

В случае (24) $q'(\omega) = \frac{\omega^{n-1}}{(n-1)!} q_n$ и согласно (39)

$$L_d = \frac{(n-1)! \Delta\tau(0)}{q_n} \frac{1}{[\langle \omega^{2n-2} \rangle - \langle \omega^{n-1} \rangle^2]^{1/2}}, \quad (40)$$

где приблизительно

$$[\langle \omega^{2n-2} \rangle - \langle \omega^{n-1} \rangle^2]^{1/2} \sim \Delta\omega_0^{n-1}.$$

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Ахманов С. А., Выслоух В. А., Чиркин А. С. Оптика фемтосекундных лазерных импульсов. М., 1988. [2] Johnson A. M., Shank C. V. // Ultrafast Supercontinuum Laser Source/Ed. by R. R. Alfano. Berlin: Springer-Verlag, 1989. [3] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. М., 1982. [4] Дьяков Ю. Е., Никитин С. Ю. Задачи по статистической радиофизике и оптике. М., 1985. [5] Anderson D., Lisak M. // Phys. Rev. 1987. A35, N 1. P. 184. [6] Дьяков Ю. Е. // Лазеры в народном хозяйстве (Материалы семинара. Общество «Знание» РСФСР). М., 1990. С. 130. [7] Дьяков Ю. Е. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1991. 32, № 2. С. 53.

Поступила в редакцию
23.11.90

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1991. Т. 32, № 3

УДК 621.373.826

ОПРЕДЕЛЕНИЕ НАСЕЛЕННОСТЕЙ РАБОЧИХ УРОВНЕЙ В ДЛИННОВОЛНОВОМ СО₂-ГАЗОДИНАМИЧЕСКОМ ЛАЗЕРЕ С МОДУЛЯЦИЕЙ ДОБРОТНОСТИ

А. Н. Баранов, О. И. Иванова, А. И. Одинцов, А. И. Федосеев

(кафедра оптики и спектроскопии)

Показана возможность диагностики населенностей колебательных уровней в активной среде СО₂-газодинамического лазера на связанных модах по энергетическим характеристикам импульсной генерации в режиме модуляции добротности. Приводятся расчетные соотношения для определения начальной разности населенностей лазерных уровней по данным измерений. Эксперименты выполнены на переходах 03⁰—10⁰ ($\lambda=18,4$ мкм) и 04²—03⁰ ($\lambda=17,2$ мкм) в смеси СО₂—Аг. Одним из преимуществ метода является то, что режим модуляции добротности позволяет исключить взаимодействия колебательных переходов в процессе генерации.

Введение

Газодинамические лазеры (ГДЛ) на связанных модах молекул СО₂ представляют интерес как источники мощного когерентного излучения в области длин волн $\lambda=16-21$ мкм [1, 2]. Расчетам их характеристик посвящен ряд теоретических работ [3-5], однако экспериментально эти лазеры исследованы недостаточно [1, 4, 6, 7]. В настоящей работе сделана попытка получения экспериментальной информации о населенностях колебательных уровней и коэффициентах усиления переходов в лазере такого типа по спектрально-энергетическим характеристикам его генерации в режиме модуляции добротности (МД).

При длительности импульса генерации $\tau \ll \tau_{VV}$, где τ_{VV} — характерное время колебательного обмена, режим МД позволяет исключить взаимодействие колебательных переходов в процессе генерации. (При наличии каскадных переходов необходима их селекция в резонаторе лазера.) Отпадает также необходимость учитывать процессы $V-T$ -релаксации и движение активной среды ГДЛ.

Вместе с тем в импульсном режиме генерации интерпретация экспериментальных данных может осложниться вследствие нестационарности спектра излучения, нарушения вращательного равновесия и других эффектов [8].

Расчетные соотношения

Мы будем исходить из кинетических уравнений для населенностей верхнего n_2 и нижнего n_1 колебательных уровней лазерного перехода

$$\frac{dn_2}{dt} = -(\sigma_2 n_2 - \sigma_1 n_1) I, \quad \frac{dn_1}{dt} = (\sigma_2 n_2 - \sigma_1 n_1) I. \quad (1)$$

Здесь I — суммарная интенсивность встречных волн в резонаторе [$\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$], σ_i — эффективные оптические сечения колебательных уровней лазерного перехода. Если генерация происходит на одном колебательно-вращательном (КВ) переходе $v_2 J_2 \rightarrow v_1 J_1$ (например, в селективном резонаторе), то в предположении вращательного равновесия

$$\sigma_i(J_i) = \frac{16\pi^3}{3h\lambda T} R_{v_1 v_2} S_{J_1 J_2} \frac{B_i}{g_i} \exp\{-B_i J_i(J_i + 1)/T\} G(\nu) \quad (i = 1, 2). \quad (2)$$

Здесь $R_{v_1 v_2}$ — квадрат матричного элемента дипольного момента перехода, $S_{J_1 J_2}$ — фактор Хенля—Лондона, T — температура газа, $B_1 \approx B_2$ — вращательные постоянные уровней, g_i — статистический вес колебательного состояния, $G(\nu)$ — формфактор линии (предполагается, что генерация происходит на центральной частоте ν_0 КВ-перехода). В общем случае σ_i представляют собой усредненные по вращательному и спектральному распределениям существенно нестационарные величины

$$\sigma_i = \sum_{J_i} \sigma_{v_i J_i} F_{v_i}(J_i) \tilde{I}(J_i), \quad (3)$$

где $\sigma_{v_i J_i}$ — оптические сечения отдельных КВ-переходов, $F_{v_i}(J_i) = \frac{n_{v_i J_i}}{n_{v_i}}$

и $\tilde{I}(J_i) = \frac{I_i(J_i)}{I}$ — зависящие от времени функции вращательного и спектрального распределений.

В случае адиабатически медленной МД (по сравнению с временем нарастания поля в резонаторе τ_f и временем вращательной релаксации τ_{RT}) генерация носит квазистационарный характер и в каждый момент времени происходит на одном КВ-переходе с $J = J_m$, соответствующем максимуму коэффициента усиления (КУ) $\alpha(J_m)$. При этом величины σ_i , определяемые по (2), для Q -ветвей переходов не зависят от времени. (Предполагается, что температура газа и другие газодинамические параметры за время импульса не меняются.) Однако для P - и R -ветвей из-за перестройки линии генерации в процессе уменьшения инверсии сечения σ_i могут изменяться. Отметим, что, как можно видеть из (2), отношение сечений σ_1/σ_2 при $B \ll T$ лишь очень слабо зависит от J .

Приведем некоторые соотношения, описывающие насыщение инверсии населенностей на лазерном переходе, которые могут быть использованы для целей диагностики. Энергия E , отдаваемая единицей объема активной среды в импульсе генерации и равная (по числу квантов) уменьшению населенности верхнего колебательного уровня, может быть выражена через изменение инверсной населенности уровней

$$E = (\Delta n_0 - \Delta n_\tau) (1 + \sigma_1^0/\sigma_2^0)^{-1}, \quad (4)$$

где $\Delta n = n_2 - (\sigma_1^0/\sigma_2^0) n_1$, а индексы «0» и « τ » обозначают начальное и «остаточное» (после окончания генерации и термализации вращательных состояний) значение величины. В приближении равенства вращательных постоянных $B_1 = B_2 = B$ для Q -ветвей переходов $\sigma_1^0/\sigma_2^0 = \sigma_1^\tau/\sigma_2^\tau = = g_2/g_1$ и это отношение не зависит от J . Для P - и R -ветвей $\sigma_1^0/\sigma_2^0 = = (g_2/g_1) \xi_{P,R}$, где множители $\xi_P = \exp \left\{ -\frac{2B}{T} (J_2 + 1) \right\}$ и $\xi_R = \exp \left\{ \frac{2B}{T} J_2 \right\}$ близки к единице. Тем не менее для переходов с малой относительной инверсией ($\Delta n_0/n_2^0 \ll 1$), и особенно для переходов с частичной инверсией эти множители могут сильно влиять на величину Δn и зависимость σ_1^0/σ_2^0 от J становится существенной. Для определенности будем считать, что сечения в (4) соответствуют максимуму вращательного распределения КУ $\alpha_0(J_m) = \sigma_2^0(J_m) \Delta n_0^*$. Отметим, что соотношение (4), выражающее баланс населенностей лазерных уровней, не связано с какими-либо предположениями о характере изменения распределений $F_\nu(J)$ и $I(J)$ в процессе генерации.

Если время включения добротности τ_m мало по сравнению с τ_f , то для переходов с достаточно большим превышением порога генерации $\Delta n_\tau \ll \Delta n_0$ и величиной Δn_τ в (4) можно пренебречь. Тогда по измеренной энергии генерации E сразу находится величина начальной инверсии Δn_0 . Если при этом из независимых измерений известен начальный КУ $\alpha_0(J) = \sigma_2^0(J) \Delta n_0$, то определяется величина сечения $\sigma_2^0(J)$.

Во многих случаях, включая описываемый ниже эксперимент, измеряемой величиной является интегральная (по времени) интенсивность внутрирезонаторного поля $W = \int_0^\tau I(t) dt$. Если считать, что отношение сечений σ_1/σ_2 приближенно сохраняет свою величину в течение импульса генерации (хотя сами сечения могут изменяться), то из (1) следует

$$\Delta n_\tau = \Delta n_0 \exp \{ -2 \langle \sigma \rangle W \}, \quad (5)$$

где $\sigma = (1/2) (\sigma_1 + \sigma_2)$, $\langle \sigma \rangle = (1/W) \int_0^\tau \sigma(t) I(t) dt$ — эффективная средняя величина сечения. Как будет далее показано, соотношение (5) при известных условиях также может быть использовано для определения Δn_0 , в том числе и для переходов с небольшим превышением порога генерации.

В тех случаях, когда одновременно измерены E и W , из (4) и (5) можно исключить Δn_τ , что дает

$$\Delta n_0 = \left(1 + \frac{\sigma_1}{\sigma_2} \right) \frac{E}{1 - \exp \{ -2 \langle \sigma \rangle W \}}. \quad (6)$$

* Соотношение (4) формально сохраняет силу при произвольной величине σ_1^0/σ_2^0 .

Наконец, из (4) и (5) вытекает полезное соотношение, устанавливающее связь начальной и остаточной инверсии [9]:

$$\Delta n_0 - \Delta n_\tau = \frac{\langle a \rangle}{\langle \sigma_2 \rangle} \ln \frac{\Delta n_0}{\Delta n_\tau}, \quad (7)$$

где $\langle a \rangle$ — усредненная за время импульса величина потерь резонатора $a(t)$, отнесенных к единице длины активной среды, определяемая по соотношению $E = \int_0^\tau a(t) I(t) dt = \langle a \rangle W$.

Мгновенная интенсивность внутреннего поля $I(t)$, в частности интенсивность в максимуме импульса $I_m(t_m)$, также несет информацию о насыщении инверсии и при наличии временного разрешения импульса может быть использована для диагностики населенностей. На основе (4), (5) можно получить

$$I(t) = \frac{cl}{L} \left[\frac{\Delta n_0 - \Delta n(t)}{1 + \sigma_1/\sigma_2} - \frac{\langle a \rangle_t}{2 \langle \sigma \rangle_t} \ln \frac{\Delta n_0}{\Delta n(t)} \right]. \quad (8)$$

Здесь l — длина активной среды, L — длина резонатора, средние величины $\langle \sigma \rangle_t$ и $\langle a \rangle_t$ рассчитываются на интервале $(0, t)$. Предполагается, что интенсивность поля I постоянна вдоль оси резонатора. Соотношение (8) справедливо в приближении стационарности отношения сечений σ_1/σ_2 . Значение инверсии в максимуме импульса $\Delta n(t_m)$ можно выразить через потери резонатора в момент $t=t_m$ по соотношению $\sigma_2(t_m)\Delta n(t_m) = a(t_m)$.

Эксперимент

Эксперименты проводились на лабораторном макете длинноволнового CO_2 -ГДЛ с импульсным электродуговым нагревом газа [1]. Использовались профилированные сопла с высотой в критическом сечении 0,1 мм и степенью расширения 150. Длина активной среды составляла 40 см. Рабочим веществом служила смесь CO_2 — Ag в соотношении 1:2 при начальных условиях в камере нагрева $T=1200$ К, $p_0 = 14$ атм. Давление газа в зоне резонатора было $p \approx 1$ мм рт. ст., температура $T \approx 80$ К. МД осуществлялась с помощью вращающегося зеркала. Система синхронизации обеспечивала включение добротности спустя ~ 10 мс после начала истечения нагретой смеси. Вывод излучения осуществлялся через отверстие в неподвижном зеркале диаметром 0,5 мм, которое не приводило к заметным искажениям поля в резонаторе. Спектр генерации контролировался с помощью дифракционного спектрометра, на выходе которого одновременно регистрировалась интегральная интенсивность излучения на переходах $03^{10}-10^0$ ($\lambda = 18,4$ мкм, Q-ветвь) и $04^{20}-03^{30}$ ($\lambda = 17,2$ мкм, P-ветвь). По данным измерений определялись значения интегральной интенсивности внутреннего поля W . Поскольку закон изменения потерь $a(t)$ был неизвестен, величина E не могла быть рассчитана. Определение начальной инверсии Δn_0 на обоих переходах проводилось на основе соотношения (5). Скорость МД выбиралась таким образом, чтобы длительность импульса составляла $\tau \approx 2$ мкс. Эта величина намного меньше τ_{VV} (в наших условиях $\tau_{VV} \geq 10^{-5}$ с [5]) и в то же время заметно превосходит τ_{RT} и τ_f . Такой режим МД близок к адиабатическому, когда КУ отслеживает изменение потерь резонатора, а остаточная величина КУ

α_r близка к минимальному значению потерь a_{\min} при съюстированных зеркалах резонатора

$$\alpha_r = \sigma_2^r \Delta n_r \approx a_{\min}. \quad (9)$$

Оптические сечения рассчитывались по (2) исходя из известной температуры и плотности газа в резонаторе. При этом для Q -ветви перехода 18,4 мкм бралось расчетное значение $J=J_m$, соответствующее максимуму $a_0(J)$. Для P -ветви перехода 17,2 мкм при расчете $\langle \sigma \rangle$ в (2) подставлялось значение J , соответствующее максимуму спектрального распределения энергии излучения, а при расчете σ_2^r — максимальное наблюдаемое в спектре генерации значение $J=J_r$, для которого генерация должна исчезать в последнюю очередь.

Расчеты величин Δn_0 по соотношениям (5) и (9) из экспериментальных значений W для переходов с $\lambda=18,4$ и 17,2 мкм дают значения $5,1 \cdot 10^{14}$ и $6,6 \cdot 10^{13}$ см⁻³. Вычисленные по ним величины КУ переходов составляют соответственно $8,1 \cdot 10^{-3}$ и $5,9 \cdot 10^{-3}$ см⁻¹. Значение КУ для перехода 18,4 мкм более чем в 2 раза превосходит полученную в [6] величину. Погрешность приведенных абсолютных значений Δn_0 и КУ, по нашим оценкам, может достигать $\pm 30\%$. Основной вклад в нее вносит неопределенность величины потерь резонатора a_{\min} ($\pm 20\%$). В то же время относительные величины Δn_0 и КУ для двух переходов, которые не зависят от a_{\min} , определяются со значительно большей точностью ($\pm 10\%$). Если принять в соответствии с данными теоретических расчетов [3, 5], что населенности нижних колебательных уровней CO₂ вплоть до $v=4$ достаточно удовлетворительно описываются моделью Тринора, то по экспериментальному отношению величин Δn_0 двух переходов и известной температуре газа $T=80$ К определяется колебательная температура связанных мод CO₂ $T_2=(700 \pm 20)$ К и населенности отдельных уровней. Последние составляют для уровней 10⁰⁰, 03¹⁰, 03³⁰ и 04²⁰ соответственно 1,9; 8,9; 2,5 и $2,9 \cdot 10^{14}$ см⁻³. Ошибка в относительных населенностях уровней $\sim 15-20\%$, для абсолютных величин населенностей она примерно в 2 раза выше.

Значительный интерес представляет проведение подобных измерений для более высоких лазерных уровней связанных мод молекул CO₂.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Баканов Д. Г., Куликов А. О., Одинцов А. И., Федосеев А. И. // Письма в ЖТФ. 1983. 9, № 5. С. 273. [2] Баранов А. Н., Волков А. Ю., Демин А. И., Кудрявцев Е. М. // Квант. электроника. 1985. 12, № 11. С. 2202. [3] Файзулаев В. Н. // Журн. прикл. мех. и техн. физики. 1982. № 6. С. 9. [4] Исламов Р. Ш., Конев Ю. Б., Куликов А. О. и др. // Квант. электроника. 1984. 11, № 3. С. 551. [5] Одинцов А. И., Федосеев А. И., Фоменко Л. А. // Там же. 1988. 15, № 5. С. 915. [6] Исламов Р. Ш., Конев Ю. Б., Шарков В. Ф. Препринт ИАЭ № 3661/12. М., 1981. [7] Баканов Д. Г., Иванова О. Ю., Куликов А. О. и др. // Журн. прикл. спект. 1987. 46, № 2. С. 218. [8] Гордиец Б. Ф., Осипов А. И., Шелепин Л. А. Кинетические процессы в газах и молекулярные лазеры. М., 1980. [9] Белый М. У., Захарченко И. В., Кошеленко В. П. и др. // Квант. электроника (Киев). 1986. № 31. С. 29.

Поступила в редакцию
09.10.90