

**ИНВЕРСНАЯ ЗАСЕЛЕННОСТЬ И ПЛОТНОСТЬ ИЗЛУЧЕНИЯ
В ОПТИЧЕСКОМ КВАНТОВОМ ГЕНЕРАТОРЕ НА CO₂
С ПЕРЕМЕННОЙ ДОБРОТНОСТЬЮ**

П. А. Сквородко, Ю. А. Якоби

(Новосибирск)

Механизм генерации в стационарном оптическом квантовом генераторе на CO₂ исследовался в [1-3]. В данной работе проведен численный анализ процессов в ОКГ на CO₂ при быстром изменении добротности резонатора. Показано, что переход ОКГ в состояние с новой добротностью носит колебательный характер.

1. Постановка задачи и методика расчета. Процессы, происходящие в ОКГ, могут быть описаны системой кинетических уравнений для заселенностей лазерных уровней и плотности лучистой энергии в резонаторе [4,5].

Специфичным для газовых ОКГ является изменение заселенностей энергетических уровней в результате неупругих столкновений с другими атомами (молекулами). С учетом этого, а также пренебрегая неоднородностью среды и поля, система кинетических уравнений для газового ОКГ с переменной добротностью может быть записана в виде

$$\begin{aligned} \frac{dN_2}{dt} &= V - W_2 N_2 - \frac{Bs}{\Delta\nu} (N_2 - N_1) \rho & (1.1) \\ \frac{dN_1}{dt} &= W_2 N_2 - W_1 N_1 + \frac{Bs}{\Delta\nu} (N_2 - N_1) \rho \\ \frac{d\rho}{dt} &= \left[h\nu \frac{Bs}{\Delta\nu} (N_2 - N_1) \frac{l}{d} - L \frac{c}{d} \right] \rho \end{aligned}$$

где N_2 и N_1 — заселенности верхнего и нижнего лазерных уровней, соответствующих колебательным состояниям 00°1 и 10°0, ρ — плотность энергии в резонаторе, V — скорость заполнения верхнего уровня, W_2 и W_1 — соответственно вероятности дезактивирующих молекулярных столкновений для верхнего и нижнего лазерных уровней, B — коэффициент Эйнштейна для индуцированного излучения с верхнего уровня на нижний, $\Delta\nu$ — ширина линий спонтанного перехода $2 \rightarrow 1$, L — относительные потери при одном проходе резонатора, c — скорость света, d — длина резонатора, l — длина разрядной трубки. Величина s характеризует связь общей заселенности колебательных уровней с заселенностью отдельных колебательно-вращательных уровней. Поскольку вращательная релаксация происходит достаточно быстро (за время порядка 10^{-7} сек [1]), распределение энергии по вращательным уровням можно считать бальцовановским с газовой температурой. Такое распределение описывается выражением

$$n^J = \frac{2NhcA}{KT_0} (2J + 1) \exp \left[- \frac{Ahc}{KT_0} J (J + 1) \right]$$

где J — вращательное квантовое число, h — постоянная Планка, T_0 — газовая температура, $A = 0.394 \text{ см}^{-1}$ — вращательная постоянная для молекулы CO₂. В дальнейшем будем рассматривать лишь наиболее сильный

лазерный переход между состоянием $00^{\circ}1$ ($J = 21$) и $10^{\circ}0$ ($J = 22$). Изменение заселенности на один вращательный квант составляет $\sim 2\%$, поэтому [6]

$$n_2^J - n_1^{J+1} = (N_2 - N_1)s$$

где

$$s = \frac{2hcA}{KT_0} (2J + 1) \exp\left[-\frac{Ahc}{KT_0} J(J + 1)\right]$$

Если $T_0 = 600^{\circ}\text{C}$, то $s = 5.3 \cdot 10^{-2}$.

В системе уравнений (1.1) учтены лишь основные процессы заполнения и опустошения уровней. Это ограничение осуществлялось на основании конкретной оценки вклада большого числа процессов. Заполнение верхнего лазерного уровня происходит в результате двухступенчатого процесса — электронного возбуждения колебаний молекул азота с последующей передачей энергии при столкновениях на колебательный уровень $00^{\circ}1$ молекулы CO_2 . Вероятность возбуждения колебательных уровней молекулы азота $W_3 = k_3 n_e$, где n_e — концентрация электронов, k_3 — константа скорости процесса



Основываясь на численных данных работ [1-3], положим $k_3 = 4 \cdot 10^{-9} \text{ см}^3 \cdot \text{сек}^{-1}$, $n_e = 5 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$. Отсюда $W_3 = 20 \text{ сек}^{-1}$. Константа скорости второго этапа $k_4 = 7.5 \cdot 10^{-15} \text{ см}^3 \cdot \text{сек}^{-1}$ [3]. В ОКГ на CO_2 обычно используются парциальные давления $\text{CO}_2 - 1 \text{ тор}$, $\text{N}_2 - 2 \text{ тор}$, $\text{He} - 5 \text{ тор}$. Вероятность возбуждения антисимметричного колебания молекулы CO_2 $W_4 = k_4 N_a$, где N_a — концентрация молекул азота. Если $N_a = 6.2 \cdot 10^{16}$, то $W_4 = 470 \text{ сек}^{-1}$. Таким образом скорость возбуждения антисимметричного типа колебаний молекулы CO_2 лимитируется скоростью электронного возбуждения колебаний молекул азота. Скорость этого процесса $V = \alpha n_e N_a k_3$, где α — среднее число возбуждаемых одним электроном колебательных квантов, $\alpha = 3.5$ [3], $V = 2.2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3} \cdot \text{сек}^{-1}$.

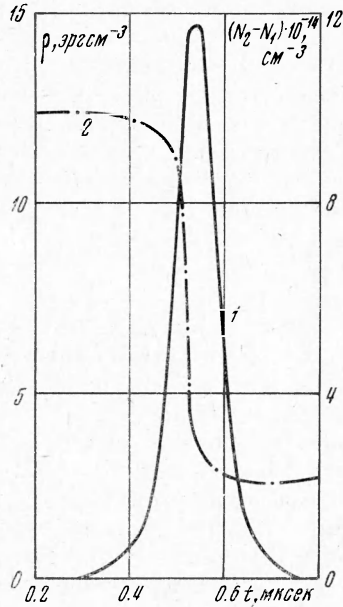
Опустошение верхнего лазерного уровня происходит за счет индуцированного излучения и столкновительной релаксации с молекулами CO_2 . Вероятность этой релаксации $2 \cdot 10^3 \text{ сек}^{-1}$ [3]. Релаксация нижнего лазерного уровня происходит в два этапа — сначала на уровень $01^{\circ}0$, а затем на основной уровень. Используя данные работы [3], имеем для вероятности первого этапа $-5.5 \cdot 10^5 \text{ сек}^{-1}$ и вероятности второго этапа $-3.8 \cdot 10^{-4} \text{ сек}^{-1}$. Таким образом, скорость опустошения нижнего лазерного уровня лимитируется переходом $01^{\circ}0 \rightarrow 00^{\circ}0$. Уширение спектральной линии полагалось доплеровским. Длина резонатора (270 см) и размеры разрядной трубки (длина 200 см, внутренний диаметр 24 мм) были выбраны такими же, как в работе [7]. Вероятности спонтанных радиационных переходов с рассматриваемых уровней очень малы ($\sim \text{сек}^{-1}$), поэтому им можно пренебречь.

Нелинейность системы уравнений (1.1) исключает возможность получения точного решения даже для простейших законов изменения $L(t)$. Лишь в случае $L = \text{const}$ существует аналитическое решение. Решение системы уравнений (1) для переменных потерь находилось методом Рунге—Кутты на ЭВМ.

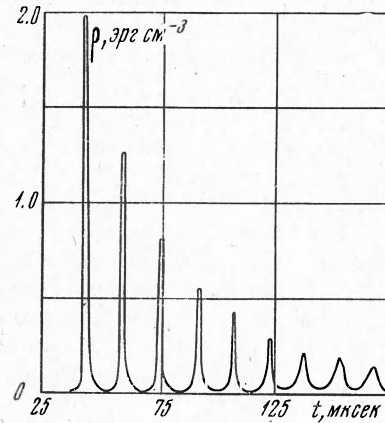
2. Быстрое включение добротности. Рассмотрим случай, когда потери изменяются скачком в момент времени $t = 0$. При $t < 0$ потери выше критических, и генерация отсутствует, инверсная заселенность максимальна. В момент $t = 0$ потери уменьшаются до некоторой величины $L_2 < L_*$. Рассчитанные для случая полезных потерь $L_2 = 0,4$ плотность излучения (кривая 1) и инверсная заселенность (кривая 2) непосредственно после включения добротности как функция времени представлены на фиг. 1.

На фиг. 2 представлена релаксация плотности излучения в стационарное состояние, которая является продолжением зависимости на фиг. 1 в другом временном масштабе (первый импульс не показан, его амплитуда выше амплитуды второго импульса в 7 раз). Выходная мощность P изменяется аналогично плотности энергии, будучи связана с ней соотношением $P = \rho V_0 / \tau$, где V_0 — объем активной среды, τ — время затухания фотонов, $1/\tau = (L - L_0) c/d$, где L_0 — паразитные потери. Спустя 0.4 мксек после включения добротности появляется импульс индуцированного излучения большой амплитуды, длительностью ~ 50 нсек. Пиковая выходная мощность составляет при этом 55 квт.

Указанные характеристики гигантского импульса генерации хорошо соответствуют экспериментальным данным



Фиг. 1



Фиг. 2

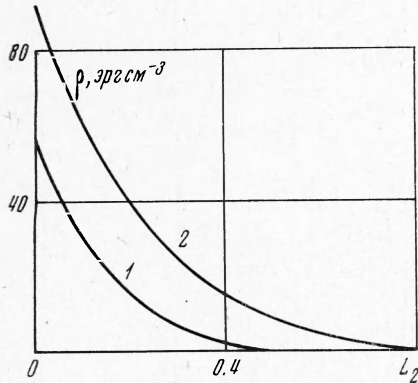
работы [7], в которой при непрерывной мощности 25 вт наблюдался гигантский импульс длительностью менее 100 нсек и пиковой мощностью более 10 квт, причем нижний временной предел лимитировался инерционностью детектора.

Рассмотрим подробнее характеристики гигантского импульса в зависимости от полезных потерь L_2 . Математический эксперимент ставился при двух значениях начальных потерь: $L_1 > L_*$ и $L_1 = 0.5$. Время появления импульса вначале слабо растет с L_2 , а затем резко увеличивается по мере приближения L_2 к L_1 . Это связано с тем, что при больших потерях превышение усиления над затуханием становится меньше. Отметим, что при $L_1 = 0.5$ гигантский импульс возникает быстрее. Причина этого заключается в том, что в случае $L_1 = 0.5$ плотность излучения возрастает от заметной величины (имеет место слабая генерация), а в случае $L_1 > L_*$ от плотности спонтанного излучения ρ_0 . Это обстоятельство задается в качестве начального условия $\rho|_{t=0} = \rho_0$.

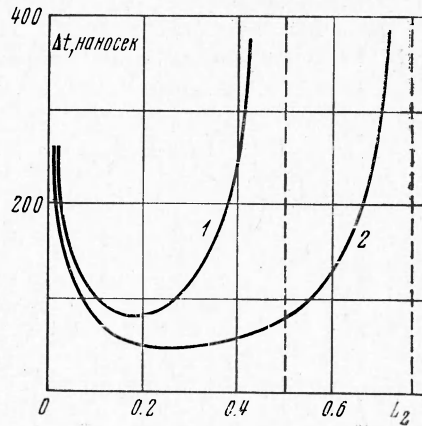
Характеристики первого гигантского импульса в зависимости от полезных потерь L_2 для случаев, когда начальные потери $L_1 = 0.5$ (кривая 1) и начальных потерь, превышающих критические (кривая 2), представлены на фиг. 3 (плотность излучения), фиг. 4 (ширина импульса Δt), фиг. 5 (пиковая мощность P^*).

Оказывается, что величина импульса индуцированного излучения тем больше, чем больше разность $L_1 - L_2$ (фиг. 3). Математический экспери-

мент показывает также наличие минимума ширины импульса в зависимости от L_2 (фиг. 4). Вначале по мере роста L_2 наблюдается уменьшение ширины от 400 нсек при $L_2 = 0.05$ до 50 нсек при $L_2 = 0.25$. Это связано с уменьшением времени затухания фотонов. Однако при дальнейшем росте L_2 из-за малого превышения усиления над потерями импульс «разгорается»



Фиг. 3

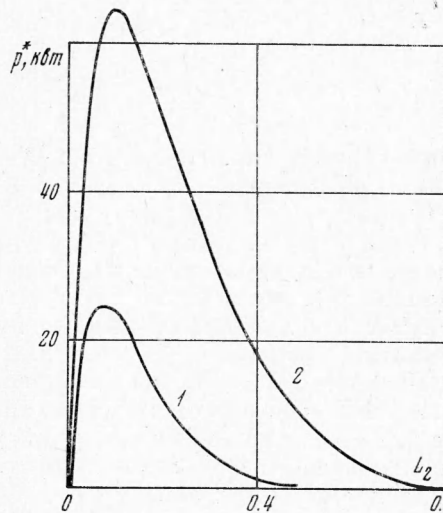


Фиг. 4

очень медленно. В работе [7] авторы отмечают, что ширина импульсов уменьшается с ростом потерь. Основанием для этого служит эксперимент при двух различных значениях коэффициента пропускания зеркала резонатора. Однако, как показывает фиг. 4, путь к сокращению ширины импульса лежит через нахождение оптимального значения L_2 . Пиковая выходная мощность P^* (фиг. 5) имеет максимум в зависимости от L_2 , что обусловлено наличием минимума ширины импульса.

Мощность при $L_1 = 0.5$ значительно меньше, чем при $L_1 < L_*$, так как в первом случае меньше запасенная энергия и больше ширина импульса.

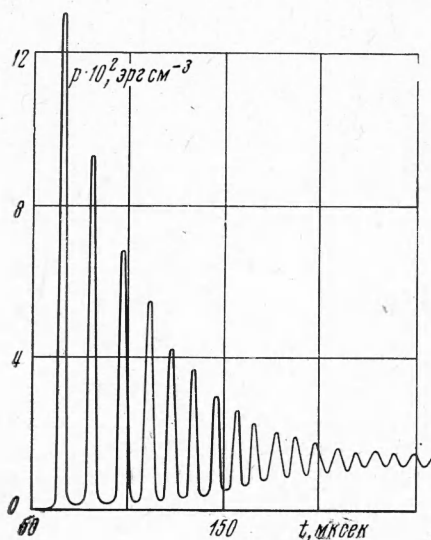
Математический эксперимент показывает вслед за первым импульсом наличие целой серии импульсов с убывающей амплитудой и возрастающей шириной с частотой следования ~ 50 кгц (фиг. 2). Появление второго и последующих импульсов может быть объяснено следующим образом. В процессе развития первого импульса быстро падает инверсная заселенность, причем она продолжает падать из-за наличия излучения и в тот момент, когда усиление сравнивается с затуханием. Поэтому к моменту окончания первого импульса инверсная заселенность падает ниже стационарного значения, соответствующего потерям L_2 . Вслед за этим инверсная заселенность начинает снова расти, причем из-за отставания плотности излучения от инверсии она достигает значения, превышающего стационарное, возникает второй импульс и т. д.



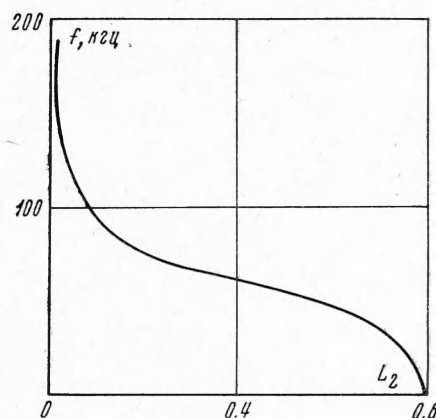
Фиг. 5

Очевидно, что при модуляции добротности методом вращающегося зеркала [7] последующие импульсы не могут наблюдаться из-за малости времени включения добротности. Авторами проводилась модуляция добротности CO_2 -лазера с помощью механического прерывателя в полости резонатора. При этом вслед за первым гигантским импульсом наблюдалась целая серия последующих импульсов с интервалами 10–15 *мксек*, быстро убывающих по амплитуде.

3. Быстрое выключение добротности. Рассмотрим, наконец, случай, когда потери скачком увеличиваются от L_1 до L_2 , оставаясь тем не менее



Фиг. 6



Фиг. 7

ниже критических. На фиг. 6 представлена зависимость плотности излучения ρ от времени для случая, когда потери внезапно возросли от $L_1 = 0.1$ до $L_2 = 0.2$. При этом усиление становится меньше затухания, вследствие чего плотность излучения падает до тех пор, пока усиление и затухание не сравняются. В дальнейшем релаксация плотности излучения в стационарное состояние носит импульсный характер, причем амплитуда импульсов с хорошей точностью является экспоненциально затухающей функцией времени.

Интересной особенностью рассматриваемого процесса релаксации является то обстоятельство, что характерная частота следования импульсов f практически не зависит от предыстории, т. е. L_1 , а является функцией лишь конечного состояния L_2 (фиг. 7). Эта закономерность имеет место и для процессов релаксации при быстром включении добротности (п. 2). Для широкого диапазона L_2 интервал между импульсами соответствует времени релаксации нижнего лазерного уровня. Общее время релаксации плотности излучения в стационарное состояние зависит от разности $L_2 - L_1$. По расчету для CO_2 -лазера это время колеблется в интервале 0,1 ÷ 1 *мсек* и по порядку величины соответствует времени релаксации верхнего лазерного уровня.

Авторы благодарят Р. И. Солоухина за постоянное внимание и помощь в работе.

Поступила 25 VI 1971

ЛИТЕРАТУРА

1. Соболев Н. Н., Соковиков В. В. Оптические квантовые генераторы на CO_2 . Усп. физ. н., 1967, т. 91, вып. 3.
 2. Соболев Н. Н., Соковиков В. В. Влияние скорости разрушения нижнего лазерного уровня на мощность ОКГ на CO_2 . Письма в ЖЭТФ, 1967, т. 5, вып. 4.
 3. Гордиец Б. Ф., Соболев Н. Н., Шелепин Л. А. Кинетика физических процессов в ОКГ на CO_2 . ЖЭТФ, 1967, т. 53, вып. 5.
 4. Jagiv A., Gordon J. P. The laser. Proc. Inst. Electrical and Electronics Engineers, 1963, vol. 51, No. 1.
 5. Душин Л. А., Павличенко О. С., Исследование плазмы с помощью лазеров. М., Атомиздат, 1968.
 6. Витteman В. Механизм инверсии плотности населенности и развязка молекулярного лазера высокой мощности. Газовые лазеры. М., «Мир», 1968.
 7. Flupp G. W., Hosker L. O., Javan A., Sovacs M. A., Rhodes C. K. Progress and applications of Q — switching techniques using molecular gas lasers. The Inst. Electrical and Electronics Engineers, J. Quantum Electronics, 1966, vol. OE-2, No. 9.
-