

ЯВЛЕНИЕ ТЕПЛООВОГО КРИЗИСА В ХИМИЧЕСКОМ КИСЛОРОДНО-ЙОДНОМ ЛАЗЕРЕ

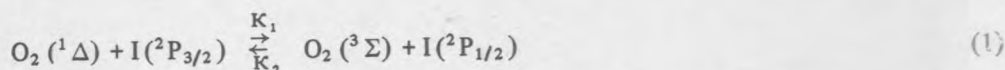
В.Н. Аязов, В.И. Игошин, В.А. Катулин, Н.Л. Куприянов

Рассмотрено явление теплового кризиса в резонаторе химического кислородно-йодного лазера (ХКЛ). Определены параметры, при которых реализуется тепловой кризис. Найдены допустимые скорости транспортировки газа по резонатору.

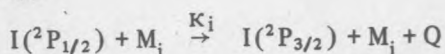
Для применения в химическом кислородном лазере (ХКЛ) эффективных резонаторных схем необходимо иметь достаточно высокий показатель усиления в активной среде (АС). Чем больше показатель усиления, тем быстрее тушится синглетный кислород (СК) /1/. Поэтому, чтобы обеспечить приемлемую протяженность активной зоны, необходимо работать с высокоскоростными потоками в резонаторе. Известно, что выделение тепла в газовом потоке приводит к ограничению диапазона возможных скоростей транспортировки газа из-за явления теплового кризиса (ТК) /2, 3/. Влияние этого явления на работу химического HF лазера рассмотрено в /3, 4/.

В данной работе изучаются условия возникновения ТК в резонаторе ХКЛ. Определены предельно допустимые скорости транспортировки газа через резонатор.

Рассмотрим движение АС ХКЛ по лазерной кювете постоянного сечения. Предполагается, что резонатор размещен в зоне потока с завершённым процессом диссоциации молекулярного йода. Тогда вся кинетика сводится к реакциям энергообмена и тушения. Подробная схема физико-химических реакций в АС ХКЛ представлена в /1/. Энергоносителем в ХКЛ выступает синглетный кислород $O_2(^1\Delta)$, а излучающими частицами являются атомы йода I. Особенностью ХКЛ является высокая скорость энергообмена между СК и I в реакции



по сравнению со скоростью тушения электронной энергии. Тушение происходит преимущественно в реакциях с участием атомов йода



со скоростью $R_T = \sum_i K_i n_i n_{I^*} = K_j n_j (1 + \sum_{i \neq j} K_i n_i / K_j n_j) n_{I^*} = K_j n_j n_{I^*} l$, где $M = H_2O, H_2O_2, Cl_2, O_2(^1\Delta)$; Q — теплота реакции; n_i — концентрация i -го тушащего компонента; n_{I^*} — концентрация атомов йода в состоянии $^2P_{1/2}$; $l = 1 + \sum_{i \neq j} K_i n_i / K_j n_j$; в качестве j -ой компоненты удобно выбирать ту, для которой скорость тушения максимальна; K_i — константа скорости i -го процесса. Для типичных параметров АС ХКЛ скорость энергообмена $R_e \approx K_1 n_{\Delta} n_I$ превышает R_T в $\gg 100$ раз (n_{Δ} — концентрация СК). Следовательно, имеется интересная возможность эффективной генерации со скоростью съема энергии в лазерное излучение $R_I \approx k I_r$, удовлетворяющей неравенству $R_e \gg R_I \gg R_T$, где k — коэффициент усиления АС, I_r — внутррезонаторная интенсивность. В этом случае концентрация возбужденных атомов йода полностью определяется реакцией (1) /1/:

$$n_{I^*} = n_I / \left[\frac{1}{K_p} \left(\frac{1+a}{\eta_{\Delta}} - 1 \right) + 1 \right] = n_I f,$$

где $n_1 = n_{1*} + n_{10}$; $K_p = K_1/K_2$; $a = n_\Sigma/n_\Delta$; $\eta_\Delta = g_\Delta/g_\Delta^0$; $g_\Delta = n_\Delta U$; n_{10} , n_Σ — концентрации йода и кислорода в основных состояниях, g_Δ^0 — расход СК на входе резонатора.

В данной работе предполагается, что используются резонаторы, которые обеспечивают равномерное распределение поля по объему резонатора. Течение газа по лазерной кювете будем считать адиабатическим. Для типичных параметров АС $n_\Delta/n_{H_2O} \approx 10$, $g_\Delta^0/g_I \approx 50$ отношение скоростей тепловыделения к скорости теплоотвода на стенки $\approx 10p_\Delta^2 h^2/5$, где p_Δ — давление СК в мм рт. ст., h — высота канала в сантиметрах. При $p_\Delta \gtrsim 1$ мм рт. ст., $h \gtrsim 1$ см течение газа по резонатору близко к адиабатическому. Течение АС по лазерной кювете ХКЛ постоянного сечения с учетом вышесказанного описывается уравнениями

$$\frac{dM^2}{d\xi} = \frac{(1 + \gamma M^2) M_0^6}{(1 - M^2)(1 + \gamma M_0^2)^4 M^4} f\chi,$$

$$\frac{d\eta_\Delta}{d\xi} = -\frac{M_0^3}{M^3} \left(\frac{1 + \gamma M^2}{1 + \gamma M_0^2} \right)^2 \left[f \frac{M_0}{M} + A(3f - 1) \right],$$

где $\chi = Q/C_p T_0(1 + a + \beta)$, $x = \xi X_0$ — координата по потоку, T — температура, $M = U/a$ — число Маха, U — скорость газа, a — скорость звука в газе, $\beta = g_b/g_\Delta^0$, g_b — расход буферного газа, $\gamma = C_p/C_v$, индекс 0 относится ко входу в резонатор. $X_0 = g_\Delta^0/R_T$ — характерный масштаб тушения энергозапаса, $R_T^0 = K \cdot n_j^0 n_{I0}$, $A = \sigma(T_0) I_r / 2K_j n_j^0 l$ — отношение скоростей R_T к R_T^0 , $\sigma(T_0)$ — сечение индуцированного излучения при T_0 .

Точка с координатой ξ_{cr} , для которой $M=1$, будет соответствовать месту кризиса при заданных безразмерных параметрах a, M_0, χ, A . Результаты расчетов зависимости от числа Маха на входе резонатора M_0 безразмерной длины резонатора ХКЛ, при которой реализуется ТК, представлены на рис. 1. Тепловой кризис не реализуется в резонаторе, если $d/X_0 < \xi_{cr}$, где d — длина резонатора по потоку. Расчеты показывают, что во избежание значительных потерь энергии при тушении СК параметр ξ_{cr} должен быть существенно меньше единицы (скажем, $\approx 0,1 - 0,3$). На сплошных кривых отложены координаты точек ТК в отсутствие поля лазерного излучения $A = 0$. Поле излучения в резонаторе приводит к уменьшению скорости тушения, поэтому ТК наступает при несколько больших значениях ξ_{cr} . Таким образом, поле лазерного излучения в некоторых пределах позволяет подавлять ТК [3]. Пунктирными кривыми представлены значения точек ТК при $A = 50$, причем, как показали результаты расчетов для $A \gtrsim 50$, значения ξ_{cr} мало отличаются от значений, приведенных на рис. 1. Поэтому эти значения можно интерпретировать как верхний предел изменений

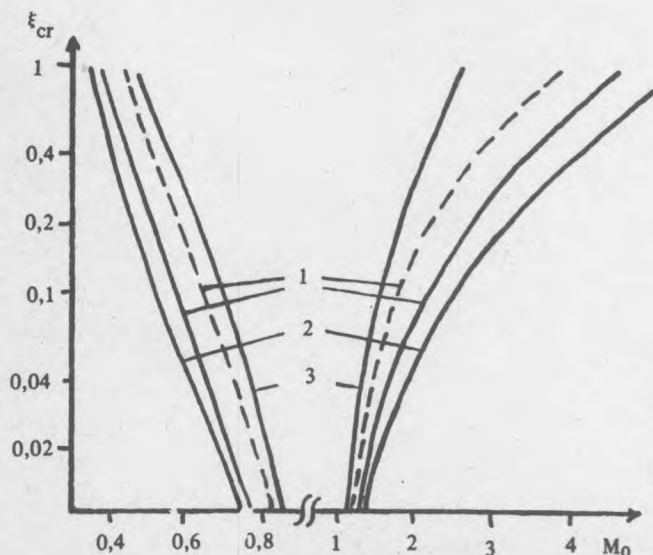


Рис. 1. Координата точки теплового кризиса ξ_{cr} в зависимости от числа Маха на входе резонатора M_0 . $1 - a = 0,5, \chi = 7$; $2 - a = 0,25, \chi = 8,5$; $3 - a = 0,5, \chi = 1,6$. Для вариантов 1 и 2 буферный газ в АС отсутствует, для варианта 3 $n_{O_2} : n_b = 1 : 5$, где буферным газом является одноатомный газ He или Ar.

ξ_{cr} под действием поля. Например, в сверхзвуковой области при $\xi_{cr} = 0,1$ область изменений значений M_0 под действием поля лежит в пределах от 1,75 до 2,25. Как видно, влияние поля излучения на условия возникновения ТК не очень сильное, что объясняется слабым влиянием его на скорость тушения R_T в рамках принятых в модели предположений.

Разбавление АС буферным газом ведет к снижению темпа роста температуры газа, что, очевидно, приводит к увеличению диапазона скоростей транспортировки газа по резонатору. В качестве буферного газа для целей увеличения диапазона скоростей транспортировки целесообразно использовать легкий газ, например, He, H_2 . Действительно, в этом случае скорость звука будет больше в $\sqrt{\mu/\mu'}$ раз (μ, μ' — молекулярные веса соответственно кислорода и смеси), нежели для чистого кислорода, и при той же скорости газа на входе резонатора параметр M_0 будет во столько же раз меньше, что в конечном итоге приводит к увеличению ξ_{cr} (см. рис. 1). Использование водорода как буферного газа в ХКЛ имеет свои преимущества: гидрируя O_2 , можно осуществлять химическую откачку газа, поскольку продукт реакции H_2O легко конденсируется. В то же время, смесь $2H_2 : O_2$ в определенных пределах не взрывоопасна, так как I_2 является ее хорошим стабилизатором [6].

В ХКЛ не всю энергию, запасенную в СК, возможно перевести в лазерное излучение. Существенная доля энергии (15 – 20%) неизбежно выносится за пределы резонатора, где она релаксирует в тепло. Если за пределами резонатора не предпринимать специальных мер, тепловыделение здесь также будет накладывать ограничение на диапазон возможных скоростей транспортировки газа из-за явления ТК. В качестве такой меры, например, при $M < 1$ может служить расширение канала за резонатором, или же отбор тепла в теплообменнике.

ЛИТЕРАТУРА

1. Басов Н. Г., Загидуллин М. В. и др. Труды ФИАН, 171, 30 (1986).
2. Абрамович Г. Н. Прикладная газовая динамика. М., Наука, 1976.
3. Степанов А. А., Щеглов В. А. Квантовая электроника, 6, 2476 (1979).
4. Химические лазеры. Под ред. Р. Гросса и Дж. Ботта. М., Мир, 1980.
5. Азязов В. Н. и др. Квантовая электроника, 15, 471 (1988).
6. Бенсон С. Основы химической кинетики. М., Мир, 1964.

Поступила в редакцию 25 мая 1989 г.