

Лекция 14.

Частотные параметры и схемы атомных систем лазерных генераторов.

1. Частота генерации.

Фазовому условию возникновения генерации (13.8) удовлетворяет бесконечный набор частот, которым соответствуют различные значения целого числа m . Если, кроме того, одна или несколько частот удовлетворяют условиям усиления (13.7), то лазер будет генерировать на этих частотах.

Для того чтобы определить частоту генерации мы запишем выражение (13.8) с учетом (13.4) в следующем виде:

$$k \cdot l \cdot \left[1 + \frac{\chi'(\omega)}{2n^2} \right] = \pi \cdot m \quad (14.1)$$

Обозначим через

$$\nu_m = \frac{mc}{2 \cdot l_n} \quad (14.2)$$

частоту соответствующую m -й резонансной частоте пассивного резонатора с $N_2 = N_1 = 0$. Тогда выполнив ряд аналитических преобразований можно будет получить:

$$\chi'(\omega) = \frac{2(\nu_0 - \nu)}{\Delta\nu} \cdot \chi''(\omega) \quad (14.3)$$

$$\gamma(\omega) = -\frac{k}{n^2} \cdot \chi''(\omega) \quad (14.4)$$

А из (14.1) сразу следует, что:

$$\nu_m = \nu \left[1 - \left(\frac{\nu_0 - \nu}{\Delta\nu} \right) \frac{\gamma(\nu)}{k} \right] \quad (14.5)$$

где ν_0 - центральная частота атомной линии.

Пусть длина L резонатора лазера такова, что одна из его резонансных частот ν_n близка к ν_0 . Тогда можно ожидать, что частота генерации ν должна быть близка к ν_0 . Воспользуемся тем обстоятельством, что при $\nu \approx \nu_0$ коэффициент усиления $\gamma(\nu)$ - медленно меняющаяся функция от ν . В этом случае $\gamma(\nu)$ в выражении (14.5) можно заменить на $\gamma(\nu_m)$:

$$\nu = \nu_m - (\nu_m - \nu_0) \frac{\gamma(\nu_m)c}{2\pi \cdot n \cdot \Delta\nu} \quad (14.6)$$

Запишем полученное выражение (14.6) немного по-другому, взяв за основу пороговое усиление (13.7). Полагая, для простоты $r_1 = r_2 = \sqrt{R}$ и считая $R \approx 1$ и $\alpha = 0$, мы можем привести условие генерации (13.7) к виду:

$$\gamma_t(\gamma) = \frac{1 - R}{l} \quad (14.7)$$

Воспользовавшись соотношением, связующим ширину линии пассивного резонатора $\Delta\nu_{1R}$ с R при $\alpha=0$ и $R\approx 1$ можно установить, что:

$$\Delta\nu_{1R} \approx \frac{C(1-R)}{2\pi \cdot n \cdot l} \quad (14.8)$$

А выражение (14.6) можно записать в следующем виде:

$$\nu = \nu_m - (\nu_m - \nu_0) \frac{\Delta\nu_{1R}}{\Delta\nu} \quad (14.9)$$

Анализ полученного выражения (14.9) показывает, что если частота пассивного резонатора ν_m совпадает с центром атомной линии), о происходит при $\nu_m = \nu_0$), то генерация происходит на частоте $\nu = \nu_0$. Если $\nu_m \neq \nu_0$, то частота генерации близка к ν_m но слегка сдвинута к ν_0 . Это явление называется «затягивание частоты» и последнее время эффективно использовалось учеными для создания специализированных рецензионных лазерных измерительных систем.

2. Трех и четырех уровневые атомные системы генерации.

Обычные лазеры разделяют на так называемые «трехуровневые и четырехуровневые» атомные системы генерации. Идеализированная модель 4-х уровневой лазера показана ниже на рис 14.1.

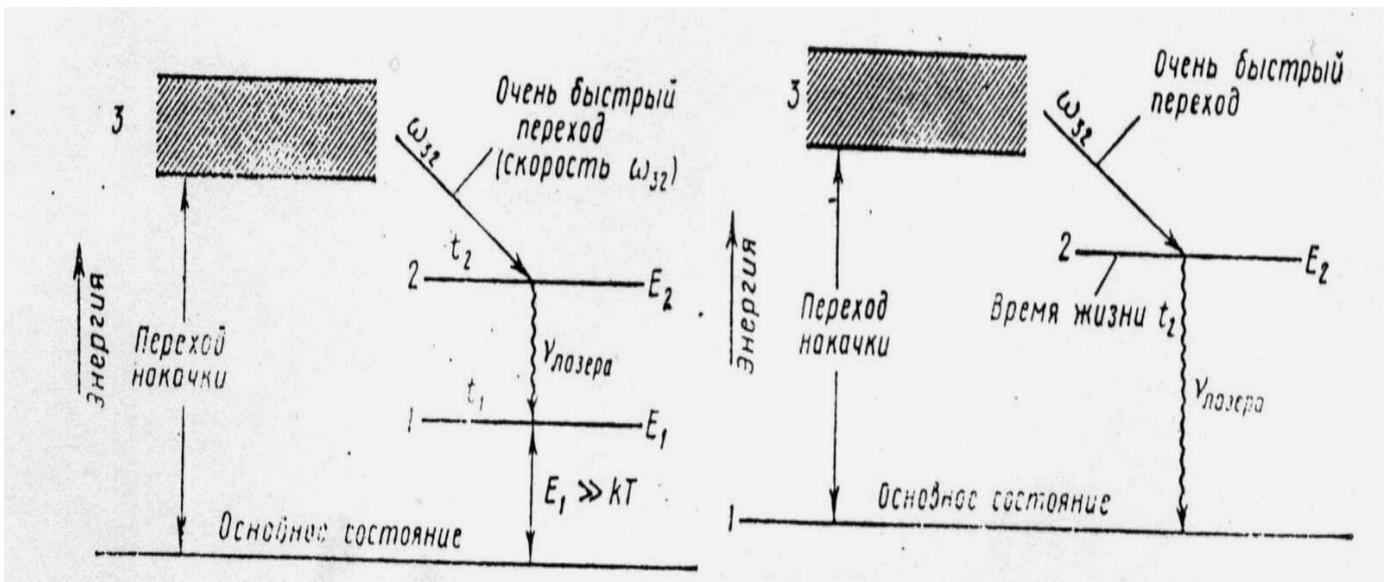


Рис.14.1

Характерной особенностью таких лазеров является то что нижний лазерный уровень E_1 находится на значительном расстоянии от основного состояния, при которых работает лазер $E_1 \gg kT$. В этом случае тепловое равновесное населенностью уровня 1 можно с уверенностью пренебречь. Если к тому же время жизни t_1 атомов на уровне 1 мало по сравнению с t_2 , то можно пренебречь N_1 в сравнении с N_2 и пороговое условие (13.13) будет выполняться при $N_2 \approx N_t$. Поэтому

лазерная генерация начинается, когда верхний лазерный уровень приобретает с плотность населенности равную пороговому значению N_t .

В трех уравнивом лазере, идеализированная диаграмма которого показана на рис 14.2. Нижний лазерный уровень или совпадает с основным состоянием или отстоит от него на расстоянии E_1 меньшим чем kT . По этому при тепловом равновесии существенная часть общей населенности приходится на этот уровень.

При накачке достаточной для создания на верхнем лазерном уровне населенности $N_2=N_1=N_0/2$, оптическое усиление $\gamma = 0$ поскольку $\gamma \sim N_2 - N_1 = 0$. Для того чтобы выполнялось условие генерации скорость накачки должна увеличиваться до тех пор, пока населенности уровней не станут равными:

$$N_2 = \frac{N_0 + N_t}{2} \quad \text{и} \quad N_1 = \frac{N_0 + N_t}{2} \quad (14.10)$$

с тем чтобы $N_2=N_1=N_t$.

В большинстве лазерных систем $N_0 \gg N_t$. По этому из (14.10) следует, что пороговая скорость накачки 3-х уровневого лазера значительно превышает скорость накачки 4-х уровневого лазера (если все остальные факторы совпадают):

$$\frac{(N_2)_{3\text{-уровня}}}{(N_2)_{4\text{-уровня}}} \sim \frac{N_0}{2N_t} \quad (14.11)$$

В частном случае установлено, что для широко применяемого рубинового лазера это отношение примерно равно 100.

Для выполнения условий генерации в 3-х уровневом лазере необходимо поднять на верхний уровень более чем $N_0/2$ атомов, что требует как минимум затрат мощности.

$$(P_s)_{3\text{-уровня}} = \frac{Nh\nu V}{2t_2} \quad (14.12)$$

а для 4-х уровневого лазера:

$$(P_s)_{4\text{-уровня}} = \frac{Nh\nu V}{2t_2} \quad (14.13)$$

где V – объем активной среды.

Последние два выражения получены перемножением скоростей убывания (атомов в секунду) с верхнего уровня, при пороговом значении населенности, которые равны $N_0V/2t_2$ и N_tV/t_2 в этих 2-х случаях, на энергию перехода $h\nu$. Если скорость релаксации населенности t_2^{-1} с верхнего уровня обусловлено только спонтанным излучением, то t_2 можно заменить на $t_{сп}$. В этом случае P_s – мощности, излучаемой посредством флуоресценции атомов из объема V при пороговом значении населенности. Будем называть ее критической мощностью флуоресценции.