

Принцип работы лазера.

Гадецкий Дмитрий

Январь 2019

Прежде чем переходить к рассмотрению принципов работы лазера, рассмотрим двухуровневую систему (рис 1). Пусть, для простоты, атом может принимать два состояния по энергии – основное и возбужденное. Рассмотрим систему из N атомов при температуре T . Мы можем наблюдать три процесса: поглощение фотона, спонтанное излучение и вынужденное излучение. Разность энергий состояний атома такова, что:

$$h\nu = E_2 - E_1$$

Мы сейчас не будем рассматривать кратные уровни энергий. Пусть в основном состоянии находятся n_1 атомов, а в возбужденном n_2 . В равновесии для системы будет справедливо распределение Больцмана.

$$n_i = n_{i0} \exp\left(-\frac{E_i}{kT}\right)$$

Вероятность самопроизвольного перехода частицы из верхнего состояния в нижнее пропорциональна времени. Частицы рассматриваемого ансамбля находятся в поле их собственного излучения, плотность энергии которого в единичном спектральном интервале составляет ρ_ν . Это поле индуцирует переходы из верхнего состояния в нижнее и обратно. Вероятность индуцированных переходов в единицу времени пропорциональна спектральной плотности энергии этого поля. Сказанное можно математически выразить следующим образом:

$$dw_{sp} = A_{21}dt$$

$$dw_{12} = B_{12}\rho_\nu dt$$

$$dw_{21} = B_{21}\rho_\nu dt$$

Где $B_{12} = B_{21}$ – коэффициенты Эйнштейна.

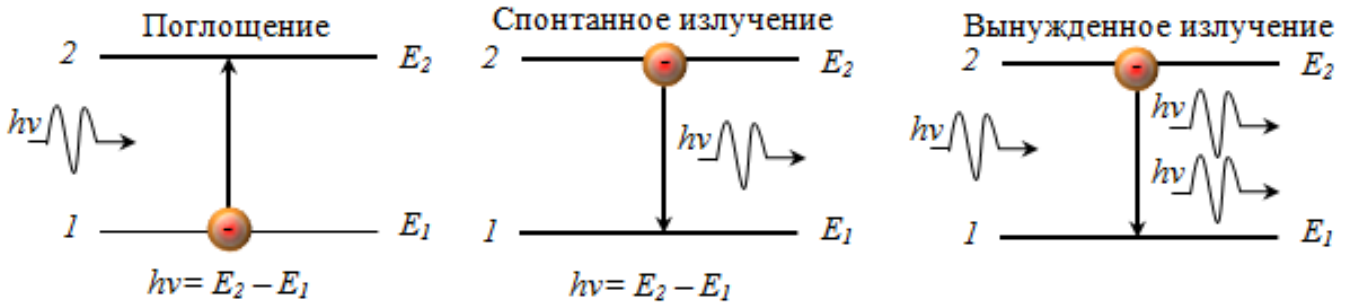


Рис. 1. Двухуровневая система.

Стоит пояснить, откуда берется равенство для коэффициентов Эйнштейна. Если посмотреть на устройство лазера, в первом приближении, мы увидим, что это замкнутая полость с небольшим отверстием. В состоянии динамического равновесия это хорошая модель Абсолютно черного тела. Поместим и нашу двухуровневую систему в такие условия. Излучение в нашей полости характеризуется спектральной плотностью $\rho(\omega, T)$, получаемой из формулы Планка:

$$\rho(\omega, T) = \frac{\hbar\omega^3}{\pi^2 c^3} \cdot \frac{1}{\exp(\hbar\omega/kT) - 1}$$

Теперь запишем условия термодинамического равновесия нашей системы:

$$B_{12} \cdot \rho(\omega, T) n_1 = (A_{21} + B_{21} \cdot \rho(\omega, T)) n_2$$

Перепишем последнее условие с учетом распределения Больцмана:

$$B_{12} \cdot \rho(\omega, T) \cdot \exp(-E_1/kT) = (A_{21} + B_{21} \cdot \rho(\omega, T)) \cdot \exp(-E_2/kT)$$

Выражая отсюда $\rho(\omega, T)$ получаем:

$$\rho(\omega, T) = \frac{A_{21}}{B_{12} \exp(\hbar\omega/kT) - B_{21}}$$

Так как при $T \rightarrow \infty$ спектральная плотность излучения должна неограниченно возрастать, нам следует положить знаменатель равным нулю, откуда мгновенно получается равенство коэффициентов Энштейна.

Из уравнения термодинамического равновесия мы видим, что в такой системе n_1 всегда больше чем n_2 . Идея же лазерного излучения потребует от нас инверсной заселенности энергетических уровней, и потому, не будет реализуема в такой системе. Сейчас мы переходим к рассмотрению подводящих к этому соображений.

Спонтанное излучение некогерентно. В этом случае атомы источника излучают независимо друг от друга. Лазер же работает на принципе индуцированного излучения. При переходе атома с энергетического уровня E_2 на E_1 под "действием" фотона, излученный фотон ему полностью идентичен. Теперь становится понятным, зачем нам нужна инверсная заселенность. Рассмотрим предельный случай, когда $n_2 \gg n_1$. Пусть произошел некоторый спонтанный переход. Фотон, излученный при этом стимулирует излучение соседних атомов когерентным образом и получается, своего рода, лавинообразный эффект. На торцах трубки лазеров устанавливаются зеркала с очень хорошей отражающей способностью, что значительно усиливает данный эффект.

Собственно вопрос в том, как именно создать в нашей системе инверсную заселенность. Существует достаточно много таких систем, отдавая дань истории мы рассмотрим принцип работы рубинового лазера.

Рубин – это кристалл корунда Al_2O_3 , в котором небольшая часть атомов алюминия замещена атомами хрома Cr^{3+} , порядка 0.05% по массе. Корунд, который в данном случае играет роль твердого “растворителя” для ионов хрома, выбран не случайно. Он прозрачен для световых волн, использующихся как для возбуждения ионов хрома, так и для самого лазерного излучения. Электронная конфигурация иона Cr^{3+} имеет следующую структуру: $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 3d^3$. В свободно ионе формируется шесть дублетных $^2P, ^2D, ^2F, ^2G, ^2H$ и два квартетных $^4P, ^4F$ по спину терма. Нижним термом и ближайшим к нему являются соответственно 4F $S = 3/2, L = 3$ и 2G $S = 1/2, L = 4$. Количество подуровней с одинаковой энергией, определяется формулой $g = (2S + 1)(2L + 1)$ и составляет для этих термов 28 и 18.

В кристаллической решетке рубина ионы хрома имеют отличную структуру уровней энергии, от той, которой обладают свободные ионы. Каждый ион хрома окружен шестью ионами O^{2-} , находящимися в вершинах октаэдра, и создающими в месте расположения иона хрома сильное электрическое поле (рис 2).

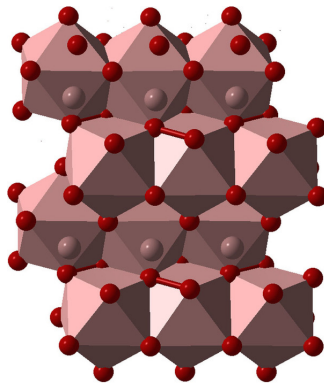


Рис. 2. Кристаллическая решетка рубина.

В сильном поле октаэдрической симметрии 4F терм расщепляется на три подуровня – один орбитальный синглет 4A_2 и два орбитальных триплета 4T_1 и 4T_2 . Уровни 4T_1 и 4T_2 расщепляются на ряд перекрывающихся дублетов, образуя широкие полосы энергетических состояний. В свою очередь терм 2G в кристаллическом поле расщепляется на 4 группы уровней. Самый нижний уровень, обозначаемый как 2E , вовлечен в процесс лазерной генерации в роли верхнего уровня лазерного перехода. Он состоит из двух подуровней, обозначаемых $2A$ и E , которые разнесены по энергии на 29 см^{-1} (рис 3).

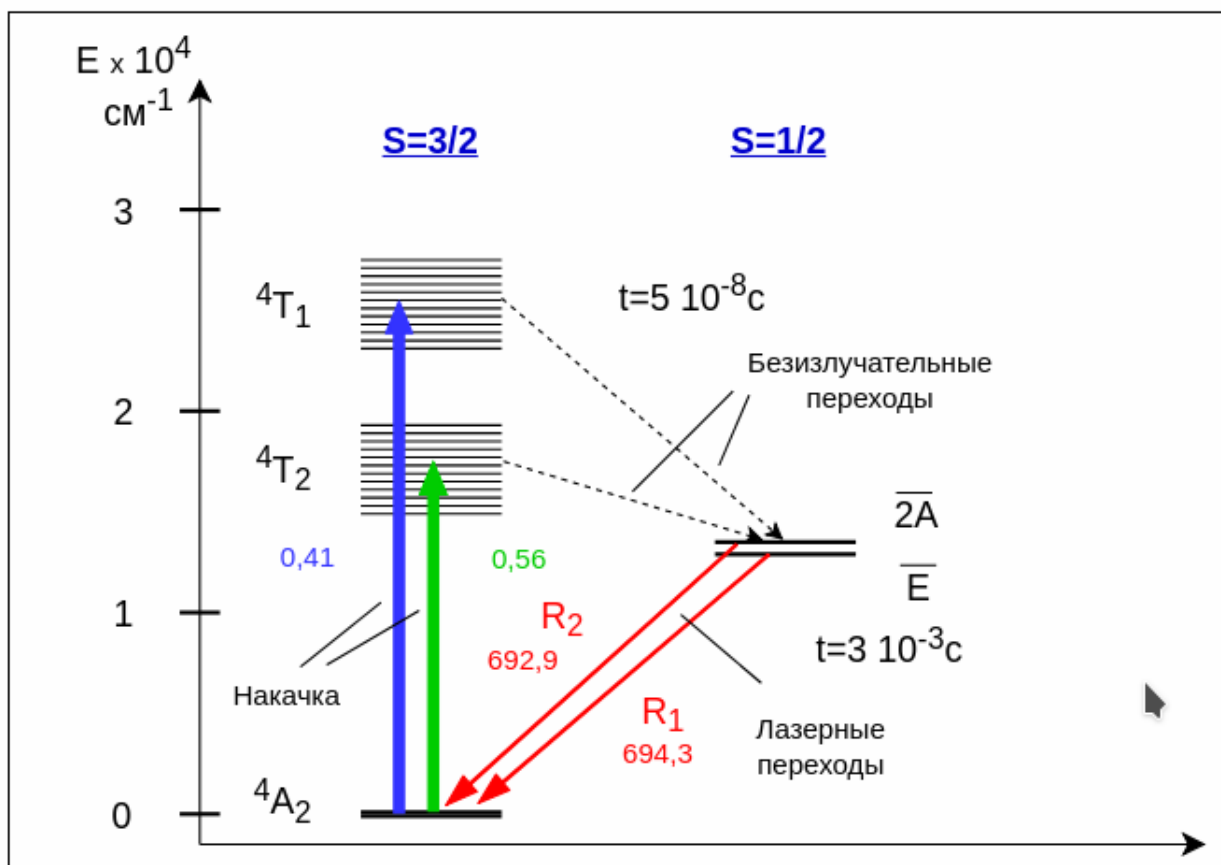


Рис. 3. Расщепленные уровни энергий.

Рубиновый лазер работает по трехуровневой схеме. При комнатной температуре населен только нижний уровень 4A_2 . Накачка в первых и некоторых последующих моделях лазера осуществлялась широкополосным излучением ксеноновой лампы-вспышки с этого уровня на группы 4T_1 и 4T_2 . Это сильные разрешенные переходы, так как состояния имеют разные электронные конфигурации и одинаковый спин. Поглощение происходит в зеленой и фиолетовой областях видимого света с центрами 0.56 и 0.41 мкм. Ширина полос поглощения порядка 100 нм. Эти полосы хорошо наблюдаются в обычном спектре поглощения рубина.

С возбужденных состояний ионы хрома стремятся различными способами перейти на нижележащие уровни. Безызлучательные переходы между состояниями 4T_1 , 4T_2 и состоянием 2E имеют намного большую вероятность, чем прямые переходы в основное состояние. Время жизни верхних уровней мало и порядка $5 \cdot 10^{-8}$ секунды. Переход $^2E \rightarrow ^4A_2$ запрещен в дипольном приближении, так как орбитали этих уровней имеют одну и ту же конфигурацию, и кроме того он запрещен по спину. Поэтому уровень 2E является метастабильным и время жизни такого состояния для атома на несколько порядков дольше. Это позволяет запастись в таком состоянии большую энергию.

Каждый из двух подуровней $2A$ и E мог бы быть верхним уровнем соответствующего лазерного перехода. Однако, в силу быстрой взаимной релаксации, со временем порядка 10^{-8} секунды,

на этой паре уровней устанавливается определенное термическое равновесие, при котором населённость нижнего уровня значительно выше населённости верхнего.



Рис. 4. Рубиновый лазер в действии.

Таким образом в рубиновом лазере создается инверсная заселенность, которая позволяет получать за счет многократного отражения от зеркал пучек излучения в очень узком спектре.