, если уровни невырождены,

$$\Delta\rho = (N_2 - N_1) \rho_\omega c \sigma_{12} dt = (N_2 - N_1) \rho_\omega \sigma_{12} dx \quad , \quad (24)$$

где $dx = c dt$ - пройденное излучением расстояние.

Величина

$$\chi = \left(N_2 - \frac{g_2}{g_1} N_1 \right) \sigma_{12} = \left(N_2 - \frac{g_2}{g_1} N_1 \right) \frac{B_{21} \hbar \omega_{12}}{c} \quad (25)$$

называется **коэффициентом усиления**.

Из (23) следует, что если $\chi > 0$, то излучение будет веществом усиливаться; если $\chi < 0$, то, по мере распространения излучения в среде, интенсивность его будет уменьшаться, то есть будет иметь место поглощение излучения. Таким образом, для того, чтобы излучение усиливалось, необходимо выполнение условия

$$N_2 > \frac{g_2}{g_1} N_1, \quad (26)$$

или, в случае невырожденных уровней

$$N_2 > N_1. \quad (27)$$

В тех случаях, когда выполняются условия (26) и (27), говорят, что имеет место **инверсная населенность уровней**. Из (26), (27) следует, что для того, чтобы среда усиливала излучение, число атомов в возбужденном состоянии должно быть больше числа их в нижнем состоянии.

О ширине спектральной линии

Одним из основных понятий спектрального анализа является понятие ширины спектральной линии. Ширина спектральной линии - диапазон частот, в котором излучает или поглощает излучение некоторая квантовая система (атом, молекула и т.д.). Спектр излучения или поглощения атомарного газа - линейчатый, т.е. состоит из отдельных резких линий. Прибор большой разрешающей силы позволяет установить, что спектральные линии имеют конечную ширину. Обычно под шириной спектральной линии $\Delta\omega$ понимают расстояние между двумя точками ее контура, соответствующими интенсивности, равной 0,5 максимальной (см.рис.2). Половину этой величины называют - "полушириной" линии (см.[1] гл.УП, 83).

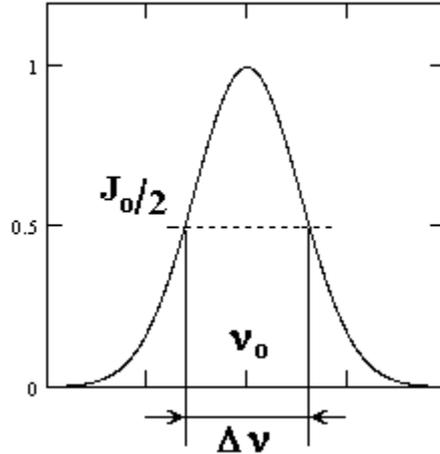


Рис. 2. Форма контура спектральной линии .

Спектральная линия (атома, молекулы) не является строго монохроматичной хотя бы потому, что энергия возбужденного уровня не является строго определенной величиной. Согласно соотношению неопределенностей энергия уровня, имеющего конечное время жизни, не имеет точного значения, а определена лишь с точностью до величины ширины уровня:

$$\Delta E \approx \hbar / \tau \quad . \quad (28)$$

Таким образом, спектральная линия излучения изолированного покоящегося атома должна иметь ширину

$$\Delta \omega \approx 2\pi / \tau \quad (29)$$

Эту величину часто называют **естественной шириной спектральной линии**. Обычно спектральные линии значительно уширены. Это связано с целым рядом причин. Если излучающий атом движется относительно спектрографа, последний зарегистрирует частоту, сдвинутую относительно частоты излучения покоящегося атома ω_0 на

величину, обусловленную эффектом Доплера $\Delta \omega_D \approx \omega_0 \frac{v}{c}$, v - скорость атома относительно прибора. В случае, когда атомы излучающего вещества движутся с тепловыми скоростями, соответствующая доплеровская ширина спектральной линии будет $\Delta \omega = \omega_0 \frac{v_T}{c}$, где

v_T - тепловая скорость атомов. Строгий расчет дает для ширины доплеровского контура величину (см. [1], гл.УП 84)

$$\Delta\omega_D \approx \frac{2\omega_0}{c} \left[\frac{2RT \ln 2}{M} \right]^{1/2}, \quad (30)$$

где R - газовая постоянная; M - атомный вес. В шкале длин волн доплеровская ширина линии равна

$$\Delta\lambda_D \approx \frac{2\lambda_0}{c} \left[\frac{2RT \ln 2}{M} \right]^{1/2} = 7,16 \cdot 10^{-7} \lambda_0 \left[\frac{T}{M} \right]^{1/2}, \quad (31)$$

где длина волны λ выражена в сантиметрах.

Другим важным механизмом уширения, проявляющимся, в основном, в твердых телах, является сдвиг и уширение атомных уровней при взаимодействии атомов между собой. Колеблясь около положения равновесия в узлах решетки твердого тела, атом испытывает изменяющееся во времени воздействие своих соседей по решетке. Энергия атомных уровней от этого изменяется, уровни сдвигаются и уширяются, причем, как правило, на величину, значительно превышающую собственную (естественную) ширину уровня, определяемую временем жизни. В момент излучения атомы тела могут оказаться в различных местах решетки и иметь, соответственно, различные энергии уровней. Ширина линии излучения в этом случае определяется взаимодействием излучающих атомов с соседями по решетке. Эту ширину часто называют по методу ее наблюдения шириной линии люминесценции. От величины ширины линии излучения сильно зависит взаимодействие излучения с веществом. В атоме может произойти переход ($1 \rightarrow k$ или $k \rightarrow 1$) лишь в том случае, если в системе отсчета атома частота фотона равна частоте перехода ν_{1k} с точностью до естественной ширины, которая, как правило, очень мала. Вероятность такого события P_{1k} (вероятность фотоперехода $1 \rightarrow k$ или $k \rightarrow 1$ есть величина порядка отношения естественной ширины $\Delta\omega_E$ к спектральной ширине линии $\Delta\omega_{1k}$ (люминесценции, доплеровской):

$$P_{1k} = \frac{\Delta\omega_E}{\Delta\omega_{1k}}. \quad (32)$$

В теории столкновений показывается, что, если сечение соударения частиц есть S , а вероятность некоторого процесса α (например, возбуждения атома) есть P_α , то "сечение процесса α "

$$S_\alpha = S P_\alpha . \quad (33)$$

Поскольку сечение имеет размерность площади, а P_{1k} безразмерная величина, то из (33) вытекает, что необходимо найти величину такой же размерности, характеризующую взаимодействие атома с излучением [3]. Таковыми могут быть лишь квадрат длины волны излучения λ^2 , либо "площадь" атома R_a^2 (R_a - радиус атома). При соударениях частиц сечение пропорционально квадрату размера большей из них. Естественно ожидать этого же и в случае "соударения" фотона с атомом. Любые квантовые системы (которыми являются атомы и молекулы) излучают и поглощают, как правило, электромагнитные волны с длиной волны, значительно превышающей размеры атома. Действительно, частота излучения должна иметь порядок величины частоты движения частиц в системе, т.е.

$$\omega_{изл} = \omega_{движ} = \frac{v}{R_a} , \quad (34)$$

где v - скорость частицы в системе. R_a - размер системы.

Из (34) определим порядок величины отношения длины волны к размерам системы, т.е.:

$$\frac{\lambda}{R_a} = \frac{c}{\omega R_a} \approx \frac{c}{v} \gg 1 . \quad (35)$$

Суммируя вышесказанное, приходим к выводу, что сечение фотоперехода должно определяться отношением вида:

$$\sigma_\phi \approx const \cdot \lambda^2 \frac{\Delta\omega_E}{\Delta\omega} , \quad (36)$$

$const$ – численный коэффициент.

Квантовая механика подтверждает соотношение (36) и дает численное значение коэффициента

$$\sigma_{\text{ф}} \approx \frac{\lambda^2}{4\pi^2} \cdot \frac{\Delta\omega_E}{\Delta\omega} \quad . \quad (37)$$

В дальнейшем под сечением фотоперехода будем иметь в виду эту величину, а под шириной спектральной линии иметь в виду ширину линии люминесценции в случае лазеров на твердом теле и доплеровскую ширину в случае газовых лазеров.

Способы создания инверсной населенности.

Как уже говорилось, излучение может усиливаться в веществе в том и только в том случае, если в нем существует инверсная населенность уровней. Такое состояние вещества является неравновесным, и для создания его требуются затраты энергии в том или ином виде, которые осуществляются при "накачке". Методы накачки вещества с целью получения в нем инверсной населенности весьма и весьма разнообразны (оптическая накачка, электрический разряд, химические реакции и т.д.)

Оптическая накачка заключается в том, что вещество подвергается воздействию мощного излучения, которое, поглощаясь веществом, выводит его из состояния равновесия. Рассмотрим, для простоты, вещество, состоящее из атомов, у которых имеется всего два уровня: основной - 1 и возбужденный - 2 (см.рис.1) По мере "накачки" этого вещества излучением частоты ω_{21} заселенность уровней будет изменяться. Сначала вещество находилось в термодинамическом равновесии со своим окружением, и распределение атомов по уровням описывалось формулой Больцмана

$$\frac{N_2}{N_1} = \exp\left(-\frac{E_2 - E_1}{kT}\right); \quad N = N_1 + N_2 \quad . \quad (38)$$

Здесь $g_1 = g_2 = 1$ - уровни невырождены; $N_{1,2}$ - населенности уровней 1 и 2; N - полная концентрация атомов; k - постоянная Больцмана; T - начальная температура вещества. Коэффициент усиления (см. формулу (25)) отрицателен, то есть излучение поглощается. Ясно, что как только будет достигнуто равенство населенностей $N_1 = N_2$, коэффициент поглощения станет равным нулю, и вещество станет прозрачным. Следовательно, инверсная населенность

$N_2 > N_1$ (см.(27)) не может быть получена при оптической накачке в двухуровневой системе.

Поэтому вещества, применяемые для оптических квантовых генераторов (ОКГ), выбираются таким образом, чтобы в процессе накачки и генерации излучения принимало участие более двух уровней. Как правило, используются так называемые трех- и четырехуровневые схемы расположения уровней атомов (см. рис.3)

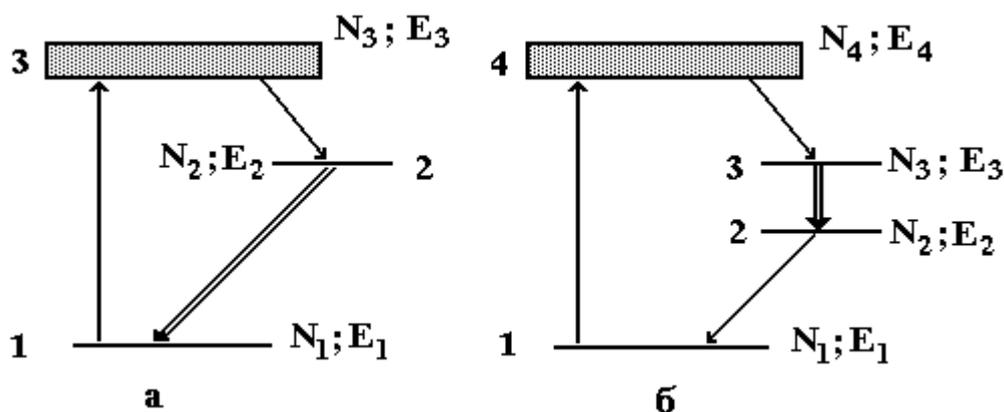


Рис.3. Схемы расположения уровней атомов : а – трехуровневая ; б - четырехуровневая.

Населенности уровней и зависимости их от времени определяются из уравнений баланса, представляющих собой соотношения между скоростями заселения и опустошения уровней

$$\frac{dN_i}{dt} = \Gamma_i - \frac{N_i}{\tau} \quad , \quad (39)$$

где N_i - заселенность уровня i ; Γ_i - полная скорость заселения его, то есть число атомов, совершающих в единицу времени переход из всех состояний в состояние i ; τ - время жизни уровня, так что N_i / τ есть скорость опустошения уровня, то есть число атомов, покидающих состояние i (переходящих из состояния i во все остальные) в единицу времени в единице объема.. Из (39) видно, что чем больше скорость заселения уровня Γ_i и чем больше τ - время жизни его, тем большая населенность этого уровня может быть достигнута. Поэтому верхние лазерные уровни (уровень 2 на рис.3а и уровень 3 на рис.3б) атомов обладают, как правило, большими временами жизни.

В трехуровневой схеме состояния атомов обладают следующими свойствами:

- а) уровень 3 широкий, переход $1 \rightarrow 3$ разрешен (правилами отбора), вероятность перехода сравнительно велика, скорость заселения большая;
- б) при опустошении уровня 3 наибольшую вероятность имеет переход $3 \rightarrow 2$ (в твердотельных ОКГ этот переход часто совершается безызлучательно); большая вероятность перехода $3 \rightarrow 2$ и определяет большую ширину уровня 3;
- в) уровень 2 имеет большое время жизни, что способствует накоплению атомов в этом состоянии.

Трехуровневая схема обладает, однако, тем недостатком, что для получения инверсной населенности $N_2 > N_1$ необходимо накопить в состоянии 2 огромное количество - порядка половины всех атомов, поскольку до начала накачки почти все атомы, согласно формуле Больцмана, были в состоянии 1 (почти всегда $E_2 - E_1 \gg kT$).

Преимущества четырехуровневой схемы в этом смысле очевидны: чтобы получить инверсную заселенность $N_3 > N_2$, необходимо накопить на уровне 3 не менее, чем $N_2 \sim N_1 \exp(-E_2 / kT)$ атомов, то есть сравнительно малую их долю, если $E_2 \gg kT$. Это ясно из рис.4, где изображена динамика заселения уровней. При температурах $kT \cong E_2$ четырехуровневая схема, по сути, превращается в трехуровневую, поскольку населенности основного уровня 1 и уровня 2 становятся одного порядка величины.

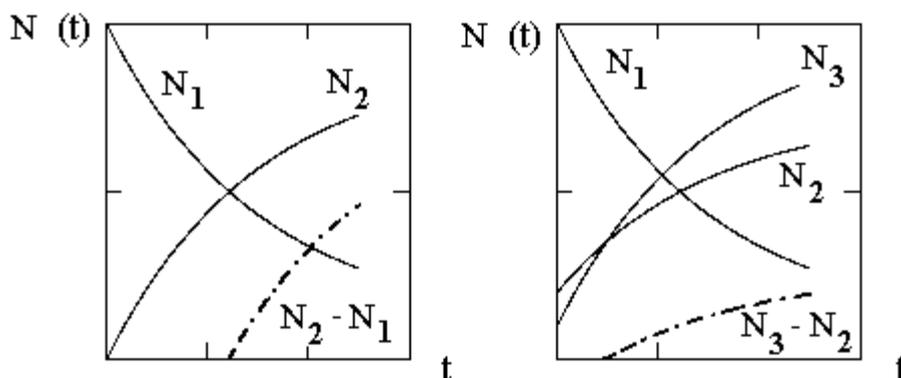


Рис.4. Динамика заселения уровней в трехуровневой и четырехуровневой схемах.

Для возбуждения газовых лазеров используется электрический разряд, однако существуют и другие способы: оптическая накачка, химические реакции, газодинамические методы и др. (см. [5]). В

газовых лазерах нижний лазерный уровень (уровень 2 на рис.3,б) обычно не является самым нижним. Высокая скорость опустошения его обуславливает возможность осуществления стационарной генерации, часто имеющей место в газовых лазерах.

Во всех случаях условием осуществления инверсной населенности должно быть (как это видно из (39))

$$\Gamma_v \tau_v > \Gamma_n \tau_n , \quad (40)$$

индексы "v" и "n" относятся к верхнему и нижнему уровням, соответственно.

Резонаторы.

Согласно (24) изменение плотности потока энергии излучения dJ после прохождения слоя толщиной dx есть

$$dJ = (N_2 - N_1) \rho_\omega c \sigma dx = J \sigma \Delta N dx = J \chi dx , \quad (41)$$

где $\Delta N = N_2 - N_1$; $J = \rho_\omega c$ - плотность потока энергии излучения ($[J] = \text{эрг.см}^2\text{с}$); $\chi = \sigma \Delta N$ коэффициент усиления. Интегрируя (41), получим

$$J = J_0 \exp(\sigma \Delta N x) = J_0 \exp(\chi x) , \quad (42)$$

здесь J_0 - плотность потока энергии излучения на входе в вещество ($x=0$). Из (42) следует, что излучение будет усиливаться, если в верхнем состоянии будет больше частиц, чем в нижнем (то есть, если $\Delta N = N_2 - N_1 > 0$ и $\chi > 0$).

Однако инверсная населенность является необходимым, но не достаточным условием усиления. В реальных веществах всегда имеются дополнительные, не учтенные в (41) причины, приводящие к потерям излучения (например, рассеяние энергии излучения на неоднородностях вещества и др.). С учетом этих дополнительных потерь соотношение (41) примет вид:

$$dJ = J(\chi - k) dx , \quad (43)$$

где k - коэффициент поглощения из-за дополнительных потерь в веществе, не связанных с переходом $1 \rightarrow 2$. Отсюда получим:

$$J = J_0 \exp[(\chi - k)x] \quad . \quad (44)$$

Из (44) видно, что излучение усиливается, если индуцированное излучение с избытком компенсирует все потери электромагнитной энергии в веществе. Однако, обычно коэффициент усиления настолько мал, что $(\chi - k)L \ll 1$ (L - длина вещества с инверсной населенностью) и излучение усиливается незначительно. Так, например, для того, чтобы в кристалле рубина излучение усилилось в 100 раз он, как это следует из расчета, должен иметь длину порядка ~ 5 метров (см. [5]). Очевидно, что такой усилитель осуществить трудно. Применение принципа обратной связи - усиленный сигнал возвращается в усилитель, где он снова усиливается и т.д., позволило не только преодолеть эти трудности, но и создать генератор. Усилитель начнет самопроизвольно генерировать колебания, если усиление, достигаемое при помощи обратной связи, с избытком компенсирует все потери в системе *усилитель - обратная связь*. С этой целью, в случае оптического квантового генератора (ОКГ), активное вещество помещают внутри “резонатора”, образованного двумя параллельными зеркалами, отстоящими друг от друга на расстоянии L (см.рис.5).

В веществе, помещенном в резонатор, распространяются два встречных потока излучения (J_1, J_2) которые при отражении от зеркал переходят один в другой. Рассмотрим распространение в веществе одного из потоков (любого!), считая длину резонатора равной длине активного вещества.

Пусть интенсивность потока, отраженного от левого зеркала 1 равна J_0 ; тогда после полного обхода - двукратного прохода через активное вещество и отражения от обоих зеркал - интенсивность потока (отраженного от левого зеркала 1 и распространяющегося направо) станет равной

$$J_0 r_1 r_2 \exp(2L(\chi - k)) \quad .$$

Если эта интенсивность превысит величину J_0 , она и в дальнейшем будет нарастать после каждого следующего обхода. Таким образом, условием нарастания интенсивности излучения будет соотношение

$$J_0 r_1 r_2 \exp(2L(\chi - k)) > J_0; \quad (45)$$

здесь L - длина активного вещества, χ - коэффициент усиления среды (25), k - коэффициент объемных потерь в веществе (44), r_1 и r_2 - коэффициенты отражения зеркал резонатора. Имея в виду (45) замечаем, что нарастание интенсивности излучения - пороговый процесс и имеет место, лишь если коэффициент усиления превышает пороговую величину:

$$\chi_{порог} = k + (1/2L)\ln(1/r_1 r_2). \quad (46)$$

Из (46) вытекает важный вывод: в случае, если поглощение в веществе мало по сравнению с потерями излучения на выходе из резонатора, пороговый коэффициент усиления не зависит от свойств вещества, а определяется параметрами резонатора (r_1, r_2, L).

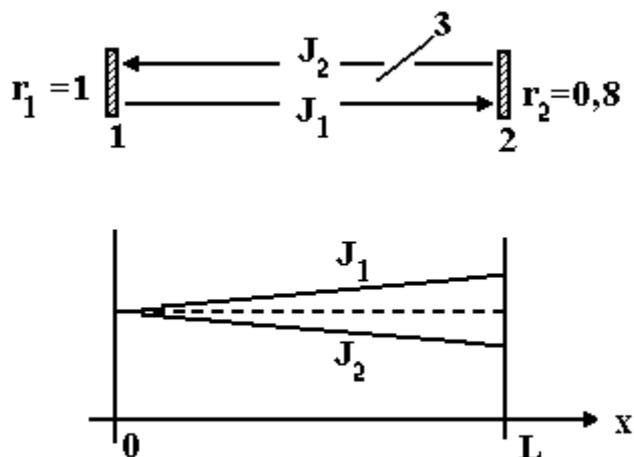


Рис.5. Резонатор : 1, 2 - зеркала резонатора; 3 - активное вещество;

$$J_1, J_2 - \text{ потоки излучения; } J_2(L) = r_2 J_1(L) .$$

Если $\chi > \chi_{порог}$, то плотность потока излучения непрерывно нарастает (**уменьшая инверсную населенность!**) до тех пор, пока вследствие эффекта насыщения χ не уменьшится до величины $\chi = \chi_{порог}$. При достижении этого условия поток излучения станет стационарным, а инверсная населенность делается равной пороговой

$$\Delta N = \Delta N_{порог} = \chi_{порог} / \sigma \quad . \quad (47)$$

Вследствие огромного количества спонтанно испущенных фотонов существует конечная вероятность того, что испущенный фотон попадет в телесный угол вблизи оси резонатора, внутри которого излучение получает заметное усиление. Именно эти фотоны (**спонтанно испущенные**) и являются родоначальниками процесса размножения фотонов, приводящего к (стационарной или импульсной) генерации. Резонатор, кроме того, накладывает отпечаток на спектральный состав усиливаемого излучения. Устойчивому усилению в резонаторах подлежит только излучение таких длин волн, которые являются собственными колебаниями резонатора (стоячие волны). Рассмотрим для простоты только волны, распространяющиеся вдоль оси резонатора. Собственными колебаниями резонатора будут колебания, частоты которых равны

$$\omega_m = \frac{m\pi c}{L n} , \quad (48)$$

где $m = 1, 2, 3, \dots, n$ - коэффициент преломления, или

$$L = \frac{m \lambda}{n 2} . \quad (49)$$

В оптических резонаторах номера собственных колебаний достигают значительных величин $m \approx 10^5$ и более. Из-за этого различие длин волн соседних типов колебаний или, как говорят, двух соседних мод, отличающихся номером на единицу, невелико, порядка $\Delta\lambda_m = \lambda/m$. Часто случается, что разность длин волн двух соседних мод не превышает полосы длин волн, которые активная среда способна усиливать, т.е. ширины спектральной линии. В этом случае спектр излучения лазера состоит из нескольких узких линий, разность длин волн которых составляет $\Delta\lambda_m$. Число таких линий (число генерируемых мод) есть

$$\Delta m = \frac{\overline{\Delta\lambda}}{\Delta\lambda_m} , \quad (50)$$

здесь $\overline{\Delta\lambda}$ - характерная ширина спектра излучения лазера (см.рис.6). Не оценивая величины характерной ширины $\overline{\Delta\lambda}$ спектра излучения лазера, заметим лишь, что, поскольку коэффициент усиления в

центре линии превышает коэффициент усиления в ее крыльях (см. Приложение), “центральные моды” усиливаются значительно сильнее крайних. Это приводит к резкому сужению характерной ширины спектра по сравнению со случаем, когда инверсная населенность отсутствует и ширина линии излучения равна доплеровской (или ширине линии люминесценции).

В заключение рассмотрим вопрос о расходимости излучения лазера. До сих пор мы рассматривали только те типы колебаний, фронт волны которых перпендикулярен оси резонатора (продольные моды). Расходимость излучения продольных мод обусловлена, в основном, дифракцией на краях активного элемента лазера. В случае цилиндрического активного элемента диаметра d дифракционный угол имеет порядок величины $\delta\varphi \approx \lambda/d$. Некоторый вклад в расходимость излучения вносят поперечные моды, то есть излучение, распространяющееся под некоторым углом к оси резонатора.

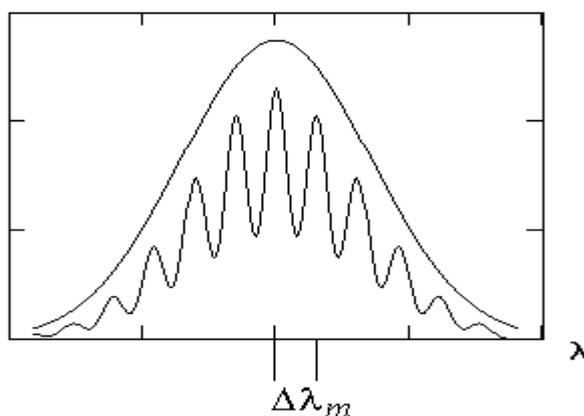


Рис.6. Спектр излучения лазера.

ЛИТЕРАТУРА

1. Фриш С.Э. Оптические спектры атомов. –М.-Л.: Физматгиз, 1963.
2. Звелто О. Физика лазеров. – М.: Мир, 1979.
3. Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных явлений. – М.: Наука, 1966.
4. Унзольд А. Физика звездных атмосфер. – М.: ИЛ, 1946.
5. Квантовая электроника (Маленькая энциклопедия). –М.: 1969.
6. Ярив А. Введение в теорию и приложения квантовой механики. – М.: Мир, 1984.