

ЗАВИСИМОСТЬ КПД МОЛЕКУЛЯРНОГО ЛАЗЕРА ОТ СПЕКТРА ИЗЛУЧЕНИЯ

В.И.Игошин, А.Н.Ораевский

Сделан вывод о возрастании КПД молекулярного лазера при смещении вынужденного излучения с переходов, характеризующихся максимальным усилением, к более высоким вращательным состояниям. Предлагаются способы реализации этого эффекта.

В настоящей работе мы хотим обратить внимание на принципиальную возможность увеличения КПД лазеров, работающих при колебательно-вращательных переходах молекул. Эта возможность связана с тем,

что в условиях быстрой релаксации во вращательной системе подуровневой коэффициент преобразования энергии накачки в когерентное излучение может существенно зависеть, как показано ниже, от спектрального состава излучения даже в той области спектра, где энергия излучаемых фотонов изменяется незначительно. Решающим фактором здесь оказывается вращательное квантовое число излучающих состояний.

Рассмотрим распределение молекул по колебательным уровням в присутствии сильного резонансного поля излучения¹⁾. Если излучение насыщает переход $\nu, J - 1 \rightarrow \nu - 1, J$, где ν и J — колебательное и вращательное квантовые числа соответственно, то плотности населенностей колебательных состояний ν и $\nu - 1$ при наличии вращательно-поступательного равновесия связаны соотношением:

$$n_{\nu} = n_{\nu-1} \exp(-2J\Theta_r/T), \quad (1)$$

где Θ_r — характеристическая вращательная температура молекулы, T — температура внешних степеней свободы.

Распределение (1) может быть реализовано в режиме генерации при высокой добротности резонатора, когда можно пренебречь пороговым значением разности населенностей рабочих уровней, или при усилении в режиме сильного насыщения. Формулу (1) нетрудно обобщить на случай участия в генерации (усилении) нескольких колебательных переходов, начиная с $\nu = M$ и кончая $\nu = R$. В этом случае (1) переходит в соотношение

$$n_{\nu} = n_M \exp\left\{-2\frac{\Theta_r}{T} \sum_{s=M+1}^{\nu} J(s)\right\}, \quad \nu = M+1, \dots, R, \quad (2)$$

где $J(s)$ — вращательное квантовое число конечного состояния перехода в полосе $\nu = s \rightarrow \nu = s - 1$; n_M — населенность M -го колебательного состояния. Если пороговой плотностью инверсии пренебречь нельзя, то вместо (2) имеем:

$$n_{\nu} = n_M \exp\left\{-2\frac{\Theta_r}{T} \sum_{s=M+1}^{\nu} J(s)\right\} + \sum_{k=M+1}^{\nu} \Delta_{k-1, J(k)}^{k, J(k)-1} \times \\ \times \exp\left\{-2\frac{\Theta_r}{T} \sum_{s=k}^{\nu} J(s)\right\}, \quad (3)$$

где $\Delta_{\nu-1, J}^{\nu, J-1}$ — величина, пропорциональная пороговой плотности инверсной населенности для перехода $\nu, J - 1 \rightarrow \nu - 1, J$ и зависящая

¹⁾ Здесь и далее считаем для простоты рассмотрения молекулу линейной.

Обобщение на случай произвольной молекулы не представляет принципиальных трудностей.

от сечения испускания фотона $\sigma_{\nu-1, J}^{v, J-1}$, времени жизни фотона в резонаторе τ_{Φ} и вращательного квантового числа J следующим образом

$$\Delta_{\nu-1, J}^{v, J-1} = \frac{1}{c \tau_{\Phi} \sigma_{\nu-1, J}^{v, J-1}} \frac{T}{\Theta_r} \frac{1}{2J-1} \exp\left\{\frac{\theta_r}{T} J(J+1)\right\}.$$

В молекулярных лазерах с достаточно коротким импульсом излучения, когда релаксация не играет принципиальной роли, энергия колебаний, переходящая в световую, равна

$$\xi_{\text{л}}^* = h\nu(J) \sum_{\nu=M+1}^R \nu(n_{\nu}^{(\circ)} - n_{\nu}), \quad (4)$$

где $n^{(\circ)}$ – населенность колебательного уровня ν , создаваемая накачкой в ν отсутствие генерации (усиления), $h\nu(J)$ – энергия фотона, излучаемого при переходе $\nu, J-1 \rightarrow \nu-1, J$. Для простоты в (4) пренебрегается слабой зависимостью энергии фотона от ν и число J полагается одним и тем же для всех рассматриваемых полос. Из (2) следует, что n_{ν} падает с ростом J , что при прочих равных условиях приводит вследствие слабой зависимости энергии фотона от J к возрастанию полезной энергии $\xi_{\text{л}}^*$ и КПД системы. В непрерывном и квазинепрерывном режимах работы зависимость энергетических параметров лазера от спектра излучения проще всего проиллюстрировать на примере двухуровневой схемы возбуждения. Пусть W – скорость накачки уровня $\nu=1$, а излучение осуществляется при переходе $\nu=1, J-1 \rightarrow \nu=0, J$. Тогда из хорошо известных уравнений баланса для населенностей рабочих уровней и числа фотонов в резонаторе нетрудно получить выражение для мощности генерации

$$P_d = h\nu(J) \left(W - \frac{n_1}{\tau_{\text{рел}}} \right) \quad (5)$$

где $\tau_{\text{рел}}$ – время релаксации уровня $\nu=1$, n_1 связано с n_0 соотношением (1) или (3). Из (5) следует, что потери мощности, связанные с релаксацией, должны уменьшаться при увеличении вращательного квантового числа излучающих состояний. Обычно спектр излучения молекулярного лазера автоматически формируется самой активной средой лазера так, что генерация в каждой полосе $\nu \rightarrow \nu-1$ возникает при переходе, обладающем максимальным усилением. В условиях вращательного равновесия, квантовое число J , характеризующее этот переход, лежит вблизи значения $J_m = \sqrt{\frac{1}{2} \frac{T}{\Theta_r}}$. С энергетической точки зрения эти переходы, вообще говоря, не являются оптимальными. Так, если $n_{\nu}^{(\circ)}$ в формуле (4) в κ раз превосходит $n_{\nu}(J_m)$, то перевод генерации (усиления) на более высокие вращательные уровни, близкие к $J = \mu J_m$,

увеличивает КПД системы в отношении

$$\frac{\mathcal{E}_{\text{Л}}(\mu J_m)}{\mathcal{E}_{\text{Л}}(J_m)} = \frac{h\nu(\mu J_m) \sum_{v=M+1}^R \nu \left(\kappa - \exp\left(-\frac{2\Theta_r}{T}(\mu-1)J_m\right) \right) \exp\left(-\frac{2\Theta_r}{T}J_m\nu\right)}{h\nu(J_m) \sum_{v=M+1}^R \nu(\kappa-1) \exp\left(-\frac{2\Theta_r}{T}J_m\nu\right)},$$

т. е. при достаточно больших μ в $\kappa/(\kappa-1)$ раз. Например, при $\kappa = 1,1 + 1,2$ это может дать выигрыш в КПД в несколько раз. К тому же результату можно придти и из (5), если под κ понимать величину $W\tau_{\text{ред}}/n_1(J_m)$. Более высокий КПД может быть реализован двумя путями. Первый путь связан с применением селективного резонатора, подавляющего генерацию при переходах со значениями числа J , лежащими вблизи J_m и обеспечивающего условия генерации при переходах между уровнями энергии с высокими значениями J . Второй путь состоит в переходе от генератора в схеме генератор-усилитель, причем спектр усиливаемого сигнала должен быть в резонансе с переходами, отвечающими большим значением J , заметно превосходящим J_m . Отметим, что рост КПД лазера с увеличением J возможен лишь при достаточно высокой добротности резонатора, когда решающий вклад в населенность колебательных уровней вносит первое слагаемое в формуле (3). При увеличении J рано или поздно существование порогового значения инверсной населенности начнет сказываться, приводя, согласно (4) и (5), не к увеличению, а к уменьшению КПД. Отсюда следует, что в реальном резонаторе существует оптимальное значение J , обеспечивающее максимальный КПД, которое не совпадает со значением J_m , соответствующим максимальному коэффициенту усиления. Подчеркнем, что при переходе к большим J абсолютная заселенность вращательных уровней падает, что приводит к уменьшению коэффициента усиления активной среды. Поэтому, а также в следствие быстрого убывания n_ν с ростом ν , трудно достичь во всех полосах $\nu \rightarrow \nu-1$ для больших значений J коэффициента усиления, необходимого для реализации рассмотренных возможностей увеличения КПД. Однако, в действительности для увеличения КПД лазера нет необходимости в том, чтобы во всех излучающих полосах число J было большим по сравнению с J_m . Из (3) видно, что решающее значение на суммарную заселенность возбужденных состояний оказывает величина первого множителя, равного $\exp(-2J(M+1)\Theta_r/T)$. Поэтому при достаточно большом значении J в первой полосе (или может быть в нескольких самых нижних полосах), в более высоких полосах $\nu \rightarrow \nu-1$ могут быть использованы переходы с низким значением J . Это обстоятельство облегчает достижение достаточно высокого коэффициента усиления во всех выше расположенных полосах без существенных дополнительных потерь энергии. Наконец, следует заметить, что рост КПД при переходе к большим значениям J проявляется тем ярче, чем больше параметр Θ_r/T .

Авторы признательны Н.Г.Басову за поддержку работы и Л.С.Башкину за полезное обсуждение.

Физический институт
им. П.Н.Лебедева
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
7 января 1975 г.
