

Light
Amplification
by
Stimulated
Emission
of
Radiation

Лазеры

Означает
«усиление
света
с помощью
вынужденного
испускания
излучения»



В. Вынужденное индуцированное излучение

Физические основы взаимодействия излучения с веществом

В. Связь между коэффициентом поглощения и инверсной заселенностью уровня. **Лекция №2**

2.1. Собственные колебания системы.

2.2. Положительная обратная связь.

Е. Развитие процесса генерации в лазере.

А. Спонтанное излучение.

К. Насыщение усиления.

Б. Вынужденное поглощение излучения.

В. Вынужденное, индуцированное излучение.

С. Активная усиливающая (инверсная) среда.

2.3. Основа работы ОКГ.

А. Необходимое условие усиления – инверсная заселенность.

Б. Коэффициент поглощения (усиления) системы.

В. Связь между коэффициентом поглощения и инверсной заселенностью уровня.

С. Коэффициент потерь.

Д. Положительная обратная связь.

Е. Развитие процесса генерации в лазере.

К. Насыщение усиления.

Продолжение

2.4. Форма и естественная ширина спектральной линии.

А. Форма спектральной линии.

Б. Уширение спектральной линии.

В. Энергетические уровни.

С. Связь ширина линии с длиной волны.

2.4.1. Доплеровской уширение.

2.4.2. Уширение при столкновениях.

2.4.3. Уширение в твердых телах.

2.4.4. Уширение в Н- и Е- полях.

2.4.5. Однородное и неоднородное уширение.

2.1 Собственные состояния системы

Один из основных выводов квантовой механики гласит, что каждая физическая система может находиться только в одном из заданных энергетических соотношений так называемых *собственных состояний системы*. С каждым из этих состояний мы связываем энергию, которая соответствует полной энергии системы, если все состояния заняты. Классическими примерами, квантовой механики является: свободный электрон, атом водорода или гармонический осциллятор. Примерами более сложных систем могут служить молекула водорода и полупроводниковый кристалл.

С каждым состоянием (i) атома водорода мы можем связать следующую собственную функцию

$\Psi(r, t) = \psi_i(r) e^{-i \frac{E_i}{\hbar} t}$, где $|\psi_i(r)|^2 dx dy dz$ - вероятность нахождения электрона, о котором известно, что он находится в состоянии i в пределах электромагнитного объема $dx dy dz$ с центром в точке r, E_i – энергия состояния, описанного выше, при этом

$\hbar = \frac{h}{2\pi}$, $h = 6,626 \cdot 10^{-34}$ Дж·с – постоянная Планка.

Определение собственных функций $\psi_i(r)$ и соответственно энергии E_i различных физических систем является одной из главных задач квантовой механики. Мы с Вами в данной дисциплине примем как данное существование их состояний их энергетических уровней, а также ряд других результатов, правомерность которых доказана экспериментально.

Ансамбль частиц

В квантовой электронике обычно мы имеем дело не с одним атомом, а с весьма большим их числом, представляющим собою некоторый ансамбль частиц. Достаточно вспомнить, что в одном кубическом сантиметре газа при нормальных условиях, т. е. при температуре $t = 0^\circ\text{C}$ и давлении, равном 133,3 Па (одной атмосфере), находится $2,7 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ атомов (число Лошмидта), а в твердом теле их приблизительно 10^{22} см^{-3} .

Частицы, входящие в состав ансамбля, непрерывно взаимодействуют между собой, что приводит к вполне определенному распределению их по энергиям. Распределение частиц по энергиям при термодинамическом равновесии подчиняется закону Больцмана, согласно которому вероятность пребывания атома в состоянии i с энергией E_i , т. е. вероятность нахождения его на каком-либо энергетическом уровне i , равна

$$P_i = C e^{-\frac{E_i}{kT}},$$

где C — константа; T — абсолютная температура; k — постоянная Больцмана, $k = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ Дж/}^\circ\text{C}$.

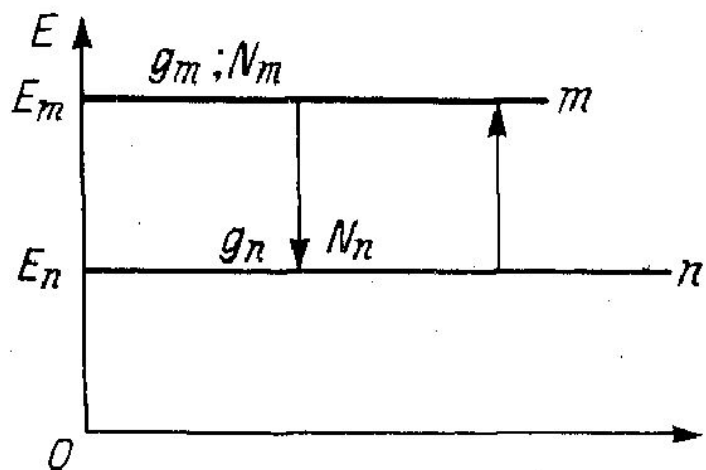


Рис. 1.5. Диаграмма энергетических уровней ансамбля молекул

Таким образом, из общего числа частиц ансамбля N_0 на уровне i находятся

$$N_i = N_0 C e^{-\frac{E_i}{kT}}$$

Отношение числа частиц, пребывающих в состоянии m , с энергией E_m к числу частиц с энергией E_n будет

$$N_m/N_n = e^{-(E_m - E_n)/kT} \quad (1.3)$$

Кратность вырождения

В случае, если одному энергетическому уровню атома соответствует несколько различных его устойчивых состояний, то данный энергетический уровень вырожден. Число g различных независимых состояний с одинаковым значением энергии определяет кратность вырождения или статический вес уровня.

Отношение населенностей двух вырожденных уровней m и n при их статистических весах g_m и g_n в отличие от (1.3) определяется следующим образом:

$$N_m/N_n = (g_m/g_n) e^{- (E_m - E_n)/kT}. \quad (1.4)$$

Из (1.3) и (1.4) следует, что при термодинамическом равновесии число частиц, находящихся на верхнем энергетическом уровне, оказывается значительно меньше, чем на нижнем, причем, чем выше располагается энергетический уровень, тем меньше находится на нем частиц. На рис. 1.5 представлена диаграмма энергетических уровней, причем длина горизонтальной черты определяет населенность того или другого уровня.

Взаимодействие электромагнитного излучения с атомом

Свет представляет собой электромагнитные волны. Энергия электромагнитного поля света также квантована. Каждый квант энергии излучения (фотон) равняется $h\nu$, где ν — частота колебаний, а h — постоянная Планка. Таким образом, энергия фотона прямо пропорциональна частоте и возрастает с укорочением длины волны.

Атом может взаимодействовать с электромагнитным излучением, изменяя при этом свое энергетическое состояние, т. е. совершать при этом переход с одного уровня на другой. При поглощении электромагнитной энергии происходит переход атома в состояние с бóльшим значением энергии, а значит переход его на более высокий энергетический уровень. При переходе на нижний энергетический уровень происходит испускание энергии в виде кванта света.

Если атом находится в верхнем энергетическом состоянии с энергией E_m , то имеется определенная вероятность того, что через некоторое время он перейдет в нижнее состояние, определяемое энергией E_n , и при этом произойдет излучение кванта света, величина которого будет равна

$$h\nu_{mn} = E_m - E_n. \quad (1.5)$$

Вероятность перехода атома с одного энергетического уровня на другой имеет две составляющие. Первая зависит от свойств атома и не зависит от внешних факторов. Вторая — линейно зависит от плотности энергии поля, соответствующей частоте перехода, действующего на атом извне. Первая определяет так называемое спонтанное излучение, вторая — вынужденное индуцированное. При воздействии света частотой ν_{mn} на атом, находящийся на нижнем энергетическом уровне n , происходит поглощение фотона $h\nu_{mn}$, сопровождаемое переходом атома на верхний уровень m . Спонтанного перехода атома с нижнего уровня на верхний не происходит.

Коэффициенты Эйнштейна

Индуцированное и спонтанное излучение впервые были рассмотрены Эйнштейном. Им были теоретически выведены коэффициенты спонтанного и индуцированного излучений A и B , получившие название коэффициентов Эйнштейна, а также установлено соотношение между ними. Коэффициент спонтанного перехода A_{mn} определяет вероятность спонтанного перехода изолированного атома в единицу времени с уровня m на уровень n . Коэффициенты вынужденного излучения и поглощения B_{mn} и B_{nm} определяют вероятность соответствующих переходов в единицу времени при воздействии на атом электромагнитной энергии со спектральной плотностью, равной единице.

Эйнштейн, рассматривая совокупность молекул, находящихся в тепловом равновесии, на основе заключения о том, что при установившемся состоянии каждая часть элементарного объема должна излучать в единицу времени на данной частоте столько же энергии, сколько она ее поглощает, установил соотношение

$$\rho_\nu B_{nm} N_n = \rho_\nu B_{mn} N_m + A_{mn} N_m. \quad (1.6)$$

Плотность энергии излучения

Здесь ρ_ν — плотность энергии излучения на соответствующей частоте перехода между уровнями m и n ; $\rho_\nu B_{nm}$ — вероятность вынужденных переходов в единицу времени с уровня n на уровень m под влиянием излучения с плотностью энергии ρ_ν , т. е. вероятность поглощения; $\rho_\nu B_{mn}$ — вероятность вынужденных переходов с уровня m на уровень n , т. е. вероятность вынужденного излучения. Левая часть уравнения (1.6) определяет поглощенную в единицу времени энергию, а правая — полную энергию излучения при вынужденных и спонтанных переходах.

Поскольку при термодинамическом равновесии отношение населенностей уровней определяется уравнением (1.4), подставив N_m/N_n из (1.4) в (1.6) и решив относительно ρ_ν , принимая во внимание (1.5), находим

$$\rho_\nu = \frac{A_{mn}/B_{mn}}{(g_n B_{nm}/g_m B_{mn}) e^{h\nu/kT} - 1}. \quad (1.7)$$

С другой стороны, известно, что излучение абсолютно черного тела определяется формулой

$$\rho_\nu = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1}. \quad (1.8)$$

Сравнение (1.7) и (1.8) приводит к заключению, что

$$g_n B_{nm} = g_m B_{mn} \quad (1.9)$$

и что соотношение между коэффициентами спонтанного и вынужденного излучений имеет вид

$$A_{mn} = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} h\nu B_{mn}.$$

Так, при частоте $\nu = 6 \cdot 10^{14}$ Гц (длина волны 0,5 мкм) и плотности потока 1 мВт/см² $A_{mn} \approx 10^{-6} B_{mn}$, т. е. индуцированное излучение значительно преобладает над спонтанным даже при очень малых плотностях энергии излучения.

Если энергетические уровни частицы не вырождены, то, как это следует из теории Эйнштейна, $B_{mn} = B_{nm}$, т. е. коэффициент вынужденного излучения, соответствующий переходу с уровня m на уровень n , оказывается численно равным коэффициенту поглощения, определяемому переходом частицы с уровня n на уровень m .

2.2 Квантовые переходы.

Существует три возможных процесса взаимодействия квантовых систем и электромагнитного излучения, которые схематически показаны на рис. 1.1.

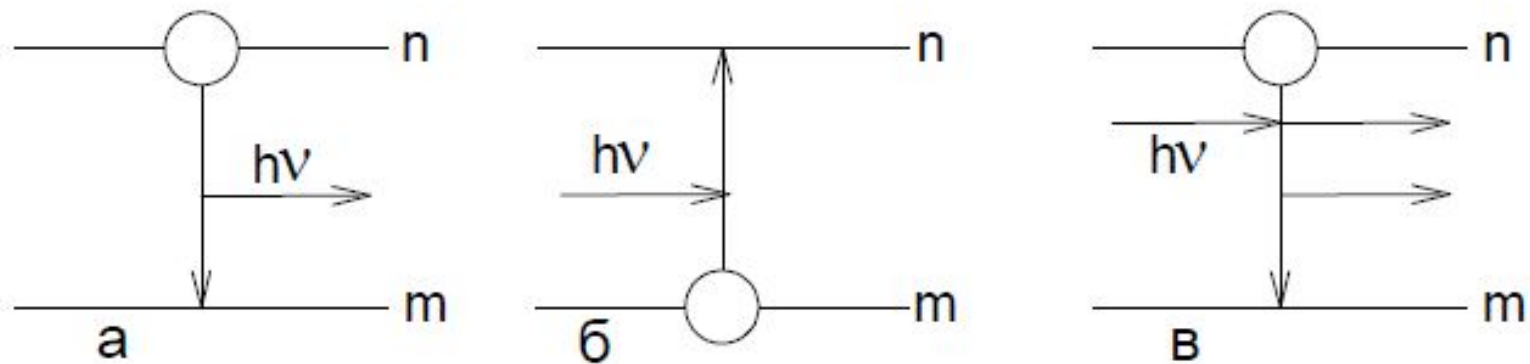
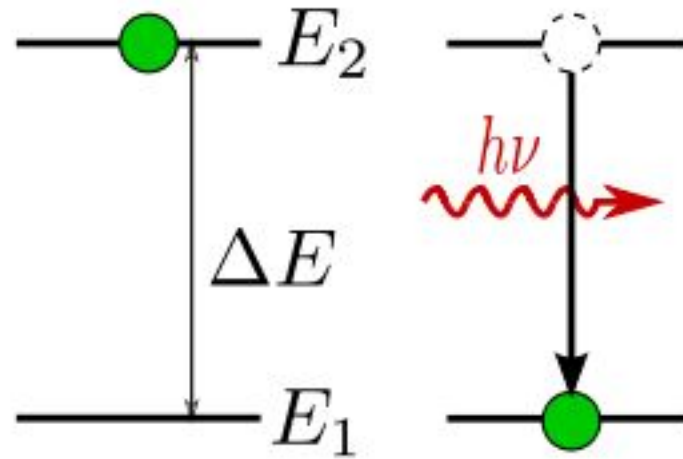


Рис. 1.1. Квантовые переходы при взаимодействии с фотоном: а – спонтанный переход с испусканием фотона; б – вынужденный переход с поглощением фотона; в – вынужденный переход с испусканием фотона

Спонтанное излучение



Спонтанное излучение – случайно и хаотично по времени, частоте, направлению распространения и поляризации.

Спонтанное излучение

Рассмотрим переходы частицы из одного состояния в другое с выделением или поглощением энергии электромагнитного поля. Возбужденная частица в произвольный момент времени может самопроизвольно перейти в более низкое энергетическое состояние, излучив при этом квант света. Такое излучение называется спонтанным.

Скорость спонтанного перехода с уровня n на уровень m определяется выражением:

$$\frac{dN_n}{dt} = A_{nm} N_n, \quad (t_{cn})_{nm} \equiv A_{nm}^{-1} \quad (1.1)$$

где N_n – концентрация частиц на уровне n . Коэффициент A_{nm} есть вероятность перехода или коэффициент Эйнштейна для спонтанного излучения, $[c^{-1}]$. Величина, обратная A_{nm} , называется спонтанным временем жизни.

Значение коэффициента Эйнштейна для спонтанных переходов в оптическом диапазоне может изменяться от 10^8 c^{-1} для разрешенных переходов до 1 c^{-1} для запрещенных переходов.

Вынужденное поглощение излучения

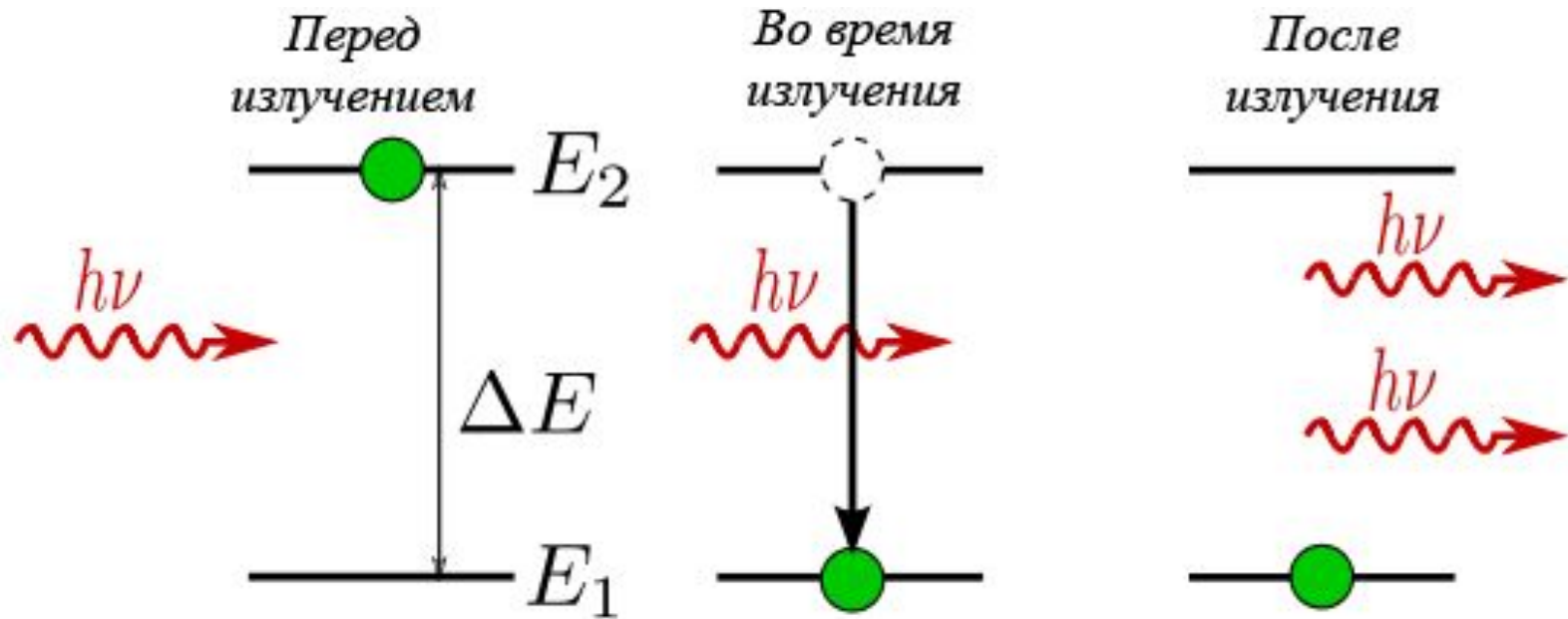
Случайность спонтанных переходов приводит к тому, что различные атомы излучают независимо и несинхронно. Поэтому спонтанное излучение ненаправленно, некогерентно, неполяризовано и немонохроматично. Такое естественное излучение испускают все обычные источники света.

Другим оптическим процессом является поглощение излучения частицей, переходящей в результате этого в возбужденное состояние. Скорость поглощения:

$$\frac{dN_m}{dt} = -B_{mn}\rho(\nu)N_m, \quad (1.2)$$

где B_{mn} – коэффициент Эйнштейна для вынужденного поглощения, $\rho(\nu)$ – спектральная плотность излучения, N_m – концентрация частиц на уровне m .

Вынужденное излучение



$$E_2 - E_1 = \Delta E = h\nu$$

Вынужденное (индуцированное) излучение – возникает при взаимодействии фотона с возбужденным атомом, если энергия фотона равна разности соответствующих уровней энергии атома. Кванты вынужденного излучения имеют одинаковую частоту и поляризацию.

Вынужденное, индуцированное излучение

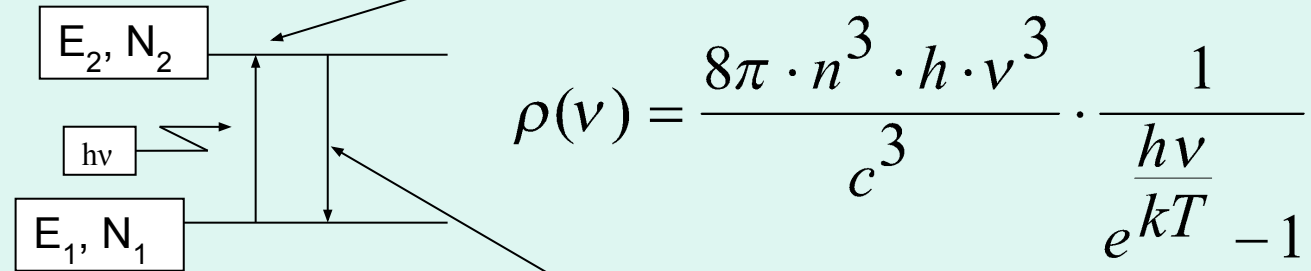
Однако эти два процесса не объясняют всех закономерностей взаимодействия излучения со средой. При взаимодействии возбужденной частицы с фотоном возможен переход частицы в состояние с меньшей энергией – при этом излучается дополнительный фотон. Этот процесс носит название вынужденного или стимулированного излучения. Скорость этого процесса:

$$\frac{dN_n}{dt} = -B_{nm}\rho(\nu)N_n, \quad (1.3)$$

где B_{nm} – коэффициент Эйнштейна для вынужденного излучения, $\rho(\nu)$ – спектральная плотность излучения, N_n – концентрация частиц на уровне n . Произведение $B \cdot \rho(\nu)$ имеет размерность, обратную времени. Следует отметить, что $B_{nm} = B_{mn}$ с точностью до постоянного множителя. Связь между коэффициентами спонтанного и вынужденного испускания определяется соотношением:

$$\frac{A_{nm}}{B_{nm}} = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3}. \quad (1.4)$$

Атомы, находящиеся на нижнем энергетическом уровне E_1 , в результате поглощения квантов света с энергией $h\nu$ переходят на уровень E_2 . Число таких переходов пропорционально $\rho(\nu) N_1$, где $\rho(\nu)$ — спектральная плотность излучения.

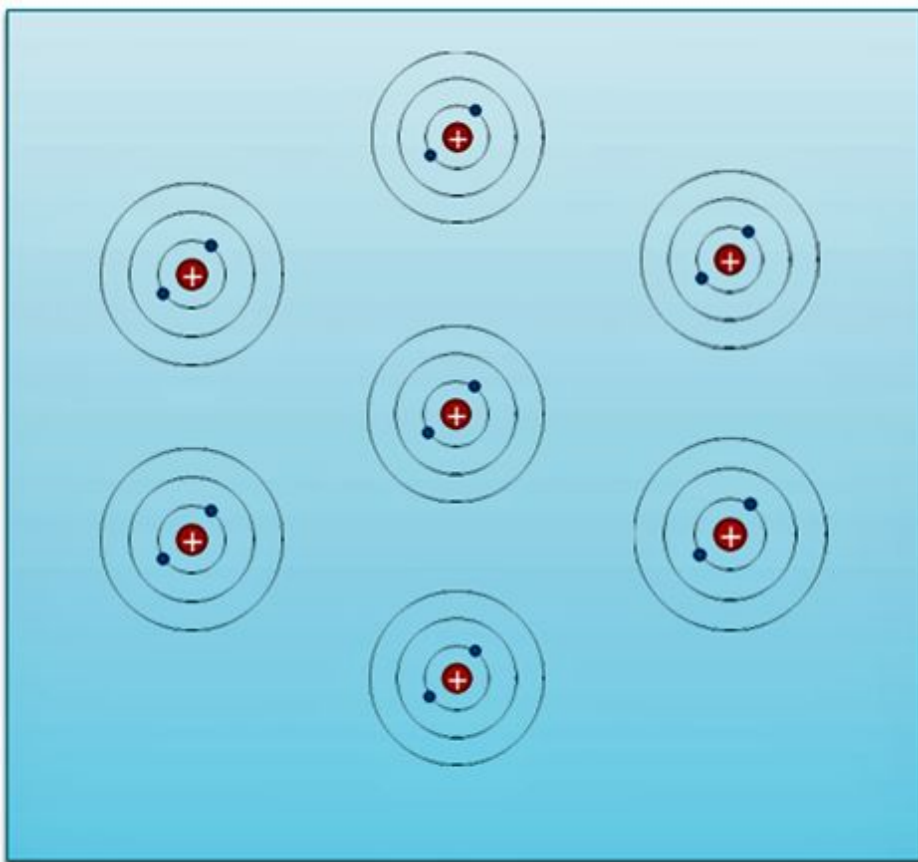


Атомы, находящиеся на верхнем энергетическом уровне E_2 , под действием квантов $h\nu$ вынужденно переходят на уровень E_1 . Число таких переходов пропорционально $\rho(\nu) N_2$

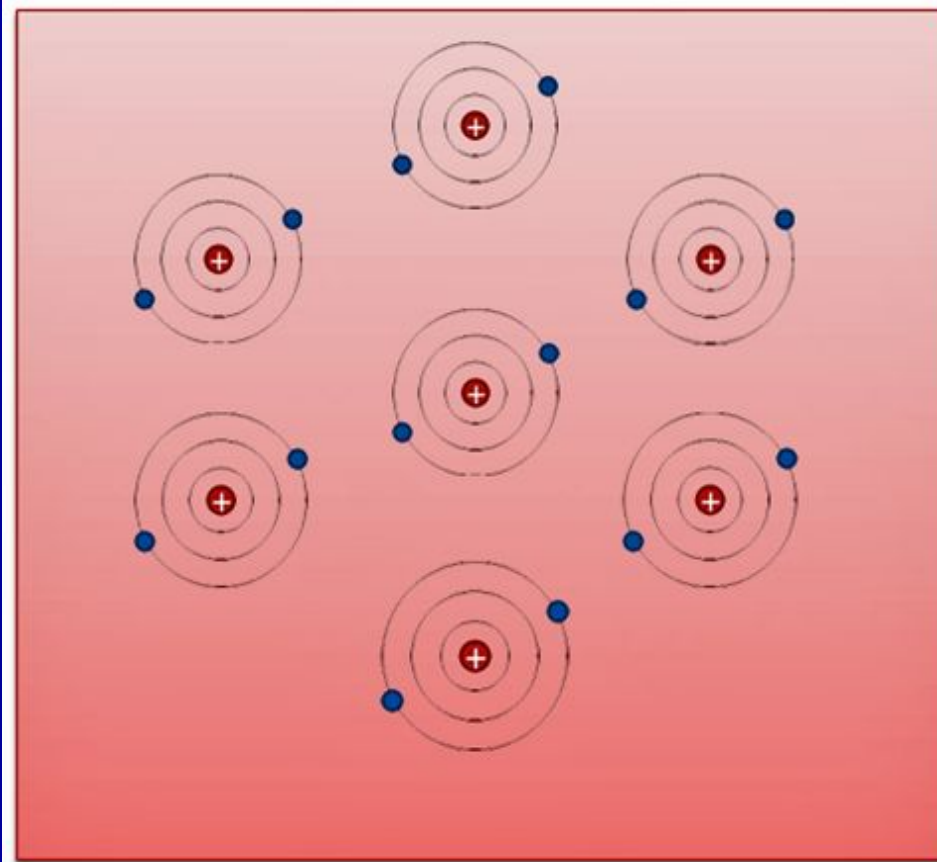
Активная среда лазера – среда с инверсной заселенностью, при которой

$$N_2 > N_1.$$

Активная усиливающая среда- среда с инверсной заселённостью энергетических уровней:



Нормальная
заселённость уровней:
нижние заняты, верхние
свободны



Инверсная
заселённость уровней:
верхние заняты, нижние
свободны

Принцип действия лазеров

Представим себе ансамбль, состоящий из N_0 атомов в единице объема, и пусть на него действует электромагнитное излучение с частотой ν_{mn} и спектральной плотностью потока энергии ρ_ν . Пусть N_m и N_n число атомов, находящихся соответственно на верхнем и нижнем энергетическом уровнях. Тогда число поглощенных ансамблем фотонов за время dt , равное числу переходов атомов с уровня n на уровень m , будет $N_n B_{nm} \rho_\nu dt$, при этом поглощенная ансамблем энергия

$$W_{\text{погл}} = N_n B_{nm} \rho_\nu h\nu_{mn} dt. \quad (1.10)$$

Общее число переходов атомов с m на n , как спонтанных, так и вынужденных, за то же время будет $N_m B_{mn} \rho_\nu dt + N_m A_{mn} dt$. Так как $A_{mn} \ll B_{mn}$, то излученная энергия

$$dW_{\text{изл}} = N_m B_{mn} \rho_\nu h\nu_{mn} dt. \quad (1.11)$$

Если $dW_{\text{изл}}$ будет больше, чем $dW_{\text{погл}}$, то произойдет усиление интенсивности падающей на систему электромагнитной волны. Следовательно, условием усиления является

$$N_m B_{mn} \rho_\nu h\nu_{mn} dt > N_n B_{nm} \rho_\nu h\nu_{mn} dt.$$

Подставив значение B_{mn} из (1.9), получим

$$N_m > N_n g_m / g_n. \quad (1.12)$$

При невырожденных энергетических уровнях $g_m = g_n = 1$ из (1.12) следует, что N_m должно быть больше N_n . Таким образом, мы приходим к заключению, что условием усиления электромагнитной волны ансамблем атомов является распределение в нем населенностей по энергетическим уровням, противоположное тому, что имеет место обычно при термодинамическом равновесии. Число молекул на верхнем энергетическом уровне в отличие от больцмановского распределения должно быть больше, чем на нижнем. Это основное условие, которое лежит в основе принципов работы всех типов квантовых усилителей и генераторов.

В случае, когда N_m будет меньше N_n , в ансамбле молекул в большей мере будут осуществляться переходы с нижнего уровня на верхний при поглощении фотонов, чем с верхнего на нижний. При этом ансамбль молекул будет являться поглощающей средой, ослабляющей проходящую через него электромагнитную волну.

Мгновенная мощность излучения ансамблем атомов при наличии поглощения будет равна

$$dW/dt = (N_m B_{mn} - N_n B_{nm}) \rho_\nu h\nu. \quad (1.13)$$

Накачка – осуществление ИНВЕРСИИ

При $g_m = g_n = 1$ $dW/dt = (N_m - N_n) B_{mn} \rho_\nu h\nu$. Из (1.13) следует, что мощность излучения пропорциональна разности населенности энергетических уровней. Таким образом, при создании квантового генератора необходимо прежде всего выполнение таких условий, при которых в ансамбле частиц населенность верхнего энергетического уровня была по возможности больше населенности нижнего. Для этого, очевидно, необходимо предварительно ансамбль подвергнуть соответствующему воздействию, которое привело бы к должному перераспределению частиц по энергиям. Такого рода воздействие, называемое накачкой, по существу сводится к возбуждению частиц ансамбля. Оно может быть осуществлено различными способами, например путем облучения ансамбля потоком фотонов или электронов, обладающих такой энергией, при которой происходит переход частиц на верхний рабочий уровень m с одного из уровней i , расположенных ниже уровня n , а потому обладающих значительно большей населенностью, чем населенность нижнего рабочего уровня.

Усиление световой волны

Если теперь, после того, как была произведена накачка и осуществлена инверсия, т. е. достигнута соответствующая перенаселенность энергетических уровней, ансамбль частиц подвергнуть в каком-либо направлении облучению потоком фотонов слабой интенсивности, но имеющих частоту, равную частоте рабочего перехода с уровня m на уровень n , то в результате взаимодействия с частицами ансамбля произойдет их размножение. Действительно, взаимодействие какого-либо фотона частоты ν_{mn} с возбужденной частицей приведет к вынужденному излучению фотона такой же частоты ν_{mn} , распространяющегося в том же направлении. В результате акта взаимодействия окажется уже два фотона, которые, распространяясь дальше и встретив соответственно две возбужденные частицы, породят еще два фотона, четыре фотона, затем превращаются в 8, 16 и т. д. (рис. 1.6, а). В таком размножении будут участвовать все взаимодействующие с частицами фотоны потока электромагнитной энергии, которым был освещен ансамбль. В результате на выходе из области, где был расположен ансамбль рабочих молекул, интенсивность пучка света будет значительно превосходить интенсивность на входе (рис. 1.6, б).

Инверсия

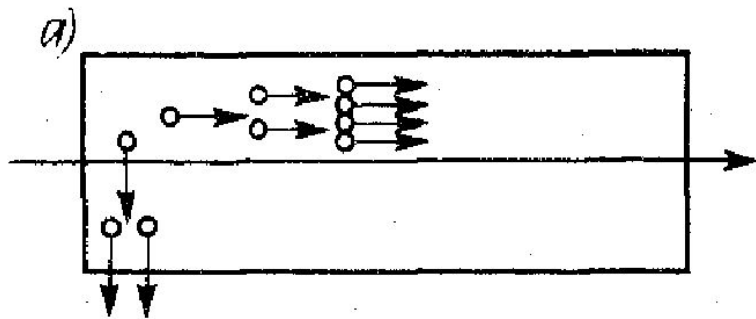
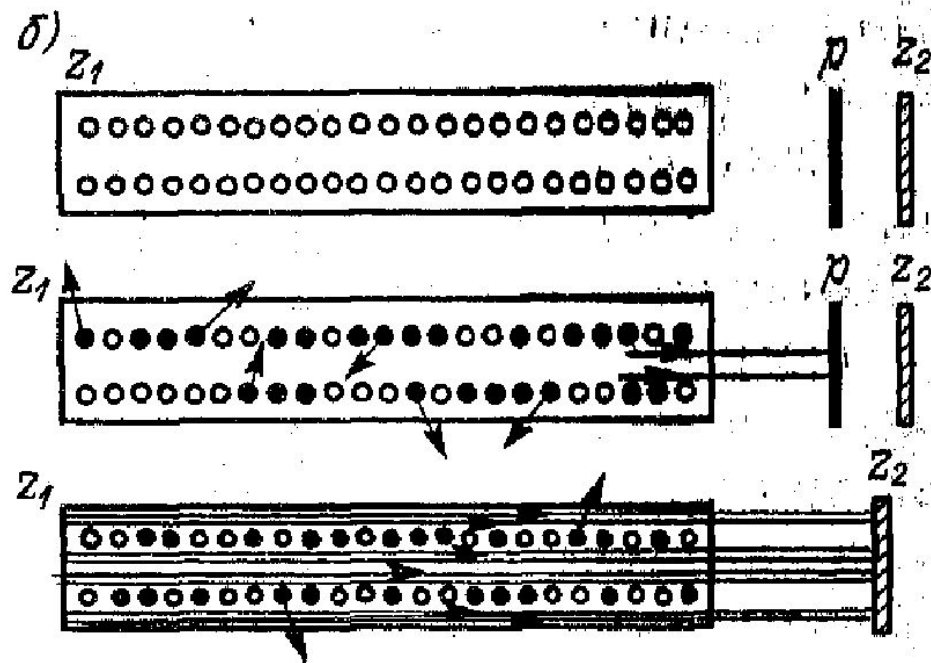


Рис. 1.6. Усиление световой волны, испущенной атомом активной среды (а), и нарастание вынужденного излучения преимущественно вдоль оси рабочего тела (б)



Все вышеизложенное приводит нас к заключению о возможности усиления электромагнитных волн при индуцированном излучении в некотором ансамбле атомов при условии, что большинство атомов находится в верхнем из двух энергетических состояний, связанных соответствующим переходом.

$$W_{\text{погл}} = N_n B_{nm} \rho_\nu h\nu_{mn} dt. \quad (1.10)$$

$$dW_{\text{изл}} = N_m B_{mn} \rho_\nu h\nu_{mn} dt. \quad (1.11)$$

Из (1.10) и (1.11), принимая во внимание, что интенсивности и плотности энергии связаны соотношением $\rho = I/c$, следует, что если излучение пройдет слой, заполненный активными атомами, равный dx , то на пути dx приращение его интенсивности будет равно

$$dI = \frac{I}{c} h\nu_{mn} (N_m B_{mn} - N_n B_{nm}) dx.$$

Отсюда, интегрируя, находим изменение интенсивности на пути l :

$$I = I_0 e^{\frac{h\nu_{mn}}{c} (N_m B_{mn} - N_n B_{nm}) l}. \quad (1.14)$$

Вводя понятие о поперечных сечениях взаимодействия фотона с атомом на соответствующих переходах $\sigma_{mn} = B_{mn} h\nu_{mn}$ и $\sigma_{nm} = B_{nm} h\nu_{nm}$ и принимая во внимание (1.9), выражение (1.14) можно представить в следующем виде:

$$I = I_0 e^{\alpha l}, \quad \text{где} \quad \alpha = \frac{\sigma_{mn}}{c} \left(N_m - \frac{g_m}{g_n} N_n \right) \quad (1.15)$$

Закон Бугера

Формула (1.15) представляет известный закон Бугера, где α — имеет положительное значение, когда $N_m > (g_m/g_n) N_n$, т. е. при наличии инверсии, и определяет коэффициент усиления. Отрицательное значение коэффициент α имеет при обычном термодинами-

ческом равновесии, и в этом случае ансамбль атомов представляет собой поглощающую среду. На рис. 1.6, б изображено распространение излучения в усиливающей среде.

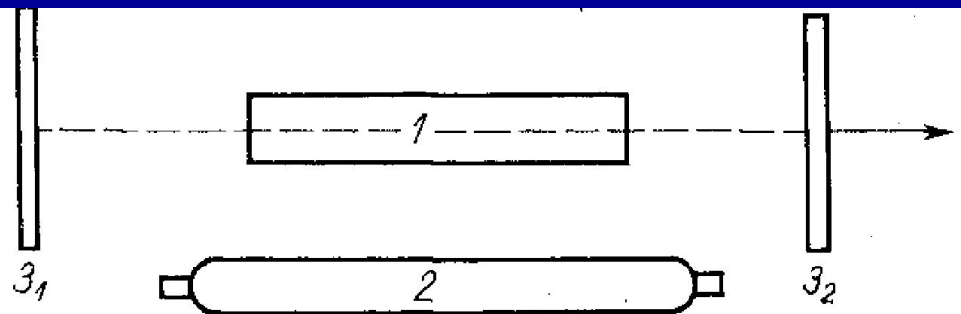
Как следует из (1.15), степень усиления излучения определяется произведением αl . Очевидно, что значительное усиление на небольшом пути возможно лишь при очень больших значениях коэффициента α , т. е. при достижении весьма высокой инверсии. В противном случае для этого требуется значительное расстояние, на котором происходит размножение фотонов.

О резонаторе

Однако, если ансамбль поместить в резонатор, самым простым вариантом которого является система, состоящая из двух параллельно расположенных плоских зеркал (рис. 1.7), то излучение, прежде чем покинуть резонатор, претерпевает большое число отражений от зеркал, и, таким образом, при этом имеется весьма большая эффективная длина. В резонаторе, настроенном на частоту колебаний атомов или молекул, находящихся в нем, будет происходить интенсивное индуцированное излучение. Если испускаемая энергия будет больше потерь в резонаторе, то становится возможным усиление поступающего в резонатор излучения. В тех случаях, когда индуцированное излучение окажется достаточным не только для преодоления потерь в резонаторе, но и в различных его нагрузках, оказывается возможным также и генерирование электромагнитных волн.

Рис. 1.7. Принципиальная схема оптического квантового генератора:

1 — рабочее тело; *2* — элемент подкачки; Z_1 — глухое зеркало; Z_2 — зеркало, частично пропускающее излучение



Необходимые элементы лазера

Из всего вышесказанного следует, что необходимыми элементами любого лазера, как правило, являются следующие.

1. Ансамбль молекул, представляющих собою рабочее вещество, в котором может быть осуществлена инверсия, т. е. распределение по энергиям, несвойственное термодинамическому равновесию, удовлетворяющее условию $N_m > N_n g_m / g_n$.

2. Устройство, в котором используется какое-либо физическое воздействие на рабочее вещество, позволяющее осуществить инверсию, т. е., как принято говорить, накачку. Накачка может быть осуществлена либо путем воздействия на рабочее тело потоком фотонов или электронов, либо каким-нибудь другим способом.

3. Элемент, при помощи которого или в котором осуществляется достаточно интенсивное взаимодействие излучения с веществом и в котором происходит отбор энергии от ансамбля молекул. Это обычно того или другого вида резонатор.

4. Устройство, обеспечивающее вывод энергии, удовлетворяющее необходимым требованиям и позволяющее осуществить локализацию энергии и доставку ее к месту назначения.

5. Дополнительные элементы, зависящие от того, для какой цели предназначается лазер. Сюда относятся различного рода приборы управления лучом, модуляторы, сканаторы и др.

2.3. Основа работы ОКГ

Стимулированное излучение является процессом, составляющим физическую основу работы ОКГ. Существует весьма интересная особенность стимулированного излучения – вторичный фотон неотличим от первичного, стимулирующего фотона. Оба фотона характеризуются одинаковыми параметрами: частотой, фазой, импульсом и поляризацией. В инверсной среде, используемой в ОКГ, стимулированное излучение становится процессом, который определяет механизм размножения фотонов.

Предположим, что на систему, содержащую частицы m и n , падает электромагнитная волна с частотой ν и со спектральной плотностью $\rho(\nu)$. При этом единицей объема среды в процессе вынужденного поглощения поглотится мощность, равная:

$$W_n = h\nu B_{nm} \rho(\nu) N_m. \quad (1.5)$$

В то же время в процессе вынужденного излучения выделится мощность:

$$W_{изл} = h\nu B_{nm} \rho(\nu) N_n. \quad (1.6)$$

Необходимое условие усиления – инверсная заселенность

Разность этих мощностей представляет собой мощность излучения, вышедшую из активной среды:

$$W_{\text{изл}} - W_n = h\nu B_{mn} \rho(\nu) [N_n - N_m]. \quad (1.7)$$

В уравнении 1.7 учтено, что $B_{mn} = B_{nm}$. Очевидно, что если $W_{\text{изл}}$ больше W_n , то мощность волны будет увеличиваться по мере прохождения среды. В противном случае среда поглощает волну.

Таким образом, при выполнении условия N_n больше N_m , то есть при наличии в системе инверсной заселенности уровней, можно получить оптический квантовый усилитель света. Инверсия заселенностей является необходимым, но недостаточным условием для получения усиления в данной среде. Необходимо так же, чтобы усиление за счет процессов вынужденного излучения превышало все возможные потери.

Коэффициент поглощения (усиления) системы

Рассмотрим подробнее вопрос о коэффициенте усиления системы. Изменение интенсивности излучения при прохождении оптически активной среды описывается уравнением:

$$dI_\nu = -x_\nu I_\nu dx, \quad (1.8)$$

представляющим собой закон Бугера в дифференциальной форме. Здесь x_ν – коэффициент поглощения.

Если в рассматриваемой среде существует инверсная заселенность, то коэффициент поглощения меньше нуля, то есть волна не затухает, а усиливается. В этом случае о среде с инверсной заселенностью можно говорить как о среде с отрицательным коэффициентом поглощения.

Связь между коэффициентом поглощения и инверсной заселенностью уровня

Установим связь между коэффициентом поглощения и инверсной заселенностью уровней. Перепишем уравнение (1.8) в виде:

$$x_\nu = \frac{dI_\nu}{I_\nu dx}. \quad (1.9)$$

Очевидно, что смысл x_ν – это относительное приращение потока энергии на единице пути. Энергия, выделяемая в единице объема в единицу времени, определяется уравнением (1.9) и представляет собой производную интенсивности излучения по расстоянию. С учетом изложенного можно записать:

$$x_\nu = -\frac{h\nu B_{nm}(N_n - N_m)\rho(\nu)}{P(\nu)c},$$
$$x_\nu = -\frac{h\nu B_{nm}(N_n - N_m)}{c}. \quad (1.10)$$

Для лазерных сред отрицательный коэффициент поглощения получил название коэффициента усиления. Он непосредственно характеризует усилительные свойства среды.

Коэффициент потерь

При распространении волны в инверсной среде часть ее интенсивности теряется за счет различных потерь. Этот процесс так же можно описать уравнением Бугера:

$$dI_v = -x_n I_v dx, \quad (1.11)$$

где x_n – коэффициент потерь. Учитывая потери в среде и усилительные ее свойства, окончательное уравнение изменения интенсивности волны можно представить в виде:

$$dI_v = (x_v - x_n) I_v dx. \quad (1.12)$$

Очевидно, что усиление будет иметь место при $x_v \gg x_n$ то есть необходимо иметь некоторую критическую или пороговую инверсную заселенность, определяемую выражением:

$$x_n = \frac{h\nu B_{nm} \Delta N_{пор}}{c},$$

$$\Delta N_{пор} = (N_n - N_m). \quad (1.13)$$

Положительная обратная связь

Усилительные свойства среды можно улучшить, если использовать положительную обратную связь, то есть возвращать часть сигнала в активную среду, обеспечивая многократное прохождение его. При этом достигается гораздо большее усиление. Если усиление существенно перекрывает потери среды и системы обратной связи, то произойдет самовозбуждение усилителя, начнется генерация излучения.

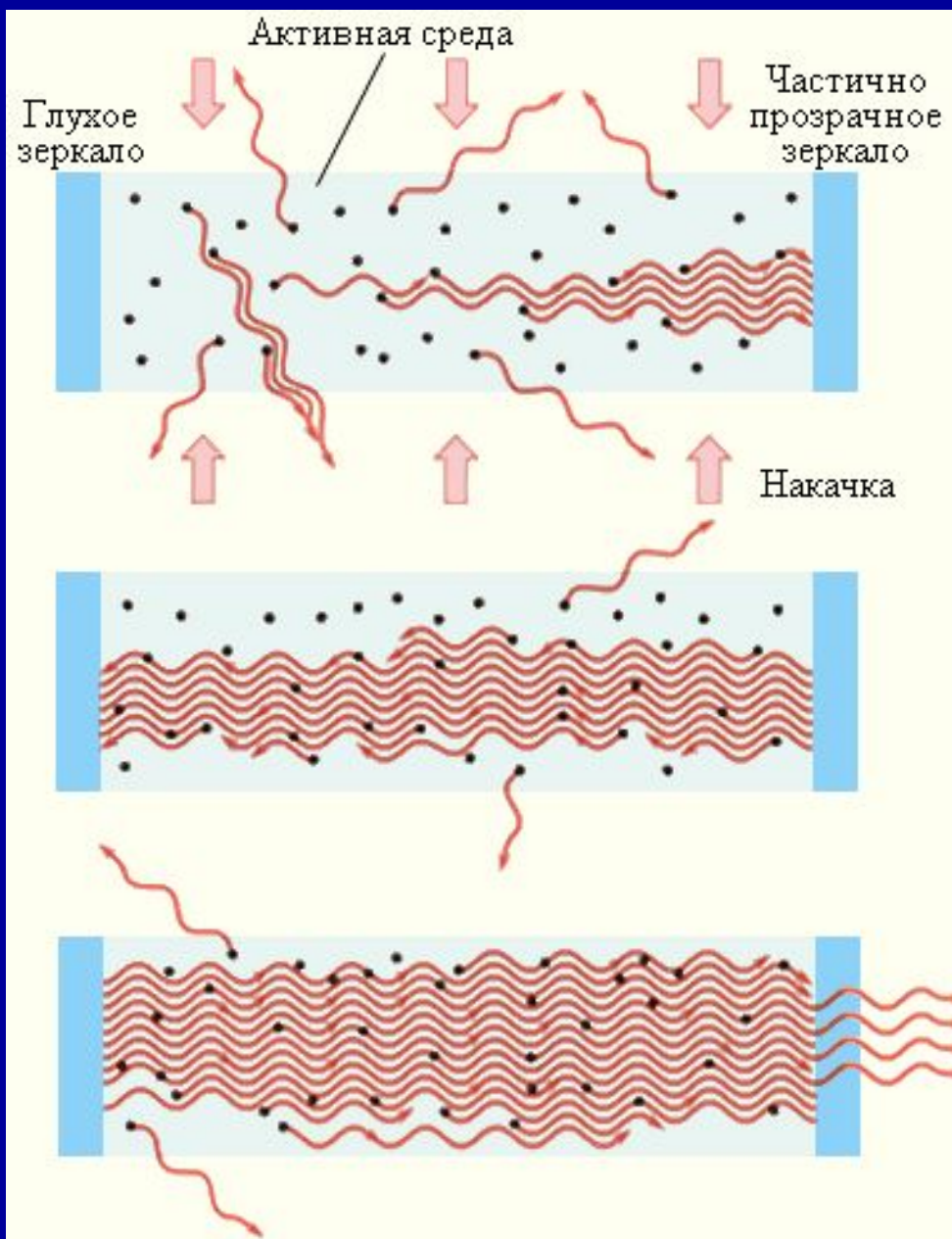
Интегральное усиление сигнала в инверсной среде характеризуется коэффициентом усиления, представляющим отношение величины выходного сигнала к входному:

$$K = \frac{P_{\text{вых}}}{P_{\text{вх}}}. \quad (1.14)$$

В случае, когда усиление значительно, указывают коэффициент усиления в децибелах:

$$K = 10 \cdot \lg\left(\frac{P_{\text{вых}}}{P_{\text{вх}}}\right), \text{ дБ}. \quad (1.15)$$

Развитие процесса генерации в лазере



Насыщение усиления

Мы рассмотрели влияние инверсной среды на характеристики проходящего излучения. Однако изменения происходят и в инверсной среде. Увеличение плотности излучения в среде вызовет уменьшение плотности инверсии, так как баланс процессов изменится в сторону обеднения верхнего уровня и дополнительного заселения нижнего уровня. Этот процесс называется насыщением усиления и определяет нелинейный характер усиления излучения инверсной средой.

В течение многовековой истории оптики закон Бугера — Ламберта — Бера или эквивалентные ему утверждения считались непреложной аксиомой. С. И. Вавилов был первым, кто задолго до появления лазеров высказал и обосновал мысль о возможном уменьшении поглощения при увеличении интенсивности облучения. Нелинейный характер процесса поглощения света большой интенсивности позволил Вавилову ввести термин «нелинейная оптика». Этот термин получил широкое распространение после возникновения лазеров, обусловивших бурное развитие этой новой области физики.

Поглощение излучения средой.

Если на ансамбль квантовых частиц, находящийся в состоянии ТДР, падает внешнее излучение, частота которого находится в резонансе с энергией ΔE квантового перехода, то, поскольку $N_1 > N_2$ (если $g_1 = g_2$), скорость поглощения превосходит скорость индуцированных переходов ($F_n > F_u$ (см. табл. 1.2)) и в целом имеет место поглощение этого излучения средой.

Таблица 1.2. Виды связанных с излучением переходов в квантовых системах и их параметры

Тип перехода Параметр перехода	Без внешнего излучения	С внешним (резонансным) излучением		
	Спонтанное излучение	Поглощение	Вынужденное (индуцированное) излучение	
Вероятность, s^{-1}	$W_c = A_{21}$	$W_n = B_{12} \rho_\nu$	$W_u = B_{21} \rho_\nu$	
Скорость перехода, $cm^{-3} s^{-1}$	$F_c = n_2 A_{21}$	$F_n = n_1 B_{12} \rho_\nu$	$F_u = n_2 B_{21} \rho_\nu$	(1.6)
Удельная мощность, $Вт cm^{-3}$	$P_c = h\nu_{21} n_2 A_{21}$	$P_n = h\nu_{21} n_1 B_{12} \rho_\nu$	$P_u = h\nu_{21} n_2 B_{21} \rho_\nu$	(1.7)
Полная мощность, Вт	$P_c^{полн} = h\nu_{21} n_2 A_{21} V$	$P_n^{полн} = h\nu_{21} n_1 B_{12} \rho_\nu V$	$P_u^{полн} = h\nu_{21} n_2 B_{21} \rho_\nu V$	(1.8)

Эффект насыщения поглощаемой МОЩНОСТИ

В процессе поглощения происходит уменьшение числа частиц на нижнем уровне «1» и увеличение – на верхнем уровне «2», т.е. имеет место выравнивание населённости уровней, и, как следствие, – снижение эффекта поглощения. Очевидно, что в предельном случае, при $\rho \rightarrow \infty$ это выравнивание становится полным, т.е. $n_1 \approx n_2$, поглощение прекращается, и падающее излучение будет проходить через среду без потерь. Такая ситуация называется *насыщением* населённости уровней «1» и «2». С другой стороны, т.к. спонтанные переходы, не связанные с наличием внешнего излучения, продолжают опустошать уровень «2», пропорциональная часть падающего излучения всё же будет поглощаться и затем сразу же излучаться спонтанными переходами с верхнего уровня – на нижний уровень.

Пусть на ансамбль частиц, первоначально находящийся в состоянии ТДР, падает монохроматическое излучение, частота ν которого находится в резонансе с квантовым переходом («попадает» в его контур поглощения), например, $\nu = \nu_0$.

Найдем значение мощности этого излучения ΔP , поглощаемой средой, и зависимость этой мощности от плотности энергии ρ падающей волны.

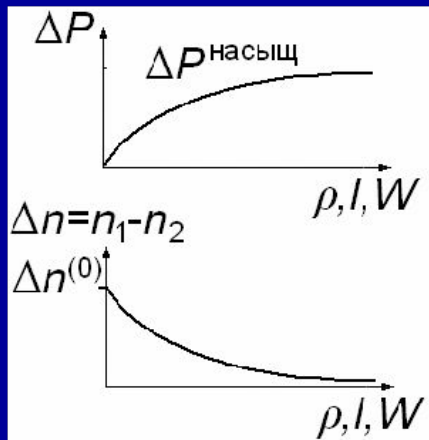


Рис.1.5. Зависимость мощности ΔP , поглощаемой квантовой системой, от плотности энергии падающего излучения ρ (интенсивности I , вероятности поглощения W)

Графики зависимостей $\Delta n(\rho)$ и $\Delta P(\rho)$ показаны на рис. 1.5. Проанализируем предельные случаи. Когда $2W\tau_2 \ll 1$, что происходит при малых ρ и I , поглощаемая мощность $\Delta P \sim \rho \sim I$, т.е. зависимости $\Delta P(\rho)$ и $\Delta P(I)$ растут линейно. Когда ρ, I велики так, что $2W\tau_2 \gg 1$ (в том числе и когда $\rho \rightarrow \infty$ и $I \rightarrow \infty$), получим, что

$$\Delta P(\rho \rightarrow \infty) = h\nu \cdot \frac{n_0}{2} A_{21} = \Delta P^{\text{насыщ}}, \quad (1.34)$$

т.е. величина поглощённой мощности достигает предельной величины ($\Delta P^{\text{насыщ}}$) и далее не возрастает.

Выводы

Отсюда следует вывод, что ансамбль частиц может поглотить только такую мощность, которую может излучить за счёт релаксационных переходов (в данном примере – путём спонтанного излучения с вероятностью A_{21}).

Таким образом, в двухуровневой системе повышение ρ (и I) приводит к выравниванию населённостей уровней: n_1 и n_2 стремятся к $n_0/2$. При этом для всех возможных значений падающей мощности, в том числе и бесконечно больших, Δn положительно, откуда следует важный для практики вывод о том, что в двухуровневой системе с помощью внешнего излучения невозможно сделать соотношение населённостей уровней обратным (по отношению к состоянию ТДР).

“Форма” и ширина спектральных линий

Понятие оптического спектра. *Оптическим спектром* называют совокупность частотных составляющих, на которые может быть разложено оптическое излучение ансамбля квантовых частиц; т.е. спектр представляет собой распределение энергии оптического излучения по длинам волн (частотам). Спектр можно получить с помощью спектрального прибора как результат обработки спектрограммы. В зависимости от того, какой тип квантового перехода связан с исследуемым оптическим излучением квантовой системы, различают спектры испускания (эмиссионные) и поглощения (абсорбционные). Оптический спектр отдельных атомов является *линейчатым*, т.е. состоящим из отдельных “*спектральных линий*”, каждой из которых соответствует дискретное значение длины волны (частоты). (Принятое в спектроскопической практике понятие “спектральная линия” обусловлено тем, что монохроматическое изображение входной щели, формируемое в фокальной плоскости спектрального прибора, имеет вид линии).

Энергетические уровни

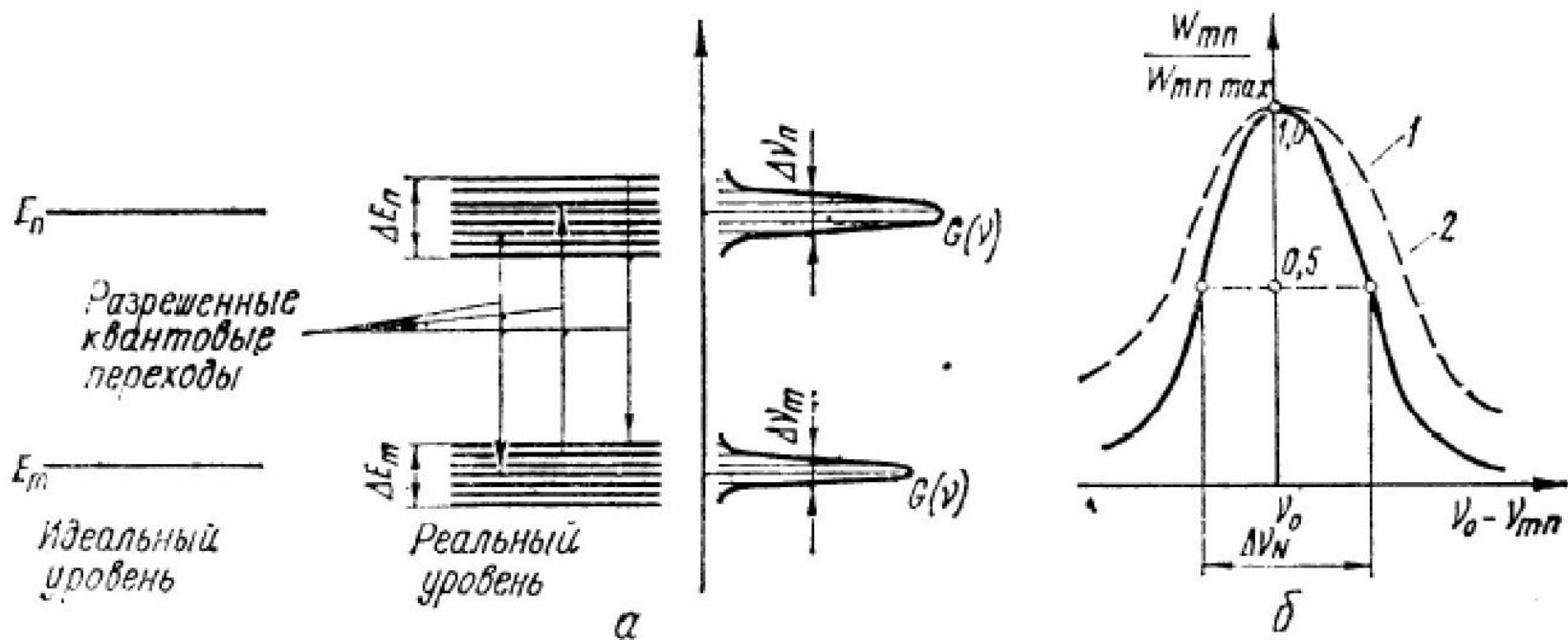


Рис. 1.2. Представление реального и идеального энергетического уровня.

Параметры спектральной линии. Под формой линии понимают частотную зависимость интенсивности излучения на данном квантовом переходе— $I(\nu)$. Интенсивность излучения I определяется как поток мощности излучения или как энергия, проходящая через площадку в 1 см^2 в 1 с, и имеет размерность $[I]=\text{Дж}\cdot\text{см}^{-2}\cdot\text{с}^{-1}=\text{Вт}\cdot\text{см}^{-2}$.

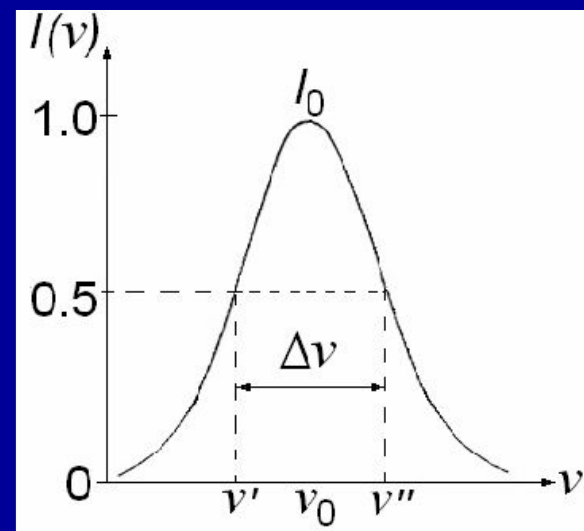


Рис. 1.2. Параметры спектральной линии

Для типичной спектральной линии, имеющей, как говорят «колоколообразную» симметричную форму, можно обозначить следующие ее параметры и характерные точки (рис.1.2):

ν_0 —центральная частота, соответствующая максимуму спектральной интенсивности линии $I(\nu)$: $I(\nu)_{\nu=\nu_0} = I(\nu_0) = I_0$;

ν' и ν'' — значения частоты, соответствующие половине интенсивности, т.е. $I(\nu')=I(\nu'')=I(\nu_0)/2$;

$\Delta\nu=\nu''-\nu'$ — ширина линии на уровне $I(\nu_0)/2$ (“на полувысоте”), или коротко: *ширина линии*.

Введя интегральную интенсивность линии I как: $I = \int_{-\infty}^{+\infty} I(\nu) d\nu$, спектральную интенсивность (“форму” линии) $I(\nu)$ можно выразить аналитически двумя способами, через функцию формы линии (или “форм-фактор”) двух видов: $S(\nu)$ и $\varphi(\nu)$ (Таблица 1.3). Условие нормировки (1.15) для функции $S(\nu)$ может быть получено путём интегрирования $I(\nu)$, а для функции $\varphi(\nu)$ – путём вычисления $I(\nu)$ при $\nu = \nu_0$.

Виды уширения спектральных линий

Спектральные линии ансамбля квантовых частиц испытывают уширение двух видов—*однородное* и *неоднородное*.

Однородное уширение. При *однородном* уширении спектральных линий функции формы линии (форм-факторы) для каждой частицы и всего ансамбля совпадают. Однородное уширение является следствием релаксационных процессов (см., раздел 1.5) и бывает естественным, столкновительным, пролётным и др., первые два типа обычно преобладают, и ширина однородно уширенной линии $\Delta\nu_{одн} = \Delta\nu_{ест} + \Delta\nu_{ст} + \dots$

Естественное (или *радиационное*) уширение $\Delta\nu_{ест}$, которое является нижней границей $\Delta\nu_{одн}$, возникает за счёт конечного времени жизни уровней «1» и «2»: τ_1 и τ_2 . Точное значение $\Delta\nu_{ест}$ даёт квантово-механический подход.

При *неоднородном* уширении форм-факторы каждой частицы и всего ансамбля различны, а именно, форм-фактор ансамбля является суперпозицией форм-факторов всех частиц. Причиной неоднородного уширения может быть любой процесс, приводящий к различным условиям возбуждения и (или) излучения различных частиц или их групп. Примерами неоднородного уширения являются уширение за счет эффекта Доплера при хаотическом тепловом движении частиц в газе, а также уширение за счет эффекта Штарка (расщепление спектральных линий в электрических полях) в кристаллах.

Специальная теория относительности дает следующее выражение для сдвига частоты ν , регистрируемой наблюдателем, если источник, излучающий на частоте ν_0 , движется относительно наблюдателя со скоростью \bar{u} (эффект Доплера):

$$\nu = \nu_0 \sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}} \cdot \left(1 - \frac{\bar{u} \cdot \bar{k}}{c}\right)^{-1}, \quad (1.22)$$

где \bar{k} – единичный вектор, указывающий направление на наблюдателя, c – скорость света.

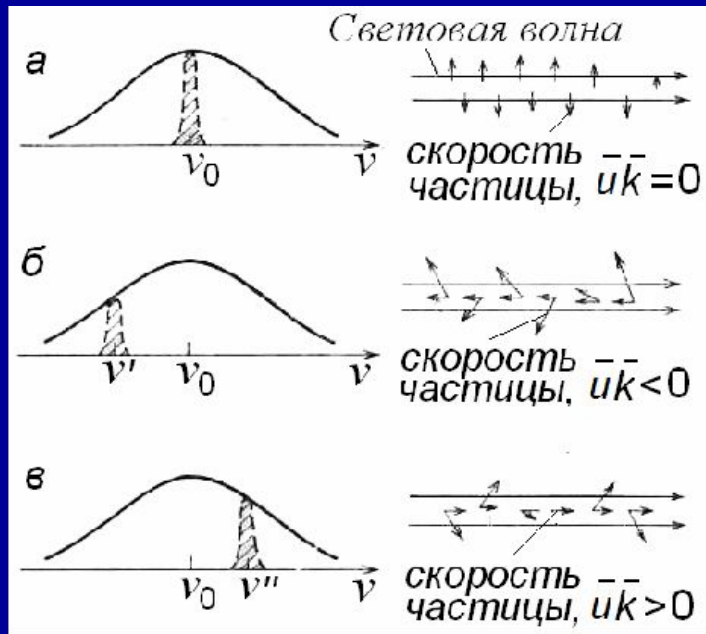


Рис. 1.3. Уширение спектральной линии за счет эффекта Доплера. Заштрихованные контура—однородно уширенные и относящиеся к одной группе частиц.

a — вклад частиц со скоростью $u \cdot k \cdot \cos\varphi = 0$, b — вклад частиц со скоростью $u \cdot k \cdot \cos\varphi < 0$, c — то же при $u \cdot k \cdot \cos\varphi > 0$.

Число таких частиц определяется вероятностью $p(u)$ в распределении Максвелла-Больцмана, т.е.

$$S(v)_{\text{неодн}}^{\text{допл}} \cdot dv = p(u) \cdot du. \quad (1.24)$$

Подставляя в (1.24) $p(u)$, получим (1.25):

$$S(v)_{\text{неодн}}^{\text{допл}} \cdot dv = \frac{1}{\sqrt{\pi} \cdot u_0} \exp\left(-\frac{u^2}{u_0^2}\right) du,$$

где $u_0 = \sqrt{\frac{2kT}{M}}$ — средняя тепловая скорость частиц.

Сравнение Лоренцевского и Гауссовского контуров (см. рис. 1.4) при одинаковых интегральной интенсивности и ширине линий показывает, что лоренцевский контур имеет более пологие «крылья».

Другим типом неоднородного уширения является уширение за счёт эффекта Штарка в кристаллах. В кубических кристаллах преобладает механизм однородного уширения линий, а в стёклах – механизм неоднородного уширения. В примесном кристалле основными причинами неоднородного уширения могут быть: **при низких температурах** – неоднородные внутренние напряжения, обусловленные низкой симметрией кристалла (чем ближе реальная решетка кристалла к идеальной кубической, тем меньше вклад неоднородного уширения в ширину линии); **при высоких температурах** – электрон-фононные взаимодействия.

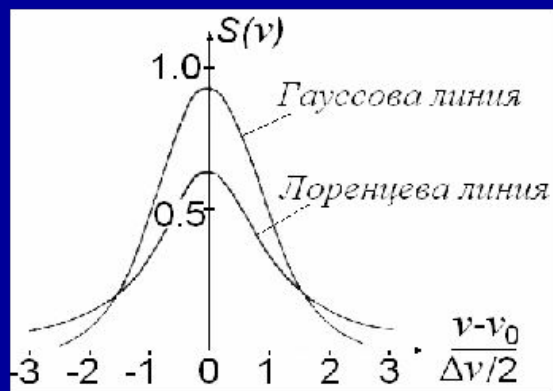


Рис. 1.4. Сравнение форм-факторов $S(\nu)$ для лоренцевой (при однородном уширении) и гауссовой (при неоднородном уширении) линий.

СПАСИБО ЗА ВНИМАНИЕ