

621.375.9

МОЩНЫЕ ГАЗОВЫЕ ЛАЗЕРЫ

В. П. Тychинский

ВВЕДЕНИЕ

В развитии техники газовых лазеров за последние годы появились новые тенденции — использование в качестве активных сред многоатомных газов и более широкое использование физико-химических процессов. Это проявилось прежде всего в создании молекулярных лазеров, на которых удалось получить мощности в непрерывном режиме в несколько сотен ватт при к. п. д. 10—15%, и в создании лазеров с фотодиссоциацией молекул, предложенных И. И. Собельманом и С. Г. Раутианом¹.

В обзоре рассматриваются работы по молекулярным лазерам на CO_2 , которым в течение последнего года уделяется большое внимание в периодической литературе.

К настоящему времени в литературе нет единой точки зрения о механизме инверсии в CO_2 и роли различных элементарных процессов. По этим вопросам публикации содержат в ряде случаев противоречивые суждения. В значительной мере это связано со сложностью явлений в молекулярных системах и с отсутствием теории многоуровневых лазеров, учитывающей релаксационные процессы. Критический анализ публикаций по лазерам на CO_2 может представить интерес также в связи с тем, что механизм инверсии в лазерах на CO_2 имеет специфические особенности, присущие обширному классу молекулярных и химических лазеров.

Известно, что до самого последнего времени к. п. д. лазеров не превышал десятых долей процента и в большом числе случаев был значительно меньше указанной величины. Основная причина столь низких значений к. п. д. состояла в том, что ничтожная часть от общего числа актов возбуждения в газовом разряде приводила к испусканию индуцированных фотонов.

Анализ кинетики процессов в активной среде привел Г. Гулда² и др. в конце 1963 г. к выводу, что использование релаксационных процессов в сочетании с неупругими ударами электронов и атомов является важным фактором в создании мощных газовых лазеров. Такие лазеры получили название столкновительных лазеров^{*)}.

Осенью 1964 г. на конференции по химическим лазерам был представлен доклад Г. Гулда «Столкновительные лазеры»², в котором излагались основные принципы газовых лазеров с высоким к. п. д. и предсказывалась возможность получения плотности мощности порядка 1 вт/см^2 при к. п. д. более 10%. В качестве рабочей среды предлагались атомарные пары некоторых элементов (марганца и лантана), имеющих сравнительно большое число уровней тонкой структуры.

*) «Collision lasers».

По-видимому, указанная работа Г. Гулда не привлекла должного внимания, и в последующих работах по молекулярным лазерам не упоминалась, хотя, как будет видно из дальнейшего, сформулированные им положения наиболее удачно воплотились именно в молекулярных лазерах, а не в лазерах на атомарных парах элементов с развитой тонкой структурой. Сущность предложений Г. Гулда² состоит в следующем. Для создания лазера с высоким к. п. д. верхний рабочий уровень должен иметь сравнительно большое время жизни ($\tau_1 \simeq 10^{-4}$ сек) и не должен заметно разрушаться неупругими ударами с другими атомами или за счет диффузии к стенкам.

Для эффективного использования энергии возбуждения верхнего уровня вероятность индуцированных переходов должна быть по крайней мере на порядок больше обратного времени жизни верхнего уровня, т. е.

$$\frac{\bar{P}}{N_1 h\nu} \gg 10^5 \text{ сек}^{-1},$$

где \bar{P} — плотность мощности генерации; N_1 — населенность верхнего уровня.

Поддержание инверсной населенности будет обеспечено, если время жизни нижнего рабочего уровня τ_2 будет на порядок меньше величины $N_1 h\nu / \bar{P}$, т. е. $\tau_2 \ll 10^{-6}$ сек.

Такие времена жизни второго уровня не могут быть обеспечены радиационным распадом, если он расположен достаточно низко над основным состоянием, тем более при учете реабсорбции излучения. Высокое положение второго уровня неизбежно приведет к снижению к. п. д. лазера $\eta_{\text{мал}} = h\nu/E_1 = 1 - E_2/E_1$. Выход из этого противоречия состоит, по Гулду, в том, чтобы для разрушения нижнего уровня использовать неупругие удары атомов. Сечения неупругих ударов при разности потенциальной энергии соударяющихся частиц $\Delta E \ll kT_r$ могут достигать 10^{-15} см² и в состоянии обеспечить малые времена жизни уровней. Однако для того чтобы населенность второго уровня была существенно меньше населенности основного состояния при наличии Больцмановского распределения, энергия второго уровня должна быть заметно больше энергии поступательного движения, т. е.

$$E_2 > kT_r.$$

Эти условия могут быть удовлетворены, если безызлучательный распад нижнего уровня будет происходить в несколько этапов в системе близко расположенных уровней, связывающих нижнее рабочее и основное состояния.

Естественно было предполагать, что такая ситуация может иметь место в молекулярных системах, однако Гулд высказал опасение, что при наличии развитой системы уровней в молекулах не удастся сконцентрировать возбуждение на рабочем переходе.

Согласно работе² лазер с высоким к. п. д. и большой плотностью мощности должен удовлетворять требованиям:

а) вероятность лазерного перехода должна быть мала (частичный запрет);

б) верхний уровень не должен заметно разрушаться при неупругих ударах ($E_1 - E_2 \gg kT_r$);

в) рабочие уровни должны быть расположены низко, чтобы обеспечить большие абсолютные населенности и высокие скорости электронного возбуждения;

г) сечение неупругого удара между рабочим и прилегающими уровнями должно быть большим ($\Delta E \ll kT_r$);

д) все уровни с заметной населенностью должны способствовать прохождению атомов через рабочий переход;

е) полный интервал энергии $\sum \Delta E_i$ в последовательности близко расположенных уровней должен обеспечить существование инверсии ($N_1 > N_2$), и в связи с этим бoльцмановские факторы в распределении электронов и атомов должны удовлетворять неравенству

$$e^{-\sum \Delta E_i / kT_r} < e^{-(E_1 - E_2) / kT_e};$$

ж) плотность газа должна быть низка, чтобы в разряде выполнялось неравенство $T_e > T_r$, но в то же время достаточна для эффективности неупругих ударов (ориентировочная плотность атомов $\sim 3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$).

Возбуждение верхнего уровня должно происходить не прямым путем, а при помощи примеси газа, концентрирующей максимальную плотность населенности на изолированном уровне.

Нетрудно убедиться в том, что перечисленные требования могут быть удовлетворены также и в молекулярных лазерах. Совокупность вращательных уровней уже при давлениях газа порядка нескольких мм ртутного столба обеспечивает необходимые скорости разрушения нижнего рабочего уровня благодаря малым временам вращательной релаксации.

Большое значение для работы молекулярных лазеров, как будет видно из последующего, играют также явления конкуренции колебательно-вращательных переходов, насыщение рабочего перехода, неупругие удары молекул, наличие резонанса Ферми и т. д. Поэтому перечень требований к мощным лазерам с высоким к. п. д. в настоящее время может быть существенно дополнен.

Впервые о наблюдениях генерации в лазере на молекулах CO_2 было сообщено Пателом на заседании Американского физического общества в апреле 1964 г.³ В первых публикациях Патела^{4,5} наблюдалась генерация на 13 линиях полосы $00^0_1-10^0_0$ и 7 линиях полосы $00^0_1-02^0_0$, и полная мощность составляла около 1 *вт*.

Работа лазера объяснялась на основании 4-уровневой схемы с радиационным распадом нижнего уровня, и роль релаксационных процессов не отмечалась.

В последующих работах Патела^{6,7}, Легей-Соммейра⁸, Меллера и Ригдена⁹ было получено значительное увеличение мощности и к. п. д. путем введения в разряд азота и гелия. Исследования в импульсном режиме¹⁰⁻¹² и в режиме модулированной добротности¹³⁻¹⁶ позволили оценить времена жизни колебательных уровней и выяснить роль релаксационных процессов в механизме разрушения нижнего рабочего уровня. Исследования в режиме модулированной добротности также позволили лучше понять явления конкуренции колебательно-вращательных переходов. Благодаря этим явлениям значительно уменьшается число линий в спектре излучения лазера.

Работы по молекулярным лазерам привлекли широкое внимание, и за короткое время в течение 1966 г., в основном за счет увеличения длины лазеров, были получены мощности в непрерывном режиме до 700 *вт* и к. п. д. до 15%^{17*}). Высказываются предположения¹⁸, что к. п. д. может достигнуть 30—40%, а мощность будет измеряться многими киловаттами. Для более подробного ознакомления с экспериментальными работами по лазерам с CO_2 можно рекомендовать обзор Н. Н. Соболева и В. В. Соковой¹⁹. Экспериментальные исследования элементарных процессов в моле-

*) По последним данным (Electronics News 11, № 573, 44 (1966)) максимальная достигнутая мощность равна 1100 *вт*.

кулярных лазерах позволили понять ряд важных деталей в механизме инверсии населенности.

В свете указанных выше требований к лазерам с высоким к. п. д. рассмотрим основные элементарные процессы в разряде в смеси $\text{CO}_2 + \text{N}_2 + \text{He}$ и диаграмму нижних уровней основного электронного состояния молекулы CO_2 .

§ 1. ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ПРОЦЕССЫ В ЛАЗЕРАХ НА CO_2

а) Схема нижних уровней молекулы CO_2

CO_2 является линейной симметричной молекулой с нулевым дипольным моментом, принадлежит к группе точечной симметрии $D_{\infty h}$ и имеет три частоты нормальных колебаний (см. рис. 1) ²⁰:

$$\begin{aligned} \nu_1 &= 1388,3 \text{ см}^{-1} - \text{симметричное валентное колебание,} \\ \nu_2 &= 667,3 \text{ см}^{-1} - \text{деформационное} \quad \gg \quad \gg \\ \nu_3 &= 2349,3 \text{ см}^{-1} - \text{антисимметричное валентное колебание.} \end{aligned}$$

Приведенные значения верны для молекулы $\text{C}^{12}\text{O}_2^{16}$ ²¹. Деформационные колебания являются дважды вырожденными, так как колебания с одной и той же частотой могут происходить в двух ортогональных плоскостях, проходящих через ось молекулы.

Структура колебательных уровней молекулы CO_2 определяется набором нормальных частот (ν_1, ν_2, ν_3), их обертонов и составных комбинационных частот.

Соответствующие уровни обозначаются комбинацией квантовых чисел (v_1, v_2', v_3). На рис. 1 показана схема нижних колебательных уровней основного электронного состояния молекулы CO_2 и совокупность принадлежащих им вращательных уровней.

Слева вверху на рис. 1 показано положение более высоких колебательных уровней $00^0 v$.

Для наглядности длина линий вращательных уровней выбрана пропорциональной населенности соответствующего уровня. Индексы слева обозначают совокупность квантовых чисел, характеризующих энергию уровня, индексы справа — типы симметрии состояния и точечной группы.

Дополнительное квантовое число l над вторым индексом обусловлено двукратным вырождением деформационного колебания. Оно принимает значения:

$$\begin{aligned} l &= v, v-2, \dots, 0 - \text{для четных } v_2, \\ l &= v, v-2, \dots, 1 - \text{для нечетных } v_2, \end{aligned}$$

и определяет значение момента количества движения $M_p^{\text{кол}} = \hbar l$, связанного с колебаниями и направленного вдоль оси молекулы.

Уровни с $l = 0$ являются невырожденными, с $l > 0$ — дважды вырожденными. При $v_2 > 1$ вследствие ангармоничности молекулы CO_2 вырождение снимается.

Уровни $02^0 0$ и $02^0 0$ принадлежат к различным группам точечной симметрии ²⁰.

Там же на рисунке показана для масштаба энергия теплового движения молекул kT_g и изображено положение первого колебательного уровня молекулы азота N_2^* ($v = 1$) и его вращательной структуры.

Из-за случайного совпадения частоты ν_1 и второй гармоники $2\nu_2$ деформационного колебания ($02^0 0$) в молекуле CO_2 происходит смещение соответствующих уровней (резонанс Ферми), и состояния молекулы на уровнях $10^0 0$ и $02^0 0$ являются смешанными. Подробное изложение этого вопроса приведено в книгах по молекулярной спектроскопии ^{20, 22}, а расчеты значений возмущенных и невозмущенных частот — в ²¹.

В статье ²¹, в частности, указывается, что резонанс Ферми может объяснить малое время колебательной релаксации нижнего рабочего уровня $10^0 0$, так как деформационные колебания ($01^0 0$ и $02^0 0$) имеют наименьшее время релаксации из всех трех видов колебаний.

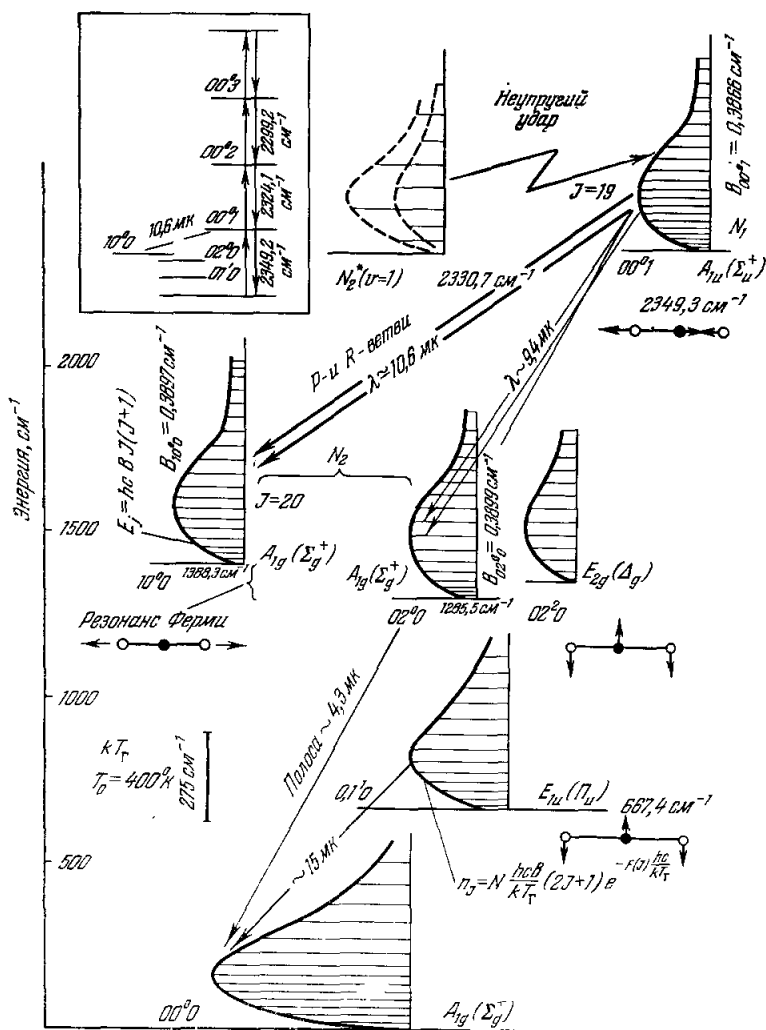


Рис. 1. Схема нижних колебательных уровней основного электронного состояния молекулы CO_2 .

Каждому колебательному состоянию принадлежит система вращательных уровней с распределением населенностей n_J . Около каждого колебательного уровня указана энергия (в cm^{-1}), значение вращательной постоянной B , тип симметрии состояния и схематически показано колебательное движение атомов. Первый колебательный уровень молекулы азота $\text{N}_2^*(v=1)$ имеет большое сечение неупругого удара с уровнем $00^0 1$. Слева сверху показано расположение уровней $00^0 v$. Слева внизу (для масштаба) — энергия теплового движения kT_r .

С этим замечанием согласуется описанное в ²³ сильное влияние мощности генерации на проводимость плазмы в разряде CO_2 . Действительно, снижение мощности генерации, например, введением потерь в резонатор приводит к уменьшению населенности на нижнем рабочем уровне ($10^0 0$), поскольку его населенность существенно зависит от скорости индуцированных переходов. Связь между уровнями ($10^0 0$) и ($02^0 0$), имеющими одинаковую четность, благодаря резонансу Ферми должна привести к соот-

ветствующему изменению населенности уровня 02^00 , который имеет, по-видимому, большое сечение взаимодействия с электронной компонентой ¹³ и малое время колебательной релаксации ^{21, 24}.

Согласно правилам отбора для молекулярных систем в дипольном приближении разрешены переходы между колебательными уровнями, принадлежащими к состояниям различной четности $g \rightarrow u$ с изменением одного из колебательных квантовых чисел на единицу. В соответствии с этим в спектре излучения CO_2 наблюдаются лишь две сильные полосы с $\nu_2 = 667,4 \text{ см}^{-1}$ и $\nu_3 = 2349,3 \text{ см}^{-1}$. Следующие по интенсивности полосы соответствуют переходам в основное состояние с уровней 02^01 и 10^01 . Остальные полосы в спектре излучения слабые или очень слабые. Это подтверждает известное положение, что в молекулярных системах электронным ударом возбуждаются лишь самые низкие колебательные уровни, связанные дипольным переходом с основным состоянием.

Полосы, соответствующие переходам между уровнями одинаковой четности $g \rightarrow g$ и $u \rightarrow u$, наблюдаются только в спектре комбинационного рассеяния. Вследствие резонанса Ферми в CO_2 в спектре комбинационного рассеяния присутствует сильная двойная полоса $\nu_1 = 1285,5$ и $1388,3 \text{ см}^{-1}$ с относительной интенсивностью $1 : 0,59$ ²² вместо одной невозмущенной полосы с $\nu_1 = 1345 \text{ см}^{-1}$ ²¹.

Переходы с одновременным изменением двух и трех квантовых чисел, а также одного, более чем на единицу в дипольном приближении запрещены. К ним, в частности, принадлежат и рабочие переходы ($00^01 \rightarrow 10^00$) и ($00^01 \rightarrow 02^00$), наблюдавшиеся в спектре излучения CO_2 в виде слабых полос. Проведенные в последнее время исследования спектра CO_2 показали также присутствие полос ($10^00 \rightarrow 01^10$) и ($02^00 \rightarrow 01^10$) ¹².

Более полная схема колебательных уровней CO_2 приведена в монографии Гердберга ²². Там же приведены сведения о наблюдавшихся полосах CO_2 в спектре комбинационного рассеяния и в спектре спонтанного излучения. Из рассмотрения этих данных видно, что даже слабых линий, оканчивающихся на уровне (00^01), в спектрах CO_2 не обнаружено.

Сведений о вероятностях переходов между уровнями молекулы CO_2 практически нет. Недавно была измерена вероятность колебательно-вращательного перехода полосы $00^01 \rightarrow 10^00$ на линиях P -ветви ($J = 18 \rightarrow 22$), которая оказалась равной $(0,21 \pm 0,03) \text{ сек}^{-1}$ ²⁵. (Для полосы $10^00 \rightarrow 02^00$ согласно измерениям И. К. Бабаева и С. Н. Цысь вероятность перехода $P=18$ равна $(0,25 \pm 0,02) \text{ сек}^{-1}$.)

Методика измерений состояла в следующем. От лазера, генерирующего на трех линиях P -ветви, луч направлялся в ячейку поглощения. По известной населенности колебательных и вращательных уровней, которые рассчитывались по равновесной температуре газа в ячейке, и по измеренным коэффициентам поглощения было определено радиационное время жизни перехода, усредненное по указанным линиям.

Согласно расчетам ²⁶ вероятность других переходов, запрещенных в дипольном приближении, имеет порядок нескольких десятых долей сек^{-1} . Вероятности дипольных переходов в основное состояние с уровней 00^01 и 01^10 имеют порядок 10^2 сек^{-1} .

Инверсия населенности на колебательно-вращательных переходах и число генерирующих линий зависят от распределения населенности по вращательным уровням.

В колебательно-вращательных спектрах спонтанного излучения симметричных молекул, имеющих эквивалентные ядра со спином $I \neq 0$, наблюдается чередование интенсивности линий при изменении вращательного квантового числа J . Так как для изотопа кислорода O^{16} , имеющего распространенность 99,76%, спиновый момент ядра $I = 0$, то в моле-

куле CO_2 существуют лишь симметричные вращательные состояния с четными значениями J для нижнего уровня²⁰.

Энергия вращения молекулы определяется формулой

$$E = hcBJ(J+1) = hcF(J),$$

где B — вращательная постоянная, а энергия кванта колебательно-вращательного перехода дается формулой

$$E' - E'' = h\nu_{00} + hc[F(J') - F(J'')],$$

где ν_{00} — частота нулевой линии (для чисто-колебательного перехода).

Для дипольных переходов CO_2 справедливо правило отбора $\Delta J = J' - J'' = +1, 0, -1$, соответственно которому в спектре излучения наблюдаются R -, Q - и P -ветви. Для параллельных полос с дипольным моментом перехода, направленным по оси молекулы, получается дополнительный запрет $\Delta J = 0$ и Q -ветвь отсутствует. Так как верхний рабочий уровень 00^01 соответствует несимметричному валентному колебанию с дипольным моментом, направленным по оси молекулы, в спектре генерации наблюдаются лишь параллельные полосы R - и P -ветвей. Для переходов с уровня (01^0) , соответствующего деформационному колебанию, наблюдаются перпендикулярные полосы. Правило отбора для квантового числа l в параллельных полосах $\Delta l = 0$, поэтому переходы 00^01-02^0 в спектре отсутствуют.

Для равновесного распределения молекул при температуре $T_{\text{вр}} \simeq T_{\text{г}}$ населенность J -го вращательного уровня с учетом его статистического веса $g_J = 2J + 1$ определяется формулой

$$n_{Jv} = \frac{N_v}{Q} g_J \exp \left[-F(J) \frac{hc}{kT_{\text{г}}} \right] \approx N_v \left(\frac{hcB}{kT_{\text{г}}} \right) (2J+1) e^{-F(J) \frac{hc}{kT_{\text{г}}}},$$

где

$$Q = \sum_J (2J+1) e^{-F(J) \frac{hc}{kT_{\text{г}}}} \simeq \frac{hcB}{kT_{\text{г}}} \dots, \quad (1)$$

N_v — полное число молекул на колебательном уровне. Это распределение по вращательным уровням, а также значения вращательных постоянных B для различных колебательных уровней указаны на рис. 1.

Значения $J_{\text{опт}}$, соответствующих максимуму распределения, определяются выражением

$$J_{\text{опт}} = \sqrt{\frac{kT_{\text{г}}}{2hcB}} - \frac{1}{2} \approx 0,95 \sqrt{T_{\text{г}}} - \frac{1}{2}. \quad (2)$$

Для обычно наблюдаемой интенсивной линии $P(20)$ ($J' = 19$) это соответствует $T_{\text{г}} \sim 400^\circ \text{К}$. При охлаждении газа²⁷ замечается тенденция к генерации на переходах с меньшими значениями J .

Согласно (1) распределение n_{Jv} для системы вращательных уровней определяется полным числом молекул колебательного состояния N_v и экспоненциальным фактором. Для уровней 10^00 и 02^00 , связанных резонансом Ферми, величины N_{10^00} и N_{02^00} не являются независимыми.

Можно показать, что если вращательная релаксация приводит к установлению равновесного распределения во вращательной структуре уровней 10^00 и 02^00 , то отношение их населенностей будет определяться болыцмановским фактором

$$\frac{N_{10^00}}{N_{02^00}} = \exp \left[-\frac{\Delta E}{kT_{\text{г}}} \right],$$

где ΔE — разность энергий основных состояний уровней, равная 103 см^{-1} , $N_{10^00}/N_{02^00} \simeq 0,6$ для $T = 300^\circ \text{К}$ и $\sim 0,7$ для $T = 400^\circ \text{К}$. При указан-

ном допущении распределение (1) для уровня $10^0 0$ можно выразить через полное число молекул N_2 на связанных уровнях $10^0 0$ и $02^0 0$:

$$n_{J_2} = \frac{N_2 e^{-\Delta E/kT_\Gamma}}{1 + e^{-\Delta E/kT_\Gamma}} \frac{hcB}{kT_\Gamma} (2J+1) e^{-F(J) \frac{hc}{kT_\Gamma}}. \quad (3)$$

Поэтому не следует порознь рассматривать времена жизни уровней $10^0 0$ и $02^0 0$ как независимые величины, а определять время жизни системы двух уровней.

б) Времена жизни колебательных уровней

В лазерах на смеси $\text{CO}_2 + \text{N}_2 + \text{He}$ время вращательной релаксации молекулы CO_2 достаточно мало, и можно утверждать, что по крайней мере в непрерывном режиме распределение населенности вращательных уровней мало отличается от равновесного. При этих условиях инверсная населенность может быть просто выражена через полные населенности верхнего и нижнего колебательных уровней $N_{1,2}$. Стационарное распределение N_i может быть найдено из решения системы кинетических уравнений

$$\frac{dN_i}{dt} = \sum_j M_{ij} - N_i \left[\tau_i^{-1} + \sum_j (A_{ij} + K_{ij} N_j) \right], \quad (4)$$

где $\sum_j M_{ij}$ — скорость возбуждения i -го уровня за счет ударов частицами j -го сорта (молекулами, электронами);

τ_i — полное время релаксации i -го колебательного уровня в смеси данного состава;

$\sum_j A_{ij}$ — сумма вероятностей радиационных переходов на другие уровни;

$K_{ij} N_j$ — вероятность разрушения i -го уровня при неупругих ударах с частицами j -го сорта.

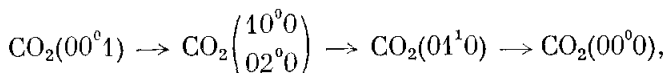
Величина τ_A^{-1} , обратная времени собственной колебательной релаксации чистого газа, определяется как отношение среднего числа столкновений за 1 сек при данном давлении p_A к числу эффективных соударений Z_{AA} , приводящих к переходу внутренней энергии молекулы в энергию поступательного движения.

Если определить число столкновений Z для некоторого фиксированного давления, например, 1 тор, то

$$\tau_A^{-1} = \frac{Z}{Z_{AA}} p_A = t_{AA} p_A.$$

Обычный метод измерения времен релаксации по дисперсии ультразвука при нормальных температурах позволяет получить значения лишь для нижних колебательных уровней²⁸.

Для многоатомных молекул, имеющих несколько нормальных частот колебаний, релаксация может происходить несколькими путями. Для молекулы CO_2 , так же как и для SO_2 , по-видимому, наиболее вероятный механизм колебательной релаксации уровней $10^0 0$ и $00^0 1$ состоит в последовательности²⁸



причем

$$\tau_{00^0 1} > \tau_{10^0 0} > \tau_{01^1 0}.$$

Релаксация уровня 02^00 происходит главным образом вследствие процессов обмена $\text{CO}_2(02^00) + \text{CO}_2(00^00) \rightleftharpoons 2\text{CO}_2(01^10)$.

В случае смеси двух газов: A — релаксирующего, например CO_2 , и B — нерелаксирующего, например гелия, обмен поступательной и колебательной энергиями может происходить в результате двух процессов ²⁸:

- а) $A^* + A \rightarrow A + A$ — собственная релаксация,
- б) $A^* + B \rightarrow A + B$ — релаксация на примеси B .

Результирующее время релаксации определяется соотношением $\tau^{-1} = t_{AA}p_A + t_{AB}p_B$, где p_A , p_B — парциальные давления газов в торах, $t_{AB} = \frac{Z}{Z_{AB}}$, где Z_{AB} — среднее число столкновений, необходимое для того, чтобы молекула A^* потеряла один квант колебательной энергии, Z — полное число столкновений $A \rightarrow B$ за секунду при давлении 1 тор.

В табл. I приведены значения эффективных чисел соударений Z_{AB} и величины t_{AB} при p_A и $p_B = 1$ тор для смеси CO_2 с другими газами.

Таблица I

Смесь	Z_{AB}	t_{AB}	Смесь	Z_{AB}	t_{AB}
$\text{CO}_2 - \text{CO}_2$	108 000	520	$\text{CO}_2 - \text{H}_2\text{O}$	130	—
$\text{CO}_2 - \text{He}$	1 500	$(4 \cdot 10^4)$	$\text{CO}_2 - \text{CO}$	230	—
$\text{CO}_2 - \text{N}_2$	1 200	$(4,5 \cdot 10^4)$			

Высокая вероятность передачи энергии при столкновениях $\text{CO}_2 - \text{H}_2\text{O}$, по-видимому, может быть объяснена образованием межмолекулярного переходного комплекса.

Значения Z_{AB} в табл. 1 справедливы для низшего колебательного состояния молекулы CO_2 , скорее всего 01^10 , так как измерения производились при нормальной температуре (293°K). Величина Z_{AB} для смеси $\text{CO}_2 - \text{He}$ уменьшается с ростом температуры газа ²⁸.

Нет никакой уверенности в том, что эти значения могут быть использованы для оценки времени жизни более высоких колебательных уровней. Действительно, сообщаемые в литературе ^{13, 16} значения τ_{00^01} лежат в интервале 0,8—3 мсек и значительно превосходят расчетные по данным табл. I.

Более того, есть указания ¹³, что интенсивность спонтанного излучения с уровня 00^01 возрастает при добавлении гелия. Этот факт трудно объяснить, если предположить, что гелий значительно уменьшает время жизни уровня 00^01 . В то же время имеются надежные данные, подтверждающие, что гелий уменьшает на два порядка время жизни уровня 10^00 ³². Из этого следует, что время колебательной релаксации на примесях существенно зависит от энергии уровня.

В смеси двух релаксирующих газов, например CO_2 и N_2 , процессы значительно усложняются. При малых дефектах резонанса соударяющихся молекул должно быстро устанавливаться равновесие в смеси вследствие процессов обмена возбуждением



Релаксация всей системы будет описываться двумя экспоненциальными функциями $\exp[-\tau_A^{-1}t]$, $\exp[-\tau_B^{-1}t]$, где

$$\tau_A^{-1} = t_{AA}p_A + t_{AB}p_B, \quad \tau_B^{-1} = t_{BB}p_B + t_{BA}p_A.$$

Значения коэффициентов t_{ij} для рабочих уровней 00^0_1 и 10^0_0 молекулы CO_2 неизвестны, тем не менее, из публикаций по лазерам на CO_2 может быть сделан ряд качественных выводов.

Время релаксации верхнего уровня τ_1 в сравнительно широком интервале давлений азота и гелия изменяется мало и превышает время релаксации нижнего уровня τ_2 .

Как известно, только при этих условиях возможна генерация в непрерывном режиме.

Следовательно, $t_1^{\text{CO}_2 - \text{CO}_2} < t_2^{\text{CO}_2 - \text{CO}_2}$ и $t_1^{\text{CO}_2 - \text{N}_2} < t_2^{\text{CO}_2 - \text{N}_2}$. При добавлении в разряд небольшого количества паров воды²⁹ наблюдается увеличение мощности генерации, и это дает основания полагать, что $t_1^{\text{CO}_2 - \text{H}_2\text{O}} < t_2^{\text{CO}_2 - \text{H}_2\text{O}}$.

Времена релаксации уровней и, соответственно, коэффициенты $t_{i,j}^{i,j}$ зависят от температуры газа. Так, например, при увеличении температуры от 300 до 500° К τ_{010} снижается приблизительно вдвое. Отсутствие значений для температурных коэффициентов рабочих уровней затрудняет оценку τ при рабочих температурах газа.

В работе³¹ приведены сведения о влиянии на мощность генерации лазера с CO_2 примеси других молекулярных газов. Относительное изменение мощности генерации при добавлении 25% примеси приведено в табл. II. Мощность при наполнении чистым CO_2 принята за единицу.

Таблица II

Газ	N_2	Воздух	CO	H_2	O_2	N_2O	C_2H_2	C_2H_4
P/P_{CO_2}	3	2,6	1,5	1	0,5	0,5	0	0

Влияние указанных примесей на мощность генерации может быть связано с различными факторами — изменением электронной температуры и концентрации электронов, времени жизни уровней, поглощением в газе и т. п.

Сопоставляя положения нижних колебательных уровней указанных молекул с рабочими уровнями CO_2 , можно прийти к выводу, что в некоторых случаях влияние примеси связано с явлениями резонансной передачи возбуждения при неупругом ударе.

На рис. 2 показано положение нижних уровней CO_2 , N_2 , CO , O_2 , H_2O , N_2O . Роль N_2 , как уже указывалось ранее, состоит в основном в увеличении скорости возбуждения верхнего уровня и уменьшении времени жизни нижнего. Молекула CO имеет первый возбужденный уровень с малым дефектом энергии резонанса по отношению к $E_{00^0_1}$:

$$\Delta E = E_{00^0_1} - E_{\text{CO}}(\nu = 1) \approx -150 \text{ см}^{-1} < kT_r.$$

Время собственной релаксации при $p_{\text{CO}} = 1 \text{ тор}$ составляет около 76 мсек²⁸, поэтому неупругие удары $\text{CO}^* + \text{CO}_2 \rightarrow \text{CO} + \text{CO}_2^*$ (00^0_1) могут в известной степени увеличивать скорость возбуждения верхнего рабочего уровня.

Снижение мощности при введении в разряд молекулярного кислорода может отчасти объясняться малым дефектом резонанса уровня O_2 ($^3\Sigma_g^-$) по отношению к уровням CO_2 (10^0_0 , 02^0_0). Тогда при наличии в разряде возбужденных молекул O_2 ($^3\Sigma_g^-$) увеличивается скорость возбуждения нижнего рабочего уровня и уменьшается инверсия населенности. Время собственной колебательной релаксации O_2 ($\nu = 1$) при

$p_{O_2} = 1 \text{ тор}$ составляет около 2,4 сек, а $N_2 (v = 1)$ при $p_{N_2} = 1 \text{ тор}$ — 14,5 ÷ 16 мсек^{28, 33}.

Тушащее действие N_2O также может быть вызвано увеличением населенности нижнего рабочего уровня CO_2 ($10^0 0, 02^0 0$), так как дефект резонанса для этого уровня значительно меньше, чем для верхнего. Прекращение генерации при введении в разряд этилена C_2H_4 связано, скорее всего, с интенсивным поглощением в нем излучения на волне 10,6 мк.

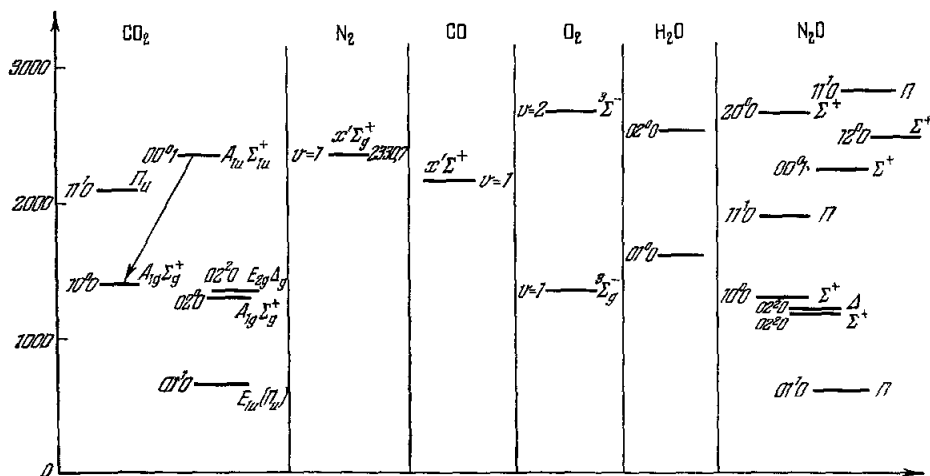


Рис. 2. Сравнительное положение нижних колебательных уровней молекул CO_2 , N_2 , CO , O_2 , H_2O , N_2O .

Кроме того, хорошо известно, что молекулы углеводородов имеют малые времена колебательной релаксации и обладают сильным дезактивирующим действием.

Дать какие-либо количественные оценки времени колебательной релаксации рабочих уровней CO_2 в смеси с другими молекулярными газами пока не представляется возможным. Время собственной релаксации уровня $00^0 1$ для $T_g = 300^\circ K$ было измерено в работе³⁰. Метод измерения состоял в наблюдении скорости распада уровня $00^0 1$ после его возбуждения коротким импульсом от внешнего источника.

В работе было показано, что обратное время τ_1^{-1} линейно растет с давлением:

$$\tau_1^{-1} = t_{1^{CO_2-CO_2}}^{CO_2-CO_2} p_{CO_2},$$

где $t_{1^{CO_2-CO_2}}^{CO_2-CO_2} = 385 \text{ сек}^{-1} \text{ тор}^{-1}$.

При рабочих температурах $400-500^\circ K$ $t_{1^{CO_2-CO_2}}^{CO_2-CO_2}$, по-видимому, возрастает.

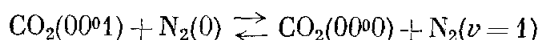
Измерения τ_2 для нижнего уровня не производились, но можно полагать, что $t_{2^{CO_2-CO_2}}^{CO_2-CO_2} \geq 500-700 \text{ сек}^{-1} \text{ тор}^{-1}$.

Так как гелий резко снижает время релаксации τ_2 , можно заключить, что $t_{2^{CO_2-He}}^{CO_2-He}$ велико и может превосходить $\sim 700-800 \text{ сек}^{-1} \text{ тор}^{-1}$.

Работы Виттемана^{24, 29} указывают на большие значения $t_{2^{CO_2-H_2O}}^{CO_2-H_2O}$, но количественная оценка этой величины не приводится. Сведений для определения $t_{1,2^{CO_2-N_2}}^{CO_2-N_2}$ в известной нам литературе также нет.

Прямые измерения скорости спада спонтанного излучения после импульса возбуждения не дают истинных значений времени жизни уровня при наличии резонанса с компонентами примеси, так как в этом случае наблюдается сложный процесс, описываемый несколькими экспонентами.

Так, например, при релаксации в системе



наблюдаемые времена релаксации смеси λ_1^{-1} и λ_2^{-1} будут (см. приложение I):

$$\lambda_{1,2}^{-1} = -\frac{\tau_1^{-1} + \tau_y^{-1} + k(y_0 + x_0)}{2} \pm \left\{ \left[\frac{\tau_1^{-1} - \tau_y^{-1} + k(y_0 - x_0)}{2} \right]^2 + k^2 x_0 y_0 \right\}^{1/2},$$

где индексы 1 и y относятся к $\text{CO}_2(00^01)$ и N_2 , $k = \langle \sigma v \rangle$ — константа скорости указанного выше процесса, x_0 и y_0 — парциальные давления газа $\text{CO}_2(00^00)$ и $\text{N}_2(0)$.

Следовательно, лишь при малых значениях k и концентрациях x_0 , y_0 величины $\lambda_{1,2}^{-1}$ совпадают с собственными временами релаксации компонент в смеси τ_1 и τ_y .

При $\tau_1^{-1} - \tau_y^{-1} + k(y_0 - x_0) \gg k(x_0 y_0)^{1/2}$ наблюдаемые времена релаксации в смеси газов будут включать поправку на обмен возбуждением с другой компонентой примеси:

$$-\lambda_1^{-1} \simeq \tau_1^{-1} + k y_0, \quad -\lambda_2^{-1} \simeq \tau_y^{-1} + k x_0.$$

Поэтому времена жизни уровней, получаемые в режиме модулированной добротности¹³, меньше собственных времен колебательной релаксации. Это также относится к работе¹⁶, где измерения производились в режиме реактивной модуляции добротности и время жизни нижнего уровня определялось как минимальное время релаксации системы при наличии разряда в газе.

Из анализа инверсии населенности в молекулярной системе (см. приложение II) видно, что время собственной релаксации молекулярной компоненты τ является лишь одним из слагаемых эффективного времени жизни уровня $\tilde{\tau}$, зависящего от процессов передачи возбуждения другим компонентам смеси, вероятности неупругих ударов второго рода и т. д.

Этим можно объяснить на первый взгляд парадоксальное явление, отмеченное в¹⁵, — слабую зависимость измеренного времени жизни нижнего уровня от парциального давления газов. Недоразумение исчезает, если принять, что при измерении в режиме модулированной добротности измерялось одно из эффективных времен релаксации системы, зависящее как от давления газов, температуры, так и от характеристик электронной компоненты (n_e , T_e). Авторы¹⁵ предположили, что на процессы релаксации существенное влияние оказывают неупругие удары электронов.

Использование понятия эффективного времени жизни уровня, учитывающего обмен с другими компонентами системы, может оказаться полезным, так как через него сравнительно просто выражаются такие величины, как инверсная населенность, параметр насыщения и т. п. (см. приложение II). Однако прежде чем пользоваться в расчетах экспериментальными данными по временам жизни, необходимо убедиться в адекватности методики измерений определению $\tilde{\tau}$, принятому в расчетах.

Приведем количественные оценки эффективных времен жизни уровней CO_2 , $\tilde{\tau}_1$ и $\tilde{\tau}_2$, в смеси $\text{CO}_2 + \text{N}_2 + \text{He}$.

Согласно определению (см. формулу (к) в приложении II) будем иметь:

$$\tilde{\tau}_1^{-1} = \tau_1^{-1} + \mu_{01} + y_0 k_{01} - \frac{k_{10} k_{01} x_0 y_0}{\mu_{0y} + k_{10} x_0 + \tau_y^{-1}},$$

$$\tilde{\tau}_2^{-1} = \tau_2^{-1} + \mu_{02} + z_0 l_{01} - \frac{l_{10} l_{01} x_0 z_0}{\mu_{0z} + l_{10} x_0 + \tau_z^{-1}},$$

где $\tau_{1,2}^{-1}$ — собственные обратные времена релаксации CO_2 :

$$\tau_1^{-1} = \sum_j t_1^j p_j, \quad \tau_2^{-1} = \sum_j t_2^j p_j, \quad j = \text{CO}_2, \text{N}_2, \text{He};$$

$\mu_{01} = n_e \langle \sigma_{01} v \rangle$ — вероятность распада в основное состояние молекулы CO_2 на первом уровне вследствие неупругого удара второго рода:

$$\mu_{01} = \mu_{10} e^{E_1/kT_e} \simeq 1,35 \mu_{10} \quad \text{для } E_1 = 2349 \text{ см}^{-1}, T_e \simeq 1 \text{ эв};$$

$\mu_{02} = n_e \langle \sigma_{02} v \rangle = \mu_{20} e^{E_2/kT_e} \simeq 1,2 \mu_{20}$, — то же на втором уровне;

$$\mu_{0y} = \mu_{y0} e^{E_1/kT_e} \simeq 1,35 \mu_{y0},$$

$\mu_{y0} = n_e \langle \sigma_{y0} v \rangle$ — вероятность возбуждения N_2 ; $k_{01} \simeq k_{10} \simeq 0,75 \cdot 10^{-14} \text{ см}^3 \text{сек}^{-1}$ — константа скорости для неупругого удара CO_2 и N_2 , x_0 и y_0 — концентрации CO_2 и N_2 в основном состоянии.

Поскольку резонансной передачи возбуждения в смеси $\text{CO}_2 + \text{N}_2 + \text{He}$ на нижний уровень нет, будем считать, что компонента z_0 отсутствует и $l_{10} = l_{01} = 0$. Влияние гелия будем учитывать в собственных временах релаксации молекул в смеси τ_1 и τ_2 .

Примем для определенности (см. § 1в):

$$\sigma_{10} = 4 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2, \quad \sigma_{20} = 2 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2, \quad \sigma_y = 1,15 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2,$$

$$x_0 = 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}, \quad y_0 = 5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}, \quad n_e = 10^{10} \text{ см}^{-3}, \quad v = 6 \cdot 10^7 \text{ см} \cdot \text{сек}^{-1},$$

$$p_{\text{CO}_2} = 0,3 \text{ тор}, \quad p_{\text{N}_2} = 2 \text{ тор}, \quad p_{\text{He}} = 4 \text{ тор}.$$

Тогда $\mu_{01} \simeq 320 \text{ сек}^{-1}$, $\mu_{02} = 160 \text{ сек}^{-1}$, $\mu_{0y} = 950 \text{ сек}^{-1}$, $\tilde{\tau}_1 \simeq 300 \text{ сек}^{-1}$ (120 сек^{-1} — вклад собственной релаксации при $t_1^{\text{CO}_2-\text{CO}_2} = 400 \text{ сек}^{-1} \text{тор}^{-1}$, остальное — за счет примеси), $\tau_2^{-1} \simeq 3000 \text{ сек}^{-1}$ (200 сек^{-1} — собственная релаксация при $t_2^{\text{CO}_2-\text{CO}_2} \simeq 700 \text{ сек}^{-1} \text{тор}^{-1}$ и 2800 сек^{-1} — вклад гелия при $t_2^{\text{CO}_2-\text{He}} \simeq 700 \text{ сек}^{-1} \text{тор}^{-1}$),

$$\tau_y^{-1} \geq 125 \text{ сек}^{-1} (t_1^{\text{N}_2-\text{N}_2} \approx 62 \text{ сек}^{-1} \text{тор}^{-1}).$$

Вклад последнего члена в $\tilde{\tau}_1^{-1}$ при указанных условиях незначителен (-15 сек^{-1}) и

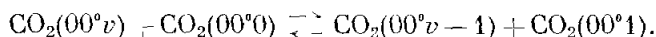
$$\tilde{\tau}_1^{-1} = \tau_1^{-1} + \mu_{01} + y_0 k_{01} \simeq 1000 \text{ сек}^{-1},$$

$$\tilde{\tau}_2^{-1} \simeq \tau_2^{-1} + \mu_{02} \simeq 3200 \text{ сек}^{-1}.$$

Приведенное в работе¹² время жизни нижнего уровня 1000 при импульсном возбуждении смеси $\text{CO}_2 + \text{He}$, которое оказалось равным $0,25-0,3 \text{ мсек}$, по-видимому, близко к эффективному времени жизни $\tilde{\tau}_2$, так как резонансная передача возбуждения в этой смеси невозможна.

Для времени жизни верхнего уровня в литературе приводятся значения от $0,8$ до 3 мсек . При указанных выше парциальных давлениях газов в смеси наиболее правдоподобной величиной для $\tilde{\tau}_1$ будет $1-1,5 \text{ мсек}$. Оценку скорости возбуждения уровней и населенностей в § 4 мы будем производить для $\tilde{\tau}_1 = 1 \text{ мсек}$, $\tilde{\tau}_2 = 0,3 \text{ мсек}$.

Время $\tilde{\tau}_1$ характеризует не один уровень $00^0 1$, а всю систему уровней $00^0 v$ ($v = 1 \div 4$), между которыми существует сильная связь³⁰ из-за большого сечения удара при процессах типа



Действительно, проведенные измерения³⁰ скорости радиационного распада верхних колебательных уровней $(00^0 v)$ в присутствии интенсивного излучения на переходах $00^0 1 - 10^0 0$ показали, что уровни $00^0 v$ дают

заметный вклад в возбуждение уровня $00^0 1$. В цитируемой работе короткая измерительная кювета с окнами под углом Брюстера и окном в боковом отростке помещалась в общий резонатор с лазером на CO_2 , работающим в режиме модулированной добротности. Через боковой отросток с помощью монохроматора и осциллографа производилась регистрация временных характеристик спонтанного излучения на полосах $00^0 1 - 10^0 0$ и $00^0 v - 00^0 (v - 1)$.

В обычных условиях разряда при нормальном наполнении смесью $\text{CO}_2 + \text{N}_2 + \text{He}$ в измерительной кювете наблюдался спектр излучения указанных полос. Сравнение интенсивности соответствующих линий показало, что распределение населенностей на уровнях $00^0 v$ вплоть до $v = 4$ может быть описано положительной колебательной температурой $T_{\text{кол}} \simeq 3000^\circ \text{K}$. При прохождении через измерительную кювету импульса излучения населенность уровней $00^0 v$ начала резко убывать (время задержки $\sim 10 \text{ мксек}$), в то время как в непрерывном режиме генерации интенсивность полос с уровнем $00^0 v$ снижалась лишь вдвое при сохранении распределения. Такая сильная связь между верхним рабочим уровнем $00^0 1$ и уровнями $00^0 v$ не может быть связана с радиационными процессами, имеющими вероятности переходов порядка 10^2 сек^{-1} . Остается единственное объяснение — обмен колебательным возбуждением между состояниями $00^0 v - 00^0 (v - 1)$ ($v = 1 \div 4$).

В связи с тем, что лазеры на CO_2 имеют высокий к.п.д., наличие верхних возбужденных уровней $00^0 v$ заставляет предположить, что их энергия в конечном счете передается на верхний колебательный уровень $00^0 1$ и их роль состоит в увеличении эффективного сечения возбуждения уровня $00^0 1$.

Естественно, что в режиме модулированной добротности при длительностях импульса $\tau = 20 \text{ нсек}$ энергия уровней $00^0 v$ не будет передаваться на уровень $00^0 1$.

В дальнейшем мы для простоты всегда будем подразумевать под уровнем 1 всю совокупность уровней $00^0 v$ ($v = 1, 2, 3, 4$).

в) Некоторые элементарные процессы при электрическом разряде в смеси $\text{CO}_2 + \text{N}_2 + \text{He}$

В экспериментальных конструкциях лазеров на смеси $\text{CO}_2 + \text{N}_2 + \text{He}$ инверсия населенности колебательных уровней CO_2 возникает в результате возбуждения самостоятельного тлеющего разряда на постоянном или переменном ($\sim 50 \text{ гц}$) токе. Исключение составляют первые опыты Патела⁶ и Легей-Соммейра⁸, когда возбужденные извне молекулы азота инжектировались в полость резонатора и там смешивались с молекулами CO_2 .

Для количественного анализа кинетики элементарных процессов необходимо знание по меньшей мере следующих характеристик разряда:

- 1) концентрации электронов n_e ,
- 2) функций распределения электронов по энергиям (или T_e),
- 3) точного химического состава газа в рабочем режиме,
- 4) концентрации ионов различных компонент,
- 5) сечений возбуждения и ионизации уровней.

Из литературы по физике газового разряда известно, что при небольших плотностях тока и умеренных давлениях (\sim нескольких *тор*) положительный столб представляет собой неизотермическую плазму. Основные потери подводимой энергии связаны с процессами объемной рекомбинации и относительная величина потерь, связанная с резонансным и нерезонансным излучениями, невелика.

В опубликованных работах по молекулярным лазерам нет данных по характеристикам газового разряда, кроме величины предельного градиента поля и парциальных давлений газов. Естественно, что парциальное давление и состав реагентов не определяют однозначно давление и химический состав конечных продуктов. Более того, известно ⁴, что в разряде присутствуют интенсивные полосы CO (4830 Å), а также атомарный и молекулярный кислород, радикал CN и другие продукты. Нестабильность химического состава является, по-видимому, основной причиной необходимости работы с прокачкой газа ¹⁸. Тем не менее Витtemanу ⁴² удалось создать лазер без прокачки газа на смеси $\text{CO}_2 + \text{N}_2 + \text{H}_2\text{O}$.

При прокачке газа с линейными скоростями порядка нескольких метров в секунду состав газа в разряде можно считать близким к исходному.

Потенциалы ионизации ³⁶ и энергии диссоциации для четырех основных компонент газа имеют следующие значения:

$$\text{CO}_2(13,79 \text{ эв}; 2,8 \text{ эв}), \quad \text{N}_2(15,58 \text{ эв}; 9,76 \text{ эв}).$$

$$\text{O}_2(12,2 \text{ эв}; 5,084 \text{ эв}), \quad \text{He}(24,58 \text{ эв});$$

можно ожидать, что в разряде присутствуют главным образом ионы O_2 , O_2^+ , O^- , CO_2^+ . Сравнительно низкие энергии диссоциации CO_2 и O_2 благоприятствуют образованию ионов O^- и O_2^- .

При разряде в молекулярных газах важное значение имеют неупругие удары электронов с молекулами, при которых происходит возбуждение низших колебательных уровней.

Значения полных сечений рассеяния максимальных и для энергии электронов ~ 1 эв приведены ниже ³⁶:

$$\text{CO}_2 \begin{cases} \sigma_{\text{max}} (4 \text{ эв}) = 1,4 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2, \\ \sigma \quad (1 \text{ эв}) = 0,56 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2, \\ \sigma \quad (0,5 \text{ эв}) = 2 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2; \end{cases}$$

$$\text{N}_2 \begin{cases} \sigma_{\text{max}} (2,25 \text{ эв}) = 2,54 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2, \\ \sigma \quad (1 \text{ эв}) = 1,15 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2; \end{cases}$$

$$\text{O}_2 \begin{cases} \sigma_{\text{max}} (3,5 \text{ эв}) = 10^{-15} \text{ см}^2, \\ \sigma \quad (1 \text{ эв}) = 0,6 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2; \end{cases}$$

$$\text{He} \quad \sigma (1 \div 2 \text{ эв}) = 0,6 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2 \text{ (упругое рассеяние)}.$$

Заметная часть в указанных сечениях может приходиться на долю неупругого удара.

Большие сечения электронного возбуждения колебательных уровней молекулярных газов объясняются образованием короткоживущих отрицательных комплексов ³⁶.

В связи с большими сечениями можно ожидать, что максимум функции распределения энергии электронов при заметной концентрации в разряде молекул N_2 должен быть при $T_e < 1,5 \div 2$ эв (см. также ¹⁹).

Каких-либо сведений о концентрации электронов в разряде $\text{CO}_2 + \text{N}_2 + \text{He}$ в литературе нет. Приближенные оценки этой величины можно сделать на основании ориентировочных значений градиента поля в положительном столбе разряда и дрейфовой скорости электронов $v_{\text{др}}$ по графикам $v_{\text{др}}(E/p)$, приведенным в книге С. Брауна ³⁷. Известные трудности в пользовании этими графиками связаны с тем, что они справедливы лишь для чистых газов, а не для смесей.

По данным работы Патела⁷ для состава исходной смеси $p_{\text{CO}_2} = 0,33 \text{ тор}$, $p_{\text{N}_2} = 1,2 \text{ тор}$, $p_{\text{He}} = 7 \text{ тор}$ видно, что градиент поля в столбе был около 35 в/см при токе 200 ма и внутреннем диаметре трубы 77 мм .

Хорошо известно, что добавление к азоту заметного количества гелия сильно увеличивает градиент поля, и при указанных давлениях p_{CO_2} и p_{N_2} , но без гелия, он был бы примерно вдвое меньше. При этих условиях для $E/p = 15 \text{ в/см} \cdot \text{тор}$ по графикам $v_{\text{др}}(E/p)$ для электронов в азоте можно получить $v_{\text{др}} = 6 \cdot 10^6 \text{ см/сек}$. Увеличение градиента при добавлении гелия не должно привести к заметному изменению $v_{\text{др}}$, так как рост градиента компенсируется увеличением сечения рассеяния на атомах He.

Естественно, что эта аргументация не может претендовать на строгость и не устраняет необходимости в тщательном экспериментальном исследовании характеристик разряда.

Для средней плотности тока $j \simeq 5 \text{ ма/см}^2$ при указанном значении $v_{\text{др}}$ концентрация электронов должна быть около $5 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$. Максимальная плотность в центральной части столба примерно вдвое больше ($\sim 10^{10} \text{ см}^{-3}$).

Указанные величины n_e и T_e будут зависеть от давления газов, плотности тока и других параметров разряда и должны рассматриваться как ориентировочные. Но даже по этим приближенным значениям n_e и T_e можно провести сравнение скоростей различных процессов, в том числе неупругих ударов второго рода, возбуждения рабочих уровней и т. д. (см. § 4).

§ 2. ВРАЩАТЕЛЬНАЯ РЕЛАКСАЦИЯ И КОНКУРЕНЦИЯ ПЕРЕХОДОВ

Энергия квантов вращательного движения молекул обычно значительно меньше тепловой энергии поступательного движения молекул kT_r . При столкновениях молекулы весьма интенсивно обмениваются поступательной и вращательной энергиями, и время установления термодинамического равновесия для соответствующих степеней свободы обычно мало. В частности, для CO_2 время вращательной релаксации при давлении 1 тор $\tau_{\text{вр}} = 1,75 \cdot 10^{-6} \text{ сек}$ ³³. Роль вращательной релаксации для механизма инверсии в молекулярных лазерах видна из следующих рассуждений.

Как известно из опыта, генерация на CO_2 происходит на ограниченном числе колебательно-вращательных переходов. Возбуждение верхнего колебательного уровня (электронным ударом или за счет столкновений с N_2^* ($v = 1$)) распределяется по всем его вращательным состояниям.

Стационарное распределение населенности вращательных уровней описывается формулой (1) и устанавливается за время порядка $\tau_{\text{вр}}$. При возникновении генерации на частотах соответствующих колебательно-вращательных переходов $J' - J''$ в резонаторе значительно возрастает объемная плотность энергии $\rho_{J'J''}$ и уровни J'' начинают интенсивно разрушаться.

Стационарная инверсная населенность в режиме генерации $\Delta n = n_{J'} - n_{J''} \frac{g'}{g''}$ определяется из условия равенства коэффициента усиления активной среды потерям в резонаторе за один проход. До тех пор, пока вероятность индуцированных переходов $J' - J''$ меньше $\tau_{\text{вр}}^{-1}$, механизм вращательной релаксации способен поддерживать равновесное распределение $n_{J'}$ и перебрасывает молекулы на распадающиеся уровни.

Аналогичным образом происходит «рассасывание» избыточной населенности с нижних уровней J'' рабочих колебательно-вращательных переходов.

На рис. 3 схематически показано распределение n_J/g_J и $n_{J'}/g_{J'}$ по вращательным уровням верхнего и нижнего состояний; *a* — при отсутствии генерации, *б* — при наличии генерации на одном переходе и большом времени вращательной релаксации $\tau_{вр}$, *в* — при наличии генерации на одном переходе и малом $\tau_{вр}$.

Для наглядности рисунка по оси абсцисс отложена величина $J' - J'' = J'' - 1$. При таких обозначениях переходам *P*-ветви соответствуют вертикальные линии.

В случае *б* на соседних переходах стационарная инверсия населенности больше, чем на генерирующем. Если резонатор не содержит селективных элементов, то очевидно, что условия генерации могут одновременно выполняться для ряда колебательно-вращательных переходов и конкуренция между ними при больших $\tau_{вр}$ будет незначительной. Каждый из генерирующих переходов будет создавать «провал» в распределении $n_{J'}$, и огибающая будет мало отличаться от случая *в*.

Вид функции n_J , стационарное значение плотности излучения и число генерирующих переходов будут определяться всей совокупностью параметров резонатора и активной среды, в том числе и временами τ_1 , τ_2 и $\tau_{вр}$.

Из этих качественных рассуждений следует, что, по-видимому, существует известная аналогия между эффектом образования провалов в неоднородно уширенной линии³⁴ и распределением n_J системы вращательных уровней.

В нестационарных процессах, например, при генерации в импульсном режиме или в режиме с модулированной добротностью, $\tau_{вр}$ определяет интервал времени, в течение которого в системе устанавливается равновесие. Для импульсов с длительностью $\tau_{имп} < \tau_{вр}$ оно может быть существенно нарушено.

По вращательной релаксации в смеси газов, в частности, в смеси $\text{CO}_2 + \text{N}_2 + \text{He}$, сведений нет, однако из сопоставления числа генерирующих линий *P*-ветви в чистом CO_2 ($P(12) \div P(38)$)⁴, в смеси $\text{CO}_2 + \text{N}_2$ ($P(18) \div P(28)$)⁸, в смеси $\text{CO}_2 + \text{He}$ ($P(20) \div P(26)$)⁹ и в тройной смеси $\text{CO}_2 + \text{N}_2 + \text{He}$ ($P(20)$ и $P(24)$)³⁵ можно предполагать, что время релаксации при добавлении N_2 и особенно He заметно уменьшается. Так, при увеличении давления гелия до 20 тор число линий в режиме модулированной добротности начинало уменьшаться и при $p_{\text{He}} = 50 \text{ тор}$ было таким же, как в непрерывном режиме. Косвенным путем было установлено¹³, что при $p_{\text{He}} = 20 \text{ тор}$, $\tau_{вр} = 2 \cdot 10^{-8} \text{ сек} = \tau_{имп}$. Для обратного времени вращательной релаксации $\tau_{вр}^{-1}$ в смеси газов также будет иметь место линейная зависимость от парциального давления примеси $\tau_{вр}^{-1} = \sum_j t_{vj} p_j$. На основании результатов работы¹³ можно получить $t_{вр}^{\text{CO}_2-\text{He}} \simeq 2,5 \cdot 10^6 \text{ сек}^{-1} \text{ тор}^{-1}$ и из³³ $t_{вр}^{\text{CO}_2-\text{CO}_2} \simeq 0,57 \cdot 10^6 \text{ сек}^{-1} \text{ тор}^{-1}$.

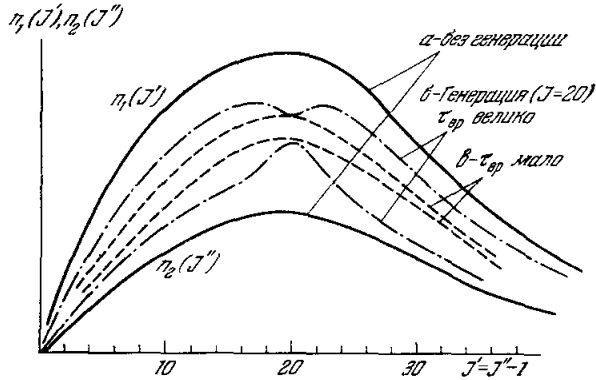


Рис. 3. Распределение молекул CO_2 по вращательным уровням верхнего и нижнего состояний. *a* — генерация отсутствует, *б* — генерация на переходе $P = 20$, $\tau_{вр}$ велико, *в* — генерация на переходе $P = 20$, $\tau_{вр}$ мало.

При большой концентрации электронов эффективная электронная температура может оказаться настолько низкой, что скорость возбуждения верхнего рабочего уровня окажется недостаточной для создания инверсной населенности. Кроме того, с ростом тока увеличивается температура газа и уменьшается время жизни уровня. Это явление может быть достаточной причиной для объяснения наблюдаемой зависимости⁹ мощности генерации от тока разряда.

Для иллюстрации основных элементарных процессов, происходящих в лазерах на смеси $\text{CO}_2 + \text{N}_2 + \text{He}$, воспользуемся диаграммой, представленной на рис. 4.

На диаграмме схематически изображены процессы возбуждения и дезактивации уровней и использованы обозначения:

$k_{10} \simeq k_{01}$ — константа скорости при неупругом ударе CO_2 с N_2^* ($v=1$), μ_{10} — вероятность возбуждения уровня $00^0 1$ прямым электронным ударом из основного состояния, μ_{01} — то же на основное состояние, m_{21} , m_{12} — вероятности перехода за счет неупругих ударов с электронами и молекулами газа, $x_{1,2,0}$, $y_{1,0}$ — населенности уровней, $\tilde{\tau}$ — эффективное, τ — собственное время жизни уровня. Процессы вращательной релаксации показаны волнистыми линиями. На рисунке указаны ориентировочные оценки населенностей, вероятностей возбуждения и времена жизни уровней для статического режима (см. § 4).

§ 3. УСИЛЕНИЕ В МОЛЕКУЛЯРНЫХ СИСТЕМАХ

Коэффициент усиления в активной среде при малом уровне сигнала в центре доплеровского контура определяется формулой

$$G_0 = \exp [K^0 l],$$

где

$$K^0 = \left(\frac{\ln 2}{\pi} \right)^{1/2} \frac{A_{12} \lambda^2 g_1}{4\pi \Delta \nu_D} \left[\frac{n_1}{g_1} - \frac{n_2}{g_2} \right]; \quad (5)$$

A_{12} — вероятность спонтанного излучения, $\Delta \nu_D$ — ширина контура линии с учетом ударного уширения, $n_{1,2}$ — плотность населенности, $g_{1,2}$ — статистический вес уровня. Эта же формула справедлива для вращательно-колебательного перехода молекулярной системы, если под n понимать населенности соответствующих вращательных уровней, A_{12} — вероятность перехода

$$J' = J'' \pm 1.$$

Принимая во внимание выражение (1), K^0 можно представить в виде

$$K^0 = \left(\frac{\ln 2}{\pi} \right)^{1/2} \frac{A_{12} \lambda^2 (2J+1)}{4\pi \Delta \nu_D} \frac{hc B_1}{k T_r} e^{-F(J) \frac{hc}{k T_r}} \left\{ N_1 - N_2 \frac{B_2}{B_1} e^{\frac{hc}{k T_r} [F(J \pm 1) - F(J)]} \right\}. \quad (6)$$

Для P - и R -ветвей (согласно правилам отбора $J' = J'' - 1$ и $J' = J'' + 1$)

$$K_P^0(J) = \left(\frac{\ln 2}{\pi} \right)^{1/2} \frac{A_{12} \lambda_P^2 (2J+1)}{4\pi \Delta \nu_D} \frac{hc B_1}{k T_r} e^{-F(J-1) \frac{hc}{k T_r}} \Delta N_P,$$

$$K_R^0(J) = \left(\frac{\ln 2}{\pi} \right)^{1/2} \frac{A_{12} \lambda_R^2 (2J+3)}{4\pi \Delta \nu_D} \frac{hc B_1}{k T_r} e^{-F(J+1) \frac{hc}{k T_r}} \Delta N_R. \quad (7)$$

В отличие от предыдущей формулы, в (7) J обозначает вращательное квантовое число нижнего уровня:

$$\Delta N_P = N_1 - N_2 p, \quad p = \frac{B_2}{B_1} e^{\frac{hc}{kT_\Gamma} [F(J-1) - F(J)]},$$

$$\Delta N_R = N_1 - N_2 r, \quad r = \frac{B_2}{B_1} e^{\frac{hc}{kT_\Gamma} [F(J+1) - F(J)]}. \quad (8)$$

Индекс 0 в K^0 обозначает усиление для слабого сигнала.

В работе Патела ⁴ приведены графики зависимости коэффициентов усиления K_P^0, K_R^0 для P - и R -ветвей в относительных единицах.

Параметром для кривых является величина относительной населенности уровней $N_1/N_2 = N_{0001}/N_{1000}$. Из этих графиков видно, что для одних и тех же значений J усиление для P -ветви значительно выше, чем для R -ветви (рис. 5).

Используя известное значение A_{12} ($P = 20$), а также $B_{0001} = 0,3866 \text{ см}^{-1}$, $B_{1000} = 0,3897 \text{ см}^{-1}$, $\Delta v_D = 5,2 \cdot 10^7 \text{ гц}$ (при $T = 400^\circ \text{ К}$), можно определить численное значение масштаба для графиков на рис. 5 из работы Патела ⁴:

$$\frac{8\pi^3 c^4 k_{12} N_2}{3kT_\Gamma \left(\frac{2\pi kT_\Gamma}{M} \right)^{1/2}} \simeq 0,45 \cdot 10^{-18} N_2.$$

При выводе Пателом ⁴ выражения (6) для коэффициента усиления не принималась во внимание связь уровней 10^0 и 02^0 . При учете этой связи для нижнего уровня нужно использовать значение n_{J_2} согласно формуле (3). Тогда формулы (7) для коэффициента усиления будут иметь прежний вид, но в формулах (8) для p и r появится коэффициент

$$\frac{e^{-\Delta E/kT_\Gamma}}{1 + e^{-\Delta E/kT_\Gamma}},$$

где $\Delta E = E_{1000} - E_{0200}$, а N_2 теперь будет обозначать суммарную населенность уровней 10^0 и 02^0 .

Для $T_\Gamma = 400^\circ \text{ К}$, $\Delta E = 103 \text{ см}^{-1}$ его численное значение будет $e^{-0,375}/1 + e^{-0,375} \simeq 0,405$. При расчете коэффициента усиления для этого случая по графикам на рис. 5 нужно пользоваться значением параметра, указанным в скобках.

Для облегчения последующих оценок в формуле (7) целесообразно выделить зависящие от температуры факторы. Для этого запишем (7) для $J = 20$ в виде

$$K_p^0 = \varepsilon \Delta N_p \bar{K}(t),$$

где

$$\varepsilon = \left(\frac{\ln 2}{\pi} \right)^{1/2} \frac{A_{12} \lambda_P^2 (2J-1)}{4\pi \Delta v_D |_{T=400}} \frac{hcB}{k \cdot 400} e^{-F(J-1) \frac{hc}{k \cdot 400}} \simeq 5,45 \cdot 10^{-18} \cdot \text{см}^2,$$

$$\bar{K}(t) = t^{-3/2} e^{0,527(1-t^{-1})} \quad (9)$$

— фактор температурной зависимости, нормированный к единице при $t = T/400 = 1$. Следует заметить, что ΔN_P и ΔN_R также зависят от температуры.

График температурной зависимости $\bar{K}(t)$ показан на рис. 6. Из рисунка видно, что при снижении T от 400° К до 130° коэффициент усиления возрастает вдвое (при условии, что ΔN_p не меняется).

При повышенных температурах $\bar{K}(t)$ достаточно хорошо аппроксимируется $t^{-3/2}$.

Проведенные в работе ²⁷ измерения зависимости мощности от температуры стенок трубки показали, что она изменяется от 4,5 до 2,2 Вт в интервале $T = -60^\circ \text{C} \div +40^\circ \text{C}$. Соответствующее расчетное изменение коэффициента усиления должно быть около 50%, что приблизительно согласуется с законом $t^{-3/2}$. О более строгой экспериментальной проверке говорить пока трудно, так как радиальный перепад температуры газа не был точно известен.

В связи с тем, что при достаточно большой населенности колебательного уровня 00^01 в неселективном резонаторе могут одновременно выполняться условия для генерации на переходах P - и R -ветвей полос 00^01-10^00 и 00^01-02^00 , возникает явление конкуренции. Оно, как известно из опыта работы на гелий-неоновом и ионном лазерах, обычно проявляется при наличии у активных переходов общего верхнего или нижнего уровней.

Индукцированные переходы между парой уровней, имеющих более благоприятные условия для возникновения генерации (более низкий порог), будут снижать инверсную населенность для смежного перехода. В молекулярных системах должно происходить аналогичное явление, с тем лишь отличием, что общий колебательный уровень объединяет сравнительно большое число смежных колебательно-вращательных переходов и связь между

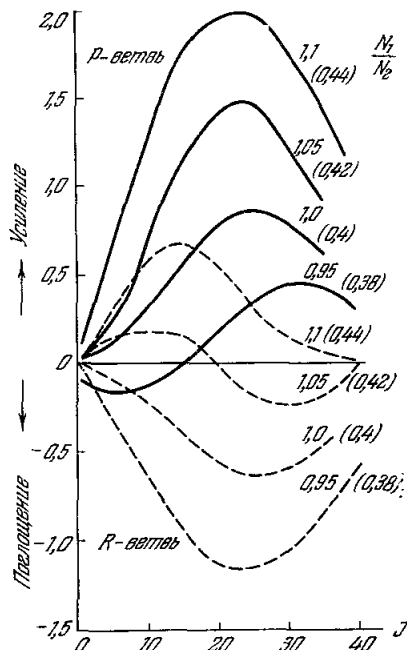


Рис. 5. Расчетные кривые усиления на колебательно-вращательных переходах P - и R -ветвей для различных значений N_1/N_2 из работы ⁴.

Значения N_1/N_2 при учете резонанса Ферми указаны в скобках.

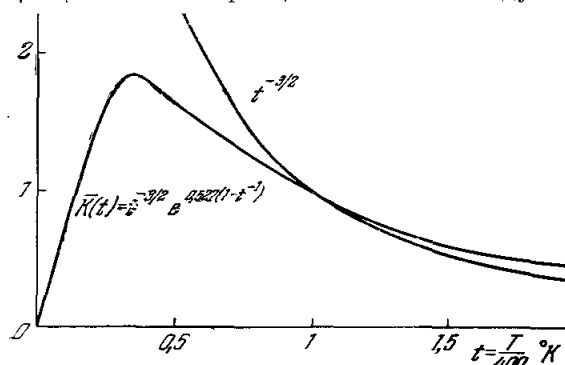


Рис. 6. График нормированной функции температурной зависимости коэффициента усиления $\bar{K}(t)$.

на лазере длиной 5 м Пател ⁴ наблюдал P -ветви ($P = 12 \div 38$) полосы 00^01-10^00

число смежных колебательно-вращательных переходов и связь между ними будет зависеть от эффективности механизма вращательной релаксации. При малом времени релаксации смежные переходы будут сильно связаны и наоборот.

В молекулярных лазерах на CO_2 коэффициент усиления на переходах полосы 00^01-02^00 ($\lambda \approx 9,4 \text{ мк}$) меньше, чем на переходах полосы 00^01-10^00 ($\lambda \approx 10,6 \text{ мк}$) и генерация в полосе 00^01-02^00 наблюдалась лишь в чистом CO_2 и с малыми уровнями мощности ^{4,23}. При давлении $p_{\text{CO}_2} = 0,2 \text{ тор}$ (без примеси азота и гелия) одновременно генерацию на P -ветви ($P = 22 \div 34$)

полосы $00^{\circ}1 - 02^{\circ}0$. По его оценкам отношение коэффициентов усиления полос составляет $1,5 : 1$, а населенности уровней удовлетворяют соотношению

$$N_{00^{\circ}1} = N_{02^{\circ}0} = 1,05N_{10^{\circ}0}.$$

Эти оценки не согласуются с предположением связи уровней $10^{\circ}0$ и $02^{\circ}0$ через резонанс Ферми.

Интересно отметить, что в последующих работах с мощными лазерами на CO_2 , использующими тройную смесь и большое давление газа, генерация на переходах полосы $00^{\circ}1 - 02^{\circ}0$ не наблюдалась. Возникновению

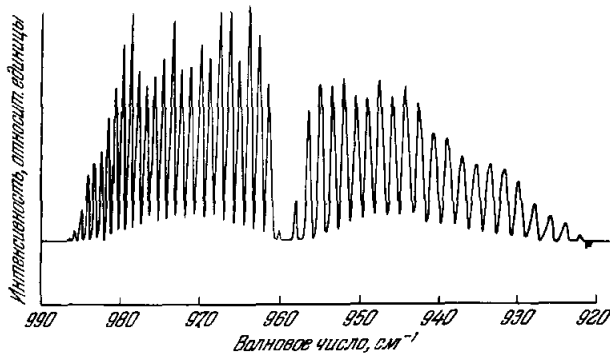


Рис. 7. Спектр излучения, полученного в лазере с селективным резонатором.

Слева — линии R -ветви, справа — P -ветви полосы $00^{\circ}1 - 10^{\circ}0$ CO_2 .

генерации препятствует, по-видимому, не только наличие общего верхнего уровня, но и связь нижних уровней вследствие резонанса Ферми.

Конкуренция переходов P - и R -ветвей была также объяснена Пателом⁴ на основании расчетов коэффициентов усиления (см. рис. 5).

При возникновении генерации на переходе $J' - J''$ P -ветви насе-

ленности соответствующих уровней выравниваются, и это приводит к снижению инверсной населенности и коэффициента усиления R -ветви перехода $J' \rightarrow J'' - 1$. Это представление о конкуренции P - и R -ветвей, основанное на расчетных коэффициентах усиления для равновесного распределения по вращательным уровням, по-видимому, не всегда справедливо, так как оценка температур по вращательным квантовым числам интенсивных линий P - и R -ветвей для смеси $\text{CO}_2 + \text{воздух}$ дает расходящиеся значения (~ 450 и 500°K соответственно)³¹.

Конкуренция колебательно-вращательных переходов, принадлежащих к одной ветви, была рассмотрена выше в связи с вращательной релаксацией.

Важность явлений конкуренции в ограничении спектра генерируемых частот подтверждается исследованиями Меллера и Ригдена³², осуществивших лазер на CO_2 и N_2O с селективным резонатором. Лазерная трубка имела длину 6 м при внутреннем диаметре 22 мм . С одной стороны трубы располагалось внутреннее зеркало с 2% пропусканием, с другой, — окно из NaCl под углом Брюстера и на расстоянии 5 м — дифракционная решетка, имеющая 70 штрихов на 1 мм .

Резонатор перестраивался в широком интервале частот поворотом дифракционной решетки.

Таким путем удалось осуществить генерацию отдельных вращательно-колебательных переходов P - и R -ветвей полос $00^{\circ}1 - 10^{\circ}0$ и $00^{\circ}1 - 02^{\circ}0$ с полным числом линий 103 для CO_2 и 67 для N_2O . Максимальные значения J для P - и R -ветвей в обеих полосах достигают $48 - 52$. Полоса $00^{\circ}1 - 02^{\circ}0$ N_2O не возбуждалась. Наиболее интенсивные линии N_2O более чем на порядок уступали по мощности сильным линиям CO_2 .

На рис. 7 приведена запись спектра генерации P - и R -ветвей полосы $00^{\circ}1 - 10^{\circ}0$.

Диапазон перестройки на дискретные линии составлял около 6% и, по-видимому, может быть еще шире²³.

В этой же системе с зеркалом вместо решетки генерация наблюдалась на небольшом числе линий *P*-ветви полосы 00⁰1 — 10⁰0 CO₂.

§ 4. МЕХАНИЗМ ИНВЕРСИИ В ЛАЗЕРАХ НА CO₂

Рассмотренные в предыдущих разделах характеристики переходов в молекулах CO₂ и разряда в молекулярных газах позволяют перейти к обсуждению механизма инверсии и некоторым количественным оценкам. Физическая сущность явления состоит в следующем. При разряде в смеси CO₂ + N₂ + He происходит ионизация молекул CO₂ и N₂. Неупругие удары электронов вызывают возбуждение нижних колебательных уровней азота и молекулы CO₂, причем значительная доля возбуждения приходится на уровень 00⁰1, имеющий большие сечения, неупругого удара с N₂^{*} (*v* = 1) а также прямого возбуждения электронами.

Нижние уровни 10⁰0 и 02⁰0 возбуждаются сравнительно слабо и имеют относительно малую населенность из-за малого времени жизни. Между уровнем 00⁰1 с одной стороны и уровнями 10⁰0, 02⁰0 с другой возникает инверсия населенности, которая при наличии резонатора приводит к самовозбуждению системы.

Условия самовозбуждения выполняются для сравнительно большого числа колебательно-вращательных переходов *P*- и *R*-ветвей обеих полос, но вследствие нелинейного взаимодействия колебаний (конкуренции) на различных переходах в установившемся режиме наблюдается весьма ограниченное число линий. Вращательная релаксация способствует передаче возбуждения на верхний вращательный уровень со стороны смежных уровней верхнего колебательного состояния и равномерному распределению избыточной населенности по нижнему колебательному состоянию.

Другие компоненты смеси (гелий, кислород, пары воды и т. д.) подбираются таким образом, чтобы в результате взаимодействия с основным газом (CO₂) и электронной компонентой увеличить инверсную населенность.

При увеличении плотности тока снижается электронная температура, повышается температура газа и возрастает роль неупругих ударов.

Количественные оценки населенностей и скоростей возбуждения можно произвести на основании известных из литературы величин — давления, объемной плотности, мощности излучения, сечений и т. п., используя ряд формул, приведенных в приложении II и § 6. При большом превышении усиления активной среды над потерями в резонаторе объемная плотность мощности \bar{P} связана с плотностью инверсной населенности в отсутствие генерации $\Delta N(0)$ и эффективными временами жизни уровней $\tilde{\tau}_1$ и $\tilde{\tau}_2$ соотношением $\bar{P} \simeq h\nu \Delta N(0) [\tilde{\tau}_1 + p\tilde{\tau}_2]^{-1}$, а величина $\Delta N(0)$ — с полными скоростями возбуждения уровней M_1 и M_2 соотношением $\Delta N(0) \simeq \tilde{M}_1\tilde{\tau}_1 - \tilde{M}_2p\tilde{\tau}_2$, где

$$p \simeq \frac{e^{-\Delta E/kT_{\Gamma}}}{1 + e^{-\Delta E/kT_{\Gamma}}} \simeq 0,4.$$

Влияние членов, содержащих m_{12} и m_{21} , здесь не учитывается.

В большей части случаев $\tilde{M}_2p\tilde{\tau}_2$ заметно меньше $\tilde{M}_1\tilde{\tau}_1$, и тогда $\tilde{M}_1\tilde{\tau}_1 \simeq \Delta N(0)$ и $\bar{P} \ll h\nu\tilde{M}$. Естественно, что при генерации $\Delta N(p) < \Delta N(0)$. Так как по литературным данным интервалы изменения параметров

лазеров достаточно велики, примем для определенности характеристики некоторого гипотетического лазера, работающего в непрерывном режиме:

- а) состав смеси: $p_{\text{CO}_2} = 0,3$, $p_{\text{He}} = 4$, $p_{\text{N}_2} = 2$ тор;
- б) плотность мощности излучения $\bar{P} = 40$ мвт/см³;
- в) плотность тока $j \simeq 7,5 \cdot 10^{-3}$ а/см²;
- г) продольный градиент потенциала $E = 30$ в/см;
- д) температура газа $T_g = 500^\circ \text{K}$;
- е) прозрачность выходного зеркала $1 - r = 10\%$;
- ж) длина активной части $l = 130$ см;
- з) время вращательной релаксации $\tau_{\text{вр}} \sim 10^{-7}$ сек;
- и) эффективные времена жизни колебательных уровней $\tilde{\tau}_1 = 1$ мсек, $\tilde{\tau}_2 = 0,3$ мсек.

Будем также предполагать, что генерация происходит на одном вращательно-колебательном переходе P (20).

Перечисленные выше параметры являются либо некоторыми средними значениями из приведенных в цитированных работах, либо установлены косвенным путем из этих работ.

При указанных выше допущениях найдем нижний предел скорости возбуждения верхнего уровня:

$$\tilde{M}_1 \simeq \frac{\bar{P}}{h\nu} \simeq 2,4 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3} \text{сек}^{-1}$$

при отсутствии индуцированных переходов.

Имея в виду приближенный характер оценок, в дальнейшем будем полагать

$$\tilde{M}_1 \simeq 2,3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3} \text{сек}^{-1}.$$

Согласно определению (см. (л) в приложении II)

$$\tilde{M}_1 = \mu_{10}x_0 + \mu_{y0}y_0 \frac{k_{10}x_0}{\mu_{0y} + k_{10}x_0 + \tau_y^{-1}} = \tilde{M}_{1e} + \tilde{M}_{1N_2}.$$

Для $T_e \simeq 1$ эв ($v_e \simeq 6 \cdot 10^7$ см/сек), $n_e \simeq 10^{10}$ см⁻³

$$\mu_{10} \simeq n_e \langle \sigma_{\text{CO}_2 v} \rangle \simeq 240 \text{ сек}^{-1} \text{ (для } \sigma_{\text{CO}_2} \sim 4 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2 \text{)}.$$

$$\mu_{y0} \simeq n_e \langle \sigma_{\text{N}_2 v} \rangle \simeq 700 \text{ сек}^{-1} \text{ (для } \sigma_{\text{N}_2} \sim 1,15 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2 \text{)}.$$

Для константы скорости процесса $\text{CO}_2 + \text{N}_2^* (v = 1) \rightleftharpoons \text{CO}_2 (00^0 1) + \text{N}_2$ согласно ⁷ имеем

$$k_{01} = k_{10} = 0,75 \cdot 10^{-14} \text{ см}^3 \text{сек}^{-1}$$

и для указанных парциальных давлений $x_0 \simeq 5 \cdot 10^{15}$ см⁻³ (около 50% молекул CO_2 предполагается в основном состоянии), $y_0 = 5 \cdot 10^{16}$ см⁻³ ($\sim 70\%$ молекул N_2 в основном состоянии), $\tau_y^{-1} = 125 \text{ сек}^{-1}$.

Кроме того,

$$\mu_{0y} \simeq \mu_{y0} e^{E_y/kT_e} \simeq 1,35 \mu_{y0} \simeq 950 \text{ сек}^{-1}.$$

Подставляя указанные выше значения, можно определить вклад прямого электронного возбуждения в \tilde{M}_1

$$\tilde{M}_{1e}, \quad \mu_{10}x_0 \simeq 1,2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3} \text{сек}^{-1},$$

и возбуждения от N_2^*

$$\tilde{M}_{1N_2} = \mu_{y0} y_0 \frac{k_{10} x_0}{\mu_{0y} + k_{10} x_0 + \tau_y^{-1}} \simeq 1,4 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3} \text{ сек}.$$

Из сравнения \tilde{M}_{1e} и \tilde{M}_{1N_2} видно, что при указанных сечениях они дают приблизительно равный вклад в \tilde{M}_1 .

В связи с этим интересно отметить, что в первых опытах Патела⁶ и Легей-Соммейра⁸, в которых возбужденные извне молекулы N_2^* инжектировались в полость резонатора, получается хорошее согласие между скоростью прокачиваемого газа (N_2) и мощностью генерации. Согласно данным работы⁸ при $p_{N_2} = 1,8 \text{ тор}$, линейной скорости газа $v = 14 \text{ м/сек}$ мощность генерации была $P \simeq 1 \text{ вт}$.

Мощность возбуждения, передаваемая молекулами N_2^* , при $N_{N_2^*} \simeq \simeq 0,3 N_{N_2}$ будет

$$P_{N_2} = N_{N_2^*} s v E_y \simeq 0,3 N_{N_2} s v E_y = 3,6 \text{ вт},$$

где s — сечение трубки ($\sim 3 \text{ см}^2$), E_y — энергия возбужденной молекулы N_2^* .

Следовательно, в системах с инжекцией^{6, 8} коэффициент использования энергии возбуждения $P/P_{N_2} = 28\%$ был весьма близок к предельному ($\eta_{\max} = 41\%$). Это свидетельствует о том, что дезактивация молекул N_2^* происходила преимущественно за счет неупругих ударов с CO_2 .

Сравнение величин \tilde{M}_{1e} и \tilde{M}_{1N_2} позволяет понять одну из причин увеличения мощности генерации при добавлении N_2 к CO_2 . Вторая причина состоит, по-видимому, в том, что в присутствии N_2 значительно уменьшаются времена колебательной и вращательной релаксаций. Поэтому в импульсном режиме при работе с длительностями импульсов $\tau = 0,5 \text{ мсек}$ мощность возрастает в присутствии N_2 и O_2 ¹⁰, несмотря на то, что вклад \tilde{M}_{1N_2} в \tilde{M}_{10} при коротких импульсах, по-видимому, весьма невелик. Действительно, постоянная времени дезактивации N_2^* при $p_{CO_2} = 0,3 \text{ тор}$ составляет около 12 мсек ⁷ и за время $0,5 \text{ мсек}$ молекулы N_2^* передадут незначительную часть своей энергии, тогда как электронная компонента \tilde{M}_{1e} практически безынерционна и растет пропорционально n_e , т. е. плотности импульсного тока.

Для оценки скорости \tilde{M}_2 возбуждения связанных уровней $10^0 0$ и $02^0 0$ в настоящее время нет данных. Возможно, что их сечение возбуждения имеет значение $\sim 10^{-16} \text{ см}^2$. Вероятно, что дальнейшие исследования элементарных процессов в лазерах на CO_2 и в том числе прямые измерения скоростей возбуждения позволят уточнить эту величину.

Оценки показывают, что скорости процессов, связанные с членами m_{21} , m_{12} , могут давать заметный вклад в \tilde{M}_1 и \tilde{M}_2 .

Известно, что с увеличением плотности тока падает электронная температура и возрастает роль неупругих ударов. Для молекулы CO_2 является характерным рост полного сечения рассеяния в области малых энергий. Однако эта причина едва ли является единственной, так как в импульсном режиме получены большие мощности при плотностях тока, превышающих в десятки раз плотности при непрерывных режимах.

Возможно, что это связано с различием рабочих температур газа в этих режимах и зависимостью от температуры скорости релаксационного процесса $CO_2(00^0 1) + CO_2(000) \xrightarrow{\quad} 2CO_2(0^0 20)$. Оценка температурных эффектов для непрерывного и импульсного режимов приведена в § 5.

Предположим, далее, что рассматриваемый гипотетический лазер работает в режиме модулированной добротности. Если временной интервал между последовательными включениями резонатора достаточно велик для восстановления стационарных значений N_1 и N_2 , то плотность энергии импульса генерации будет

$$\bar{W}_{\max} \simeq h\nu \frac{\Delta N(0)}{2} \simeq 0,8 \cdot 10^{-5} \text{ Дж/см}^3,$$

а плотность пиковой мощности при $\tau_{\text{имп}} \simeq \Delta\nu_D^{-1}$

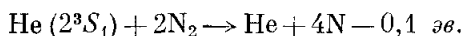
$$\bar{P}_{\text{имп}} = \frac{\bar{W}}{\tau_{\text{имп}}} \simeq \bar{W} \Delta\nu_D \simeq 400 \text{ Вт/см}^3.$$

При указанных выше скоростях возбуждения интервал между включениями резонатора должен быть порядка эффективного времени жизни верхнего уровня τ_1 .

В работе ¹⁵ в режиме модулированной добротности плотность энергии в импульсе была $\bar{W} = 1,4 \cdot 10^{-6} \text{ Дж/см}^3$, а в непрерывном режиме плотность мощности $\bar{P} \simeq 4 \text{ Вт/см}^3$. Заниженные экспериментальные значения \bar{P} и \bar{W} вызваны, по-видимому, большими потерями на окнах Брюстера ¹⁵.

Из приведенных выше оценок следует значительная роль электронных ударов в возбуждении верхнего колебательного уровня. Это согласуется также с результатами Фрапарда ¹¹ по исследованию генерации в импульсном режиме и его выводами, что резонансная передача возбуждения от N_2^* или в результате какого-либо другого химического процесса не в состоянии объяснить незначительную задержку импульса генерации относительно импульса тока. Кажущееся противоречие с обнаруженной в ранних опытах ⁴ задержкой импульса генерации относительно импульса тока на 300 мксек следует объяснить тем, что в чистом CO_2 время релаксации нижнего колебательного уровня сравнительно велико и инверсия населенности возникала в послесвечении разряда. В описываемых опытах большое пиковое значение тока (около 15 а), по-видимому, приводило к заметному заселению нижнего уровня. Временной анализ видимого излучения на полосах Ангстрема ($\lambda \sim 4830 \text{ \AA}$) молекулы CO указывает на то, что процесс диссоциации электронным ударом $\text{CO}_2 + e + \Delta E \rightarrow \text{CO}^*(B \Sigma) + \text{O} + e$ происходит практически безынерционно.

В работе ³⁵ для объяснения увеличения мощности генерации в присутствии гелия было высказано предположение, что энергия возбуждения метастабильного атома гелия расходуется на диссоциацию азота по схеме



Затем атомарный азот рекомбинирует в молекулу N_2^* , возбужденную на высокие колебательные уровни. Это предположение противоречит наблюдаемым высоким к. п. д., так как значительная часть энергии возбуждения атомов гелия не может быть полностью использована. Кроме того, в известной нам литературе не сообщалось о наблюдении линий гелия при разряде в смеси $\text{CO}_2 + \text{N}_2 + \text{He}$.

В ряде работ приводятся сведения об оптимальном составе рабочей смеси ^{9, 35} и высказываются соображения о роли отдельных ее компонент в механизме инверсии. Оптимальный состав, по-видимому, зависит от диаметра разрядной трубы и градиента потенциала, который устанавливается в положительном столбе при небольших плотностях тока.

Оптимальный состав по мощности для диаметра трубки 21 мм приведен в работе ⁹.

Парциальные давления для CO_2 , He и N_2 соответственно равны 2,7; 7,8 и 3,5 тор, а для диаметра ~ 77 мм в работе ³⁵:

$$p_{\text{CO}_2} = 0,33 \text{ тор}, \quad p_{\text{He}} = 7,0 \text{ тор}, \quad p_{\text{N}_2} = 1,2 \text{ тор}.$$

Существование оптимального состава связано со сложными процессами в газовом разряде, его внешними и внутренними характеристиками и не может быть в настоящее время четко объяснено. Суммарное давление молекулярных газов CO_2 , N_2 , O_2 не должно, по-видимому, превышать нескольких тор, так как в противном случае электронная температура при малых отношениях E/p будет недостаточна для поддержания самостоятельного разряда и для эффективного возбуждения N_2^* ($v = 1$) и CO_2^* (00⁰1). Кроме того, при больших давлениях N_2 ($p_{\text{N}_2} > 3$ тор) время собственной релаксации ($\tau_{\text{N}_2} < 5$ мсек) становится соизмеримым с временем дезактивации при ударе с CO_2 . Парциальное давление p_{N_2} должно в несколько раз превышать p_{CO_2} для того, чтобы равновесие в реакции $\text{CO}_2 + \text{N}_2^* \rightleftharpoons \text{CO}_2^* + \text{N}_2$ было сдвинуто в сторону больших концентраций CO_2^* .

С другой стороны, при малых p_{CO_2} уменьшается число активных молекул и падает мощность генерации. В импульсном режиме, особенно при коротких импульсах, когда могут быть получены большие градиенты потенциала и допустимо увеличение плотности тока без опасения увеличить температуру газа, оптимальное парциальное давление молекулярных газов может быть заметно выше. Давление гелия менее критично, так как оно не так сильно влияет на температуру электронов.

Увеличение мощности генерации лазеров с CO_2 в присутствии гелия объясняется несколькими факторами:

а) уменьшением времени вращательной релаксации нижнего уровня ¹²,

б) снижением радиального температурного градиента, что позволяет работать с большими диаметрами разрядных труб ²³ и большими плотностями тока ⁹,

в) его ролью в качестве буферного газа,

г) уменьшением времени колебательной релаксации ^{32,28}.

Обнаруженное в ¹² при исследовании импульсных режимов увеличение скорости возбуждения верхнего уровня в присутствии гелия делает вероятным следующее объяснение. При увеличении давления гелия уменьшается отношение продольного градиента напряжения к давлению (E/p) и несколько падает дрейфовая скорость электронов $v_{\text{др}}$. Для поддержания в разряде заданной плотности тока соответственно должна возрасти концентрация электронов, что в свою очередь приводит к увеличению скорости возбуждения верхнего уровня ¹². Это утверждение справедливо при условии, что $kT_e \gg E_1$.

Влияние генерации на проводимость плазмы может быть связано с электронной температурой. Действительно, при наличии генерации благодаря резонансу Ферми увеличивается концентрация молекул CO_2 на уровнях 02⁰0 и 01¹0 и вследствие неупругих ударов второго рода изменяется электронная температура.

В заключение раздела кратко рассмотрим особенности работы лазеров на смеси $\text{CO}_2 + \text{N}_2 + \text{He}$ в импульсном режиме.

В работе ¹⁰ сообщается, что на лазере с полезным объемом газа 460 см³ ($l \sim 180$ см, $\varnothing \sim 1,8$ см) были получены импульсные мощности:

в чистом CO_2 — 220 вт при $\tau = 0,5$ мсек,

в смеси $\text{CO}_2 + \text{N}_2 + \text{O}_2$ — 450 вт, $\tau = 0,5$ мсек,

в смеси $\text{CO}_2 + \text{N}_2 + \text{He}$ — 825 вт, $\tau = 0,15$ мсек.

Задержка между импульсом тока и импульсом генерации не была замечена.

Несложные расчеты на основании приведенных в ¹⁰ данных показывают, что плотность мощности в импульсном режиме достигает $\bar{P} \simeq \simeq 1,8 - 2,0 \text{ вт/см}^3$ и плотность энергии $\bar{W} = 2,7 \cdot 10^{-4} \text{ дж/см}^3$ при сохранении высокого значения к. п. д. $\sim 12\%$. Естественно предположить, что при работе с такими сравнительно короткими импульсами основной вклад в возбуждение верхнего колебательного уровня дает электронный удар, так как передача возбуждения от N_2^* происходит с задержкой в несколько десятых миллисекунды. Следовательно, увеличение P может быть связано главным образом с ростом концентрации электронов n_e . Это согласуется с указанной в ¹⁰ плотностью тока $j \sim 400 \text{ ма/см}^2$, в 30—40 раз превышающей оптимальные значения для непрерывного режима. Отношение градиента потенциала ($E \simeq 50 \text{ в/см}$) к давлению молекулярных газов имеет приблизительно ту же величину, что и для непрерывного режима, поэтому можно ожидать, что T_e также имеет значение около одного электрон-вольта.

Интересно отметить, что в импульсном режиме достигается высокая степень инверсии: для получения $\bar{W} \simeq 2,7 \cdot 10^{-4} \text{ дж/см}^3$ необходимо, чтобы $\Delta N(0)$ было $\sim 2,8 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, что составляет более 50% от полного числа молекул в см^3 при $p_{\text{CO}_2} = 1,5 \text{ тор}$.

При указанных значениях скорости индуцированных переходов в импульсном режиме распределение Больцмана по вращательным уровням, по-видимому, еще сохраняется.

Действительно, согласно определению времени вращательной релаксации имеем

$$\frac{dn_J}{dt} = - \frac{n_J - n_J^0}{\tau_{\text{вр}}}. \quad (10)$$

Этим соотношением можно воспользоваться для оценки разности населенности $n_J - n_J^0$ при стационарной скорости прихода молекул на нижний вращательный уровень $\tilde{M}_1 = dn_J/dt$ или убыли с верхнего уровня под действием индуцированного излучения. Для условий опыта ¹⁰ $\tilde{M}_{1e} = 10^{20} \text{ см}^{-3} \text{ сек}^{-1}$, $n_J - n_J^0 \simeq \tilde{M}_{1e} \tau_{\text{вр}} \simeq 10^{13} \text{ см}^{-3}$, что составляет менее одного процента от значения $n_J^0 \sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$.

В режиме модулированной добротности, как следует из ¹³, при малых давлениях гелия отклонения от равновесного распределения по вращательным уровням могут быть значительными.

§ 5. ТЕМПЕРАТУРНЫЕ ЭФФЕКТЫ В ЛАЗЕРАХ НА CO_2

Высокий коэффициент полезного действия механизма инверсии является одним из основных условий, определяющих возможность создания мощного лазера. Действительно, при низких к. п. д. и больших плотностях подводимой мощности трудно избежать значительного повышения температуры газа. Неизбежным следствием высокой температуры является падение коэффициента усиления и снижение плотности генерируемой мощности.

В этом разделе мы произведем оценку температурных эффектов в газовых лазерах. Стационарное распределение в однородном столбе газа может быть найдено из решения уравнения теплопроводности

$$C \frac{\partial T}{\partial t} = \text{div} (K \text{ grad } T) + F = 0,$$

или в цилиндрической системе координат, полагая температуру не зависящей от z :

$$\frac{d^2T}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dT}{dr} + \frac{1}{K} F(r) = 0, \quad (11)$$

где C — теплоемкость газа, K — коэффициент теплопроводности (предполагается независимым от температуры), $F(r)$ — плотность распределения источников. Распределение концентрации электронов по радиусу разрядной трубки описывается функцией³⁹

$$n_e(r) = n_e(0) J_0(2,4 r/r_0),$$

и приблизительно по этому же закону будет распределяться объемная плотность источников $F(r) = (1 - \eta_\Sigma) j(r) E = (1 - \eta_\Sigma) en_e v_{др} E$.

Решаем уравнение (11) при граничных условиях

$$\left. \frac{dT}{dr} \right|_{r=0} = 0 \quad \text{и} \quad T(r_0) = \text{const:}$$

$$T(r) = T(r_0) + \left(\frac{r_0}{2,4} \right)^2 \frac{(1 - \eta) n_e(0) e v_{др} E}{K} J_0 \left(\frac{2,4r}{r_0} \right) = \\ = T(r_0) + 0,127 \frac{\bar{W}_l}{K} J_0 \left(\frac{2,4r}{r_0} \right) \dots, \quad (12)$$

где $\bar{W}_l = (1 - \eta) E e v_{др} 2\pi \int_0^{r_0} n_e(r) r dr$ — линейная плотность рассеиваемой в трубе энергии.

Формула (12) согласуется с отмеченным в печати обстоятельством — увеличение диаметра свыше 70—80 мм не приводит к росту мощности. Другой причиной может являться неустойчивость равномерного распределения плотности тока в положительном столбе при повышении температуры (так называемое шнурование разряда).

Произведем количественные оценки перепада температуры для различных смесей при следующих значениях теплопроводности газов:

$$K_{He} = 0,344 \cdot 10^{-3} \text{ кал} \cdot \text{сек}^{-1} \text{гра} \cdot \text{д}^{-1},$$

$$K_{N_2} = 0,057 \cdot 10^{-3} \text{ кал} \cdot \text{сек}^{-1} \text{гра} \cdot \text{д}^{-1},$$

$$K_{CO_2} = 0,034 \cdot 10^{-3} \text{ кал} \cdot \text{сек}^{-1} \text{гра} \cdot \text{д}^{-1}.$$

Перепад температуры $T(0) - T(r_0) = 200^\circ \text{C}$ получается при $W_l = 1,04 \text{ вт}$ на 1 см длины разрядной трубки для смеси $CO_2 + N_2 + He$ при заметном преобладании давления гелия и $0,375 \text{ вт/см}$ — для смеси $CO_2 + N_2$ с преобладанием азота.

Естественно, что эти оценки не могут претендовать на точность из-за принятых допущений, однако они иллюстрируют влияние теплопроводности гелия и объясняют увеличение плотности тока для трубок с гелиевым наполнением⁹. Если принять коэффициент полезного действия активной среды равным 15—17%, то получаются согласующиеся с опубликованными результатами^{35, 40} оценки мощности — 45—50 вт/м.

В импульсном режиме при работе с большой скважностью и короткими импульсами ($\tau = 20\text{—}50 \text{ мсек}$), по-видимому, не успевает установиться стационарное распределение температуры и нагрев газа будет определяться его теплоемкостью. В этом случае будет происходить линейный рост температуры во времени:

$$T(r, t) - T(r, t_0) = \frac{F(r)}{C} (t - t_0) \frac{\bar{W}_\Sigma}{C}, \quad (13)$$

где $F(r)$ — объемная плотность мощности источников, \bar{W}_Σ — объемная плотность подводимой энергии в импульсе, $C \approx \frac{i}{2} k N_\Sigma$ — удельная теплоемкость газа, i — среднее число степеней свободы для рабочего газа, N_Σ — полное число молекул в единице объема. Полагая, что газ успевает остывать в паузах между импульсами, найдем, что средняя мощность в непрерывном и импульсном режимах будет приблизительно одинакова. Для максимальной плотности подводимой энергии \bar{W}_Σ в импульсном режиме при $p_{\text{не}} = 10 \text{ тор}$, $\Delta T = 200^\circ \text{C}$ получим $\bar{W}_\Sigma = \frac{3}{2} k N_\Sigma \Delta T = 1,2 \cdot 10^{-3} \text{ Дж/см}^3$, что находится в удовлетворительном согласии с результатами, приведенными в ¹⁰. Максимальная плотность подводимой энергии в ¹⁰ была $2,2 \cdot 10^{-3} \text{ Дж/см}^3$.

Из указанной роли тепловых эффектов становится понятной тенденция добиваться увеличения мощности в непрерывном режиме за счет применения более длинных разрядных труб, и едва ли появление новых активных газовых смесей радикально изменит положение.

Следовательно, хотя релаксационный механизм разрушения нижнего рабочего уровня устранил ограничения на диаметр разрядных труб, связанные с реабсорбцией излучения, ограниченная теплопроводность газа и зависимость усиления от температуры устанавливают новый предел. Естественно, что всегда плотность мощности в газовых лазерах будет на несколько порядков меньше, чем в твердотельных.

Несложные расчеты показывают, что прокачка газа при разумных расходах не дает заметного снижения температуры.

§ 6. ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ СООТНОШЕНИЯ В МОЛЕКУЛЯРНЫХ ЛАЗЕРАХ

В этом разделе будут выведены соотношения для мощности генерации и коэффициента полезного действия молекулярных лазеров. Из анализа этих соотношений можно определить основные характеристики активной среды и произвести количественные оценки мощности и к. п. д.

Из формулы для инверсной населенности (см. приложение II)

$$\Delta N = \frac{\Delta N(0)}{1 + \beta \rho} \quad (14)$$

и выражения для коэффициента усиления

$$K(\rho) = \epsilon \bar{K}(t) \Delta N \quad (15)$$

можно получить стационарное значение объемной плотности излучения ρ , поскольку в режиме генерации

$$e^{2K(\rho)l} = (r_1 r_2)^{-1}. \quad (16)$$

Здесь l — длина активной среды, r_1, r_2 — коэффициенты отражения зеркал оптического резонатора.

При больших превышениях коэффициента усиления над потерями объемную плотность излучения ρ можно считать постоянной и поток мощности через выходное зеркало с прозрачностью $1 - r_1$ будет

$$P = \frac{cs(1-r_1)}{2} \rho. \quad (17)$$

где c — скорость света, s — эффективная площадь поперечного сечения активной среды, учитывающая распределение ρ в поперечном сечении.

Коэффициент 2 в знаменателе (17) обусловлен тем, что лишь половина полной объемной плотности излучения связана с потоком мощности в сторону полупрозрачного зеркала.

Подставляя значения ρ из (14) — (16), получим

$$P = \frac{cs(1-r_1)}{2\beta_0} \left(\frac{K^0}{\chi} - \bar{K}^{-1} \right), \quad (18)$$

где

$$K^0 = \varepsilon \Delta N(0), \quad \chi = -\frac{1}{2l} \ln(r_1 r_2). \quad (19)$$

Формула (18) подобна известным формулам для мощности лазеров и отличается только конкретным видом зависимости параметра насыщения β_0 от характеристик активной среды и присутствием температурного фактора $K(t)$. Как указано в приложении II,

$$\beta_0 = \frac{\lambda^3 A_{12} c B \left(\frac{\ln 2}{\pi} \right)^{1/2} (2J-1) e^{-F(J-1) \frac{hc}{kT_0}}}{4\pi \Delta \nu_D |T_0 k T_0} \cdot \frac{\tilde{\tau}_1 + p\tilde{\tau}_2}{1 + m_{12}\tilde{\tau}_1 + m_{21}\tilde{\tau}_2}. \quad (20)$$

Подставляя численные значения входящих в (20) величин, получим

$$\beta_0 = 8 \cdot 8 \cdot 10^{12} \frac{\tilde{\tau}_1 + p\tilde{\tau}_2}{1 + m_{12}\tilde{\tau}_1 + m_{21}\tilde{\tau}_2}. \quad (21)$$

Для принятых в § 4 параметров гипотетического лазера, полагая, что потери резонатора определяются в основном прозрачностью выходного зеркала ($r_1 = 0,9$, $r_2 = 1$, $\chi = 3,85 \cdot 10^{-4} \text{ см}^{-1}$), для $\tilde{\tau}_1 = 10^{-3} \text{ сек}$ плотность мощности излучения будет $P/s = 5 \text{ вт/см}^2$. При значительных превышениях усиления активной среды над потерями в резонаторе, полагая $(1-r_1)/\ln r_1^{-1} \approx 1$, формулу (18) можно преобразовать к виду

$$\begin{aligned} P &\simeq c(sl) \frac{K^0}{\beta_0} \simeq h\nu(sl) \frac{\Delta N(0)}{\tilde{\tau}_1 + p\tilde{\tau}_2} (1 + m_{12}\tilde{\tau}_1 + m_{21}\tilde{\tau}_2) \simeq \\ &\simeq h\nu(sl) \frac{\tilde{M}_1 \tilde{\tau}_1 [1 + \tilde{\tau}_2(m_{21} - pm_{12})] - \tilde{M}_2 \tilde{\tau}_2 [p - \tau_1(m_{21} - pm_{12})]}{\tilde{\tau}_1 + p\tilde{\tau}_2}. \end{aligned} \quad (22)$$

Для $p\tilde{\tau}_2 \ll \tilde{\tau}_1$, $\tilde{M}_2 \tilde{\tau}_2 p \ll \tilde{M}_1 \tilde{\tau}_1$ и $\tilde{\tau}_1 m_{21} < p$ объемная плотность мощности просто выражается через скорость возбуждения верхнего уровня

$$\bar{P} = \frac{P}{(sl)} = h\nu \tilde{M}_1.$$

Следовательно, \bar{P} пропорциональна отношению $\Delta N(0)/\tau_1 + p\tau_2 \cong \tilde{M}_1$ — полезной части скорости возбуждения верхнего уровня.

Величина $\tilde{\tau}_1 + p\tilde{\tau}_2$ может быть найдена из β_0 по результатам измерений мощности генерации P , коэффициента усиления для слабого сигнала K^0 и потерь резонатора (x , r_1 , r_2). Коэффициент полезного действия лазера η_Σ может быть представлен в виде произведения

$$\eta_\Sigma = \eta_p \eta_n,$$

где η_p — к. п. д. резонатора с учетом коэффициента превышения над

порогом, $\eta_n = \frac{h\nu \Delta N(0)/(\tilde{\tau}_1 + p\tilde{\tau}_2)}{\tilde{M}_1 E_1 + \tilde{M}_2 E_2 + \Sigma}$ — к. п. д. перехода. Здесь Σ — потери

подводимой мощности в единице объема на возбуждение нерабочих уровней (01^10 , 11^10 , 02^20 и т. д.) и потери вследствие колебательной релаксации. В идеальном случае, когда $\tilde{M}_2 = \Sigma = 0$,

$$\eta_{\text{п}} = \eta_{\text{max}} = \frac{h\nu}{E_1} = 0,41.$$

Реальные значения $\eta_{\text{п}}$ согласно ^{17, 40} достигают 0,15–0,2. Из этого можно заключить, что $\tilde{M}_2 E_2 + \Sigma \simeq (1 \div 1,7) \tilde{M}_1 E_1$. Если принять $\tilde{M}_2 E_2 = \tilde{M}_1 E_1$, $\Sigma \simeq 0,5 \tilde{M}_1 E_1$, то для \tilde{M}_2 получим при указанных в § 4 значениях \tilde{M}_1 величину $M_2 = 6 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3} \text{сек}^{-1}$. Учет величины \tilde{M}_2 в выражении для $\Delta N(0)$ при $\tilde{\tau}_1 \approx 10^{-3} \text{ сек}$, $\tau_2 = 0,3 \cdot 10^{-4} \text{ сек}$ приведет к снижению $\Delta N(0)$ приблизительно на 30%, что находится в пределах точности приведенных в § 4 оценок.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В лазерах на смеси $\text{CO}_2 + \text{N}_2 + \text{He}$ удачно воплотились основные положения, сформулированные Гулдом для идеального газового лазера: низкое расположение рабочих уровней относительно основного состояния молекул, высокая степень концентрации возбуждения на верхнем рабочем уровне колебательно-вращательного перехода (благодаря большому сечению возбуждения уровня 00^01 электронами и молекулами азота), сравнительно малое время жизни нижнего колебательного уровня (резонанс Ферми, колебательная и вращательная релаксации), сравнительно большая плотность газа. Следствием этого является большая инверсная населенность ($\sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$). Явление конкуренции между полосами 00^01-10^00 , 00^01-02^20 , P - и R -ветвями этих полос и отдельными колебательно-вращательными переходами P -ветви обеспечивает генерацию на весьма ограниченном числе переходов, хотя инверсия населенности имеет место более чем на ста переходах.

Система вращательных уровней верхнего колебательного состояния образует емкий «резервуар», эффективно накапливающий возбуждение молекул и передающий это возбуждение на небольшое число распадающихся вращательных уровней. Большое время жизни верхнего колебательного состояния позволило на лазере с CO_2 осуществить режим модулированной добротности. Безызлучательный механизм разрушения нижнего уровня дал возможность использовать большие диаметры разрядных труб.

Перечисленные свойства механизма инверсии позволили получить за короткое время на лазерах с CO_2 ранее казавшиеся фантастическими уровни мощности и к. п. д. Это свидетельствует о большой перспективности молекулярных систем.

С другой стороны, сравнение характеристик лазера на CO_2 с результатами экспериментального исследования других систем (N_2O , OCS , H_2O) свидетельствуют о каких-то особенностях молекулы CO_2 , благоприятствующих получению высокой инверсии.

Пока не ясно, связано ли это со свойствами симметрии молекулы CO_2 и системой ее уровней или с физическими свойствами — временами релаксации, сечениями электронных ударов и т. п.

Известно, например, что молекула закиси азота N_2O (структура $\text{N} - \text{N} - \text{O}$) является линейной и не имеет центра симметрии, молекула CS_2 — линейна и симметрична (подобно CO_2), H_2O и H_2S симметричны, но нелинейны. Эти молекулы имеют большие различия в физико-химических свойствах (энергии диссоциации, времена релаксации, харак

теристиках разряда) и не известно, какие факторы являются решающими, так как на этих соединениях большие мощности и к. п. д. получить не удалось.

Исследования химических реакций в газовой фазе указывают на существование процессов, имеющих высокий энергетический выход колебательно-возбужденных продуктов. Это открывает перспективы создания химических или физико-химических лазеров, использующих полностью или частично энергию химических реакций. Первые работы в области химических лазеров опубликованы в сборнике ². Наиболее заметные практические успехи в этом направлении достигнуты на лазерах с фотодиссоциацией молекул CH_3I , CF_3I , $\text{CS}_2 + \text{O}_2$, HCl и т. д.

Общим ограничением молекулярных систем является малая (по сравнению с твердотельными лазерами) объемная плотность энергии излучения и необходимость использовать большие объемы газа для получения больших мощностей (энергий).

Кроме того, разряд в молекулярных системах всегда сопровождается диссоциацией и изменением исходного состава газа, и это является основной причиной использования прокачки газа. Перспективы создания мощных статических систем в связи с этим не вполне ясны. Для приборов малой и средней мощности (5—20 *вт*) статический режим является более реальным.

О промышленных разработках молекулярных лазеров сведений пока мало. Известно, что фирма Raytheon в США выпустила модель LG-14 (мощность 20 *вт*, расходимость 2 *мрад*), работающую с прокачкой газа ⁴¹. и модель LG-16 (мощность свыше 700 *вт* в непрерывном режиме) ¹⁷.

Вопросы применения мощных газовых лазеров, модуляции излучения, взаимодействия с веществом и т. п. выходят за рамки настоящего обзора.

ПРИЛОЖЕНИЕ I

Рассмотрим систему кинетических уравнений для смеси газов — рабочей компоненты X с населенностями уровней $(x_1, x_2 \text{ и } x_0)$ и примесей y (y_1, y_0) и z (z_1, z_0). Предположим, что примесь y имеет большее сечение неупругого удара с первым уровнем основного газа, а примесь z — со вторым уровнем. Такая модель будет описывать, например, поведение смеси $\text{CO}_2 + \text{N}_2 + \text{H}_2\text{O}$, где x — населенности уровней CO_2 , y — N_2 и z — H_2O . Для простоты будем считать, что населенности основных состояний (x_0, y_0, z_0) значительно больше населенностей соответствующих возбужденных состояний (x_1, x_2, y_1, z_1). Для верхнего рабочего уровня молекулы CO_2 уравнение имеет вид

$$\frac{dx_1}{dt} = \mu_{10}x_0 - (\mu_{01}y_0k_{01} + \tau_1^{-1} + p_{12})x_1 + p_{21}x_2 + k_{10}x_0y_1 \dots \quad (a)$$

где $\mu_{10} = n_e < \sigma v >_{10}$ — вероятность возбуждения электронным ударом из основного состояния; μ_{01} — вероятность разрушения на основное состояние за счет неупругих ударов электронов второго рода, y_0k_{01} — то же вследствие ударов с молекулой N_2 в основном состоянии, τ_1^{-1} — вследствие колебательной релаксации CO_2 (00⁰1); $p_{12} = m_{12} + f_1g_1 \int B_{12}(v) \rho(v) dv$ — вероятность перехода на второй уровень вследствие неупругих ударов, а также индуцированного испускания

$$f_1 = \frac{hcB}{kT_g} e^{-F(J-1) \frac{hc}{kT_g}} = \frac{n_1J}{(2J-1)N_1},$$

p_{21} — вероятность процессов, обратных p_{12} , $k_{10}x_0$ — вероятность возбуждения верхнего уровня за счет неупругих ударов с $\text{N}_2^*(v=1)$.

Систему уравнений для x_1, x_2, y_1, z_1 можно записать в виде

$$\frac{dx}{dt} = B + Ax,$$

где

$$x = \{x_i\} = \begin{Bmatrix} x_1 \\ x_2 \\ y_1 \\ z_1 \end{Bmatrix}, \quad B = \{b_i\} = - \begin{Bmatrix} \mu_{10}x_0 \\ \mu_{20}x_0 \\ \mu_{y0}y_0 \\ \mu_{z0}z_0 \end{Bmatrix}, \quad (б)$$

$$A = \{a_{ik}\} = \begin{Bmatrix} a_{11} & a_{12} & a_{13} & 0 \\ a_{21} & a_{22} & 0 & a_{24} \\ a_{31} & 0 & a_{33} & 0 \\ 0 & a_{42} & 0 & a_{44} \end{Bmatrix}. \quad (в)$$

$$\left. \begin{aligned} a_{11} &= -(\mu_{01} + y_0 k_{01} + \tau_1^{-1} + p_{12}), & a_{12} &= p_{21}, & a_{13} &= k_{10}x_0, \\ a_{21} &= p_{12}, & a_{22} &= -(\mu_{02} + z_0 l_{01} + \tau_2^{-1} + p_{21}), & a_{24} &= l_{10}x_0, \\ a_{31} &= J_0 k_{01}, & a_{33} &= -(\mu_{0y} + k_{10}x_0 + \tau_y^{-1}), \\ a_{42} &= l_{01}z_0, & a_{44} &= -(\mu_{0z} l_{10}x_0 + \tau_z^{-1}). \end{aligned} \right\} \quad (г)$$

Рассмотрим сначала поведение смеси релаксирующих газов в нестационарном режиме.

Пусть в момент времени $t = 0$ в смеси прекратилось возбуждение за счет электронной компоненты (коэффициент электронной рекомбинации предполагается большим).

Решение системы уравнений (б) будет иметь вид

$$x_i = \sum_j C_{ij} e^{\lambda_j t},$$

где λ_j — собственные значения матрицы (в), C_{ij} — коэффициенты, определяемые из начальных условий.

Установим связь между временами релаксации системы λ_j^{-1} и собственными временами релаксации уровней τ_i в простейшем случае, когда индуцированное излучение отсутствует и населенности x_1 и x_2 являются независимыми величинами. Это соответствует условиям наблюдения интенсивности линий спонтанного излучения с рабочего уровня в распадающейся плазме¹². Тогда для релаксации системы $x_1 y_1$ (например, CO_2 (00°1) и N_2^* ($v = 1$)) собственные значения определяются условием

$$\begin{Bmatrix} a_{11} - \lambda & a_{13} \\ a_{31} & a_{33} - \lambda \end{Bmatrix} = 0. \quad (д)$$

Решение (д) дает

$$\lambda_{1,2} = \frac{a_{11} + a_{33}}{2} \pm \left[\left(\frac{a_{11} - a_{33}}{2} \right)^2 + a_{13}a_{31} \right]^{1/2}. \quad (е)$$

Из (е) видно, что лишь при малых сечениях неупругого удара, когда $\frac{4a_{13}a_{31}}{(a_{11} - a_{33})^2} \ll 1$, времена релаксации смеси совпадают с временами собственной релаксации компонент:

$$\begin{aligned} \lambda_1 &\approx a_{11} = -(\tau_1^{-1} + y_0 k_{01}) \approx -\tau_1^{-1}, \\ \lambda_2 &\approx a_{33} = -(\tau_y^{-1} + k_{10}x_0) \approx -\tau_y^{-1}. \end{aligned}$$

ПРИЛОЖЕНИЕ II

Для вычисления коэффициента усиления и параметра насыщения активной среды в непрерывном режиме необходимо знать стационарные значения населенностей рабочих уровней x_1 и x_2 . Из системы (б) для $\frac{dx}{dt} = 0$ можно получить

$$\begin{aligned} x_1 &= \frac{1}{\Delta} \{ (a_{13}b_3 - a_{33}b_1) (a_{42}a_{24} - a_{22}a_{44}) + a_{12}a_{33} (a_{24}b_4 - a_{44}b_2) \} = \frac{\bar{x}_1}{\Delta}, \\ x_2 &= \frac{1}{\Delta} \{ (a_{24}b_4 - a_{44}b_2) (a_{13}a_{31} - a_{11}a_{33}) + a_{21}a_{44} (a_{13}b_3 - a_{33}b_1) \} = \frac{\bar{x}_2}{\Delta}, \end{aligned}$$

где

$$\Delta = \det A = (a_{13}a_{31} - a_{11}a_{33}) (a_{42}a_{24} - a_{22}a_{44}) - a_{12}a_{21}a_{33}a_{44}. \quad (ж)$$

Коэффициент усиления молекулярной системы может быть выражен через разность населенностей уровней $\Delta N = x_1 - px_2$ (см. формулу (5)).

Согласно (ж)

$$\Delta N = \frac{1}{\Delta} (\bar{x}_1 - p\bar{x}_2) = \frac{\Delta N(0)}{1 + \beta\rho}, \quad (з)$$

где $\Delta N(0) = \frac{1}{\Delta} (\bar{x}_1 - p\bar{x}_2) \big|_{\rho=0}$ — инверсная населенность при отсутствии индуцированных переходов $\left(\rho = \int \rho(\nu) d\nu = 0\right)$, β — параметр насыщения перехода $1 \rightarrow 2$. Выделяя в Δ члены, содержащие ρ , можно из (ж) получить аналитическое выражение для β

$$\beta = B_{12}(\nu) f_1 g_1 \frac{\left\{ \left(\bar{a}_{11} + \frac{a_{13}a_{31}}{a_{33}} \right)^{-1} + p \left(\bar{a}_{22} + \frac{a_{24}a_{42}}{a_{44}} \right)^{-1} \right\}}{1 + m_{12} \left(\bar{a}_{11} + \frac{a_{13}a_{31}}{a_{33}} \right)^{-1} + m_{21} \left(\bar{a}_{22} + \frac{a_{24}a_{42}}{a_{44}} \right)^{-1}}, \quad (и)$$

где

$$\bar{a}_{11} = \mu_{01} + y_0 k_{01}; \quad \bar{\tau}_1^{-1} = -a_{11} - p_{12}; \quad \bar{a}_{22} = a_{22} - p_{21}.$$

При выводе (и) учитывалось известное соотношение $g_1 B_{12}(\nu) = g_2 B_{21}$ и было принято $\int B_{12}(\nu) s(\nu) d\nu = B_{12}(\nu) \rho$, $f_2 = pf_1$. Выражение (и) можно представить в более удобном для вычислений виде, используя связь между коэффициентами Эйнштейна и выделяя зависящий от температуры фактор

$$\beta = \beta_0 \bar{K}(t);$$

$$\beta_0 = \frac{\lambda^3 A_{12} c B \left(\frac{\ln 2}{\pi} \right)^{1/2} (2J-1)^{-F(J-1)} \frac{hc}{kT_0}}{4\pi \Delta \nu_D \frac{1}{T_0} kT_0} \cdot \frac{\tilde{\tau}_1 + p\tilde{\tau}_2}{1 + m_{12}\tilde{\tau}_1 + m_{21}\tilde{\tau}_2}. \quad (к)$$

где

$$\tilde{\tau}_1^{-1} = \tau_1^{-1} + \mu_{01} + y_0 k_{01} - \frac{k_{10} k_{01} x_0 y_0}{\mu_{0y} + k_{10} x_0 + \tau_y^{-1}}.$$

$\tilde{\tau}_2^{-1} = \tau_2^{-1} + \mu_{02} + z_0 l_{01} - \frac{l_{10} l_{01} x_0 z_0}{\mu_{0z} + l_{10} x_0 + \tau_z^{-1}}$ — эффективные обратные времена жизни уровней при наличии возбуждения в системе.

Для инверсной населенности после преобразований (з) можно получить

$$\Delta N(0) = \frac{\tilde{M}_1 \tilde{\tau}_1 [1 + \tilde{\tau}_2 (m_{21} - pm_{12})] - \tilde{M}_2 \tilde{\tau}_2 [p - \tilde{\tau}_1 (m_{21} - pm_{12})]}{1 + m_{12} \tilde{\tau}_1 + m_{21} \tilde{\tau}_2}.$$

где

$$\tilde{M}_1 = \mu_{10} x_0 + \mu_{y0} y_0 - \frac{k_{10} x_0}{\mu_{0y} + k_{10} x_0 + \tau_y^{-1}}, \quad (л)$$

$$\tilde{M}_2 = \mu_{20} x_0 + \mu_{z0} z_0 - \frac{l_{10} z_0}{\mu_{0z} + l_{10} x_0 + \tau_z^{-1}} — \text{полные скорости возбуждения уровней}$$

учетом влияния примеси. Из принципа детального равновесия следует:

$$m_{21}/m_{12} = \exp \{ -(E_1 - E_2)/kT_g \}.$$

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. И. И. Соболевман, С. Г. Раутиан, ЖЭТФ 43, 2018 (1962).
2. G. Gould, Appl. Optics, Suppl. II, 59 (1965).
3. C. K. N. Patel, W. L. Faust, R. A. McFarlane, Bull. Amer. Phys. Soc. 9, 500 (1964).
4. C. K. N. Patel, Phys. Rev. Letts 12 (N 21), 588 (1964).
5. C. K. N. Patel, Phys. Rev. 136 (5A), 1187 (1964).
6. C. K. N. Patel, Phys. Rev. Letts 13 (N 21), 617 (1964).
7. C. K. N. Patel, Appl. Phys. Letts 7 (N 1), 15 (1965).

8. N. Legay-Sommaire, L. Henry, F. Legay, *Compt. Rend.* **260**, 3339 (1965).
9. G. Moeller, J. D. Rigden, *Appl. Phys. Letts* **7** (N 10), 274 (1965).
10. C. Frapard, M. Roulot, K. Ziegler, *Phys. Letts* **20** (N 4), 384 (1966).
11. C. Frapard, *IEEE J. Quant. Electron.* **QE-2** (N 4), стр. XXV, докл. 4B-3 (1966).
12. T. F. Deutsch, M. J. Weber, *IEEE J. Quant. Electron.* **QE-2** (N 4), стр. XXIV, докл. 4B-2 (1966).
13. G. W. Flynn, M. A. Kovacs, C. K. Rhodes, A. Javan, *Appl. Phys. Letts* **8** (N 3), 63 (1966).
14. G. Flynn, L. Hocker, M. Kovacs, C. K. Rhodes, *IEEE J. Quant. Electron.* **QE-2** (N 4), стр. XXV, докл. 4B-5 (1966).
15. M. A. Kovacs, G. W. Flynn, A. Javan, *Appl. Phys. Letts* **8** (N 3), 62 (1966).
16. T. J. Bridges, *Appl. Phys. Letts* **9** (N 4), 174 (1966).
17. I. B. Brinton, *Microwave News* **5** (N 8), 16 (1966).
18. *Electronics News* **11** (N 527) (1966).
19. Н. Н. Соболев, В. В. Соколов, *УФН* **91**, 425 (1967).
20. М. А. Ельяшевич, *Атомная и молекулярная спектроскопия*, М., Физматгиз, 1962.
21. I. Wieder, G. B. McCurdy, *Phys. Rev. Letts* **16** (N 13), 565 (1966).
22. Г. Герцбергер, *Колебательные и вращательные спектры многоатомных молекул*, М., ИЛ, 1949.
23. G. Moeller, I. D. Rigden, *IEEE J. Quant. Electron.* **QE-2** (N 4), стр. XXIV, докл. 4B-1 (1966).
24. W. J. Witteman, *J. Chem. Phys.* **35**, 1 (1961); *J. Chem. Phys.* **37**, 655 (1962).
25. E. T. Gerry, D. A. Leonard, *Appl. Phys. Letts* **8** (N 9), 227 (1966).
26. H. Statz, C. L. Tang, G. F. Coster, *IEEE J. Quant. Electron.* **QE-2** (N 4), стр. XXVI, докл. 4B-6 (1966).
27. T. J. Bridges, C. K. N. Patel, *Appl. Phys. Letts* **7** (N 9), 244 (1965).
28. *Атомные и молекулярные процессы*, под ред. Д. Бейтса, М., Мир, 1964.
29. W. J. Witteman, *IEEE J. Quant. Electron.* **QE-2** (N 4), стр. XXV, докл. 4B-4 (1966).
30. L. O. Hocker, M. A. Kovacs, C. K. Rhodes, G. W. Flynn, A. Javan, *Phys. Rev. Letts* **17** (N 5), 233 (1966).
31. J. A. Howe, *Appl. Phys. Letts* **7** (N 7), 21 (1965).
32. N. O. Sobrey, M. Gratt, *Quart. Rev. (London)*, **11**, 87 (1957).
33. Я. Б. Зельдович и Ю. П. Райзер, *Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений*, М., Физматгиз, 1963.
34. В. Беннет, в сб. «Лазеры», М., ИЛ, 1963, стр. 207.
35. C. K. N. Patel, P. K. Tien, I. H. McFee, *Appl. Phys. Letts* **7** (N 11), 290 (1965).
36. Дж. Хастед, *Физика атомных столкновений*, М., Мир, 1965.
37. С. Браун, *Элементарные процессы в плазме газового разряда*, М., Госатомиздат, 1961.
38. G. Moeller, J. D. Rigden, *Appl. Phys. Letts* **8** (N 3), 69 (1966).
39. Н. А. Капцов, *Электрические явления в газах и вакууме*, М., Гостехиздат, 1950.
40. *Electronic News* **11** (N 539) (1966).
41. *Electronic Component* **5** (N 9), 850 (1965).
42. W. J. Witteman, *J. Appl. Phys.* **37**, 2919 (1966).