

Численное исследование эффективности генерации СО-лазера на обертоновых или основных переходах в зависимости от ширины спектра генерации

А.К.Курносков, А.П.Напартович, С.Л.Шнырев

Для моделирования СО-лазера на смеси СО – N₂ развита численная модель с учетом процессов многоквантового колебательно-колебательного обмена. Теоретически исследованы энергетические характеристики СО-лазера, работающего либо на обертоновых, либо на основных переходах, в зависимости от числа колебательно-вращательных переходов, попадающих в полосу селективного резонатора. Особое внимание уделено прогнозу эффективности узкополосной генерации (на одном, трёх и пяти переходах) в зависимости от положения центра спектрального окна фильтра и добротности резонатора. Показано, что использование приближения одноквантового колебательно-колебательного обмена вносит большую ошибку в расчёт характеристик СО-лазера с узкополосным фильтром (1–5 переходов). Изучен закон роста энергии генерации с увеличением ширины полосы (от одного до 35 переходов) спектрального фильтра, центральная частота которого соответствует переходам 23 → 22 для основной полосы и 24 → 22 для обертона. Показано, что уже при генерации на пяти соседних переходах выходная энергия превышает 50 % от значений, достижимых в режиме свободной генерации.

Ключевые слова: СО-лазер, обертоновая полоса, спектр лазера, колебательная кинетика, разряд, узкополосный резонатор.

1. Введение

Эффективность СО-лазера, действующего на первом колебательном обертоне, существенно зависит от степени подавления генерации на переходах основной полосы, обладающих большим усилением [1–3]. Обычно селективность резонатора достигается при использовании дифракционных решеток или зеркал с многослойными диэлектрическими покрытиями. Оба этих способа не могут одновременно обеспечить высокую добротность резонатора в широком спектральном диапазоне на обертоне и большие потери в основной полосе, что требуется для достижения высокого КПД [3, 4].

Коэффициент отражения изготовленных отражателей оказывается весьма нерегулярной функцией частоты [3]. Благодаря этому при одной из комбинаций отражателей в [3] удалось подавить генерацию на переходах основной полосы и получить генерацию на пяти-шести соседних обертоновых переходах с достаточно высоким КПД (свыше 5 %). Это стимулировало проведенное в работе [4] теоретическое исследование энергетических характеристик частотно-селективного обертонового СО-лазера с узкополосным резонатором (ширина полосы 150–250 см⁻¹). Расчеты были выполнены с использованием упрощенной кинетической модели активной среды, учи-

тывающей только одноквантовые процессы колебательно-колебательного (VV) обмена.

Была рассмотрена генерация на трёх и пяти соседних колебательных переходах $v + 2 \rightarrow v$ для числа $v = 6 - 37$. Результаты расчетов, проведенных для условий, близких к экспериментально реализованным в работе [4], показали, что КПД генерации обертонового СО-лазера с таким резонатором сильно зависит от выбора центральной частоты и может достигать 4 % и 6 % при генерации на трех и пяти переходах соответственно. Было найдено, что энергия излучения распределена между соседними переходами в спектральном окне неравномерно, и максимальной эффективностью обладает нижний переход из выбранного окна.

В последние годы достигнут значительный прогресс в исследовании процессов VV-обмена на высоких колебательных уровнях молекул СО. В теоретических работах [5, 6] был рассчитан ряд констант скоростей процессов VV-обмена $CO(v) + CO(u) \rightarrow CO(v - m) + CO(u + m)$, где $m = 1, 2, 3, 4$ – число обмениваемых квантов; u, v – номера колебательных уровней сталкивающихся молекул. Как и ожидалось, константы скоростей многоквантовых процессов сравниваются по порядку величины с константами скоростей одноквантовых процессов в области высоких колебательных уровней.

В работах [8, 9] значения констант многоквантового VV-обмена были существенно обновлены за счет использования в расчетах более реалистичного полуклассического метода связанных состояний [7]. С помощью этого метода в работах [8, 10] были также рассчитаны константы скоростей процессов квазирезонансного несимметричного VV-обмена $CO(v) + N_2(u) \rightarrow CO(v - 2) + N_2(u + 1)$ и $CO(v) + CO(u) \rightarrow CO(v - 2) + CO(u + 1)$, которые вблизи

А.К.Курносков, А.П.Напартович. ФГУП «ГНЦ РФ – Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований», Россия, 142190 Троицк, Московская обл.; e-mail: apn@triniti.ru
С.Л.Шнырев. Московский инженерно-физический институт (государственный университет), Россия, 115409 Москва, Каширское ш., 31

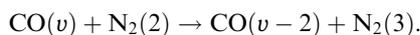
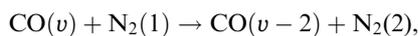
Поступила в редакцию 26 ноября 2003 г., после доработки – 22 июня 2004 г.

резонанса оказались сопоставимыми с константами скоростей одноквантовых процессов. Результаты данных работ инициировали пересмотр кинетической модели и создание полной модели многоквантового колебательного обмена (МКО) [11, 9], наиболее адекватно описывающей процессы энергообмена в области высоких колебательных уровней. Уточнение теоретической модели заметно сказалось и на расчетных характеристиках частотно-селективного обертонного СО-лазера [9], работающего на смеси СО – Не.

Появление модели МКО, более адекватно описывающей кинетические процессы в СО-лазере, даёт возможность теоретически предсказать со значительно большей надёжностью энергетические характеристики частотно-селективного обертонного СО-лазера в зависимости от числа колебательно-вращательных переходов, попадающих в спектральное окно узкополосного резонатора. Ранее в ряде экспериментальных и теоретических работ [12, 13] указывалось на возможность увеличения мощности на выделенном переходе как в основной полосе, так и на обертоном за счет радиационных каскадов с более высоких уровней. В модели МКО включены процессы VV'-обмена, при которых возможен «обход» зоны генерации. Это даёт основание ожидать, что характеристики лазеров, генерирующих в узком диапазоне, могут претерпеть заметные изменения. Были указания на то (см., напр., [13]), что сужение спектра генерации сопровождается сильным ухудшением энергетических характеристик СО-лазера на обертоном. Появление надёжной модели, хорошо описывающей процессы VV'-обмена, даёт основание для ревизии результатов расчётов в рамках приближения одноквантового обмена [4]. Поскольку такие же процессы имеют место и в основной полосе СО-лазера, нами проанализированы также аналогичные режимы генерации и на переходах фундаментальной полосы.

2. Теоретическая модель

Используемый нами набор констант скоростей МКО между молекулами СО описан в работе [9], суммирующей результаты полуклассических расчетов [8, 9]. Модель включает в себя процессы VV'-обмена внутри СО с числом обмениваемых квантов от одного до четырех, процессы несимметричного VV'-обмена между высоко-возбужденными и невозбужденными молекулами окиси углерода [8], $\text{CO}(v) + \text{CO}(0) \rightarrow \text{CO}(v-2) + \text{CO}(1)$, и процессы несимметричного VV'-обмена между молекулами СО и N_2 , константы скоростей которых были рассчитаны в работе [10]: $\text{CO}(v) + \text{N}_2(0) \rightarrow \text{CO}(v-2) + \text{N}_2(1)$. Кроме того, в кинетическую модель были дополнительно включены следующие процессы:



Константы скоростей этих процессов были рассчитаны путем проведения полуклассических траекторных вычислений с помощью метода связанных состояний, использованного ранее при расчете констант скоростей симметричного VV'-обмена между молекулами СО и N_2 [14]. Все детали теоретических вычислений описаны в упомянутой работе.

Необходимо отметить, что в смеси СО – N_2 при

криогенной и комнатной температурах населенности колебательных уровней молекул азота быстро спадают с номером уровня из-за преимущественной передачи колебательной энергии с молекул N_2 на молекулы СО вследствие дефекта энергии, сравнимого с газовой температурой T . Сравнение точных констант обмена между N_2 и СО, находимых в результате полуклассических расчетов [14], с упрощенными выражениями модифицированной SSH-теории показало, что ошибка при использовании этих выражений мала. В настоящей работе использована следующая аппроксимация констант VV'-обмена:

$$K_{v,v-1}^{u,u+1} = aZT \frac{v}{1-\delta v} \frac{u+1}{1-\delta(u+1)} \exp\left(\frac{\Delta E}{2T}\right) f(y(\Delta E, T)) F + bZ \frac{1}{T} \frac{v}{1-\delta v} |u+1|q|u|^2 \exp\left(\frac{\Delta E}{2T}\right) \exp\left(-\frac{\Delta E^2}{CT}\right),$$

где u, v – номера колебательных уровней сталкивающихся молекул N_2 и СО соответственно; $a = 6.61 \times 10^{-8} \text{ K}^{-1}$; $b = 4 \times 10^{-2} \text{ K}$; $C = 145 \text{ K}$; $\delta = 0.006$ – фактор ангармонизма; ΔE – дефект энергии в процессе обмена (в градусах Кельвина); Z – газокинетическая частота столкновений;

$$y(\Delta E, T) = 0.242 \frac{|\Delta E|}{\sqrt{T}};$$

f – функция адиабатичности,

$$f(y) = 8(\pi/3)^{1/2} y^{7/2} \exp(-3y^{2/3}), \quad y \geq 21.622;$$

$$f(y) = 0.5 \exp(-2y/3)[3 - \exp(-2y/3)], \quad y < 21.622;$$

$\langle u+1|q|u \rangle \approx (u+1)^{1/2}$ – матричный элемент квадрупольного момента молекулы азота; F – фактор, учитывающий притяжение молекул в процессе столкновений, который используется в том же виде, что и в работе [15].

Константы скоростей процессов колебательно-поступательной релаксации $\text{CO}(v) + \text{M} \rightarrow \text{CO}(v-1) + \text{M}$ и $\text{N}_2(v) + \text{M} \rightarrow \text{N}_2(v-1) + \text{M}$ ($\text{M} = \text{CO}, \text{N}_2$) также рассчитывались с помощью выражений модифицированной SSH-теории [15], аналогичных приведенным выше выражениям для констант скоростей VV'-обмена между молекулами СО и N_2 .

Система уравнений колебательной кинетики, балансных уравнений для интенсивности лазерного излучения в резонаторе и уравнения для поступательной температуры газа решалась совместно со стационарным уравнением Больцмана для функции распределения электронов по энергии (ФРЭЭ) в двухчленном приближении. При численном решении уравнения Больцмана для смеси СО – N_2 учитывались все основные процессы неупругого рассеяния электронов на молекулах, включая рассеяние электронов на колебательно-возбужденных молекулах (более подробно см. [16]). Следует отметить, что рассеяние электронов на колебательно-возбужденных молекулах происходит по двум каналам: через нестабильное состояние отрицательного иона, очень сильное для молекул на уровнях с $1 \leq v \leq 8$, и через потенциальное рассеяние, существенное для молекул на уровнях с $v \geq 20$. Уравнение Больцмана пересчитывалось с шагом по времени, определяемым по скорости изменения контролируемых параметров (E/n и относительная населенность первого колебательного уровня).

3. Результаты расчетов

При численном моделировании за основу были взяты несколько упрощенные в ряде отношений условия экспериментов [17]. В частности задавались следующие параметры среды и импульса накачки: плотность газа 0.2 Амага, смесь состава $\text{CO}:\text{N}_2 = 1:9$, начальная температура 100 К, параметр $E/n = 10^{-16}$ В·см², длительность импульса накачки 30 мкс, удельный энерговклад в импульсе 200 Дж·л⁻¹·Амага⁻¹. Форма импульсов тока и напряжения полагалась прямоугольной, плотность среды – постоянной. Расчёты выполнены при длине активной среды по лучу 1 м для двух добротностей резонатора, соответствующих потерям излучения на вывод за полный обход резонатора 10 % и 2.5 %. Все приведенные далее результаты для генерации на обертоне или на основной частоте получены для колебательно-вращательных переходов с фиксированным вращательным числом $J = 12$. Выбор этого вращательного числа для всех колебательных уровней объясняется его близостью к максимуму усиления. Дополнительная проверка показала, что учёт конкуренции вращательных переходов очень слабо влияет на исследуемые закономерности.

Как упоминалось выше, ранее задача о генерации на обертоне СО с узкополосным резонатором, выделяющим одну, три или пять линий (спектральное окно), численно анализировалась в рамках модели одноквантового обмена (ОКО). Чтобы высветить роль многоквантовых процессов, здесь приведено сравнение результатов расчётов по двум моделям: полной модели, описанной выше, и модели в приближении ОКО, описанной в [13].

Эффект от корректного описания VV'-обмена при прочих равных условиях виден из сравнения рис.1 и 2, на которых гистограммы показывают эффективность суммарной генерации на одном, трёх и пяти последовательных переходах как функцию номера самого нижнего уровня. Приближение ОКО (рис.1) в целом заметно занижает эффективность генерации. Если границы генерации со стороны нижних уровней (коротковолновые границы) для двух моделей различаются слабо, то длинноволновые границы ведут себя по-разному. Модель МКО пред-

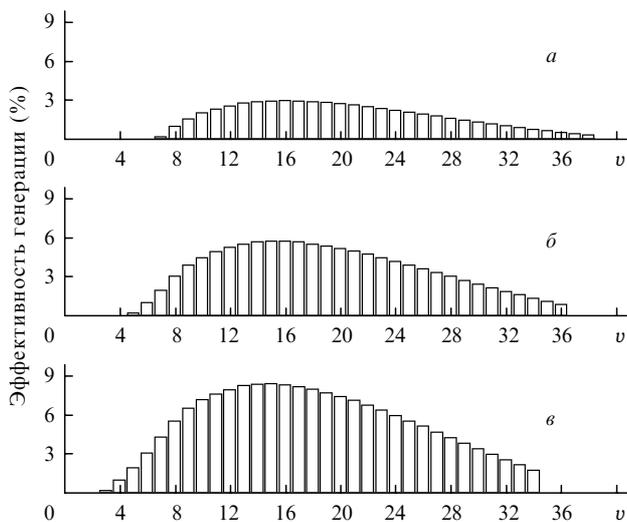


Рис.1. Зависимость эффективности генерации на обертоне от номера нижнего уровня v , рассчитанная по модели ОКО – генерация на одном переходе (а), на трех последовательных переходах (б), на пяти последовательных переходах (в); потери излучения в резонаторе 10 %.

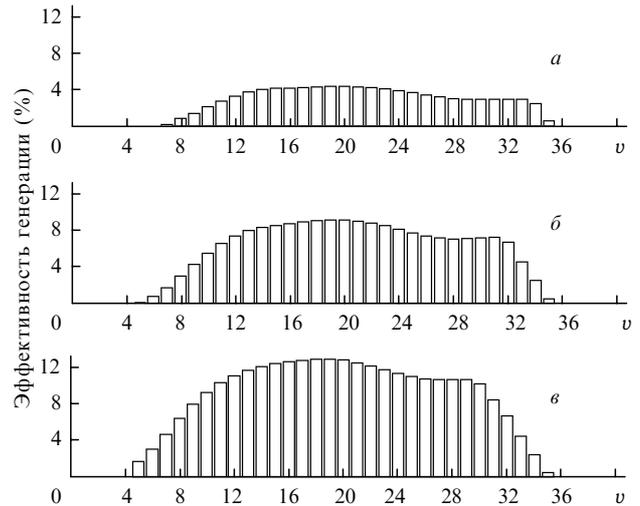


Рис.2. Зависимость эффективности генерации на обертоне от номера нижнего уровня v , рассчитанная по полной модели МКО при тех же условиях, что и на рис.1

сказывает независимость этой границы от ширины спектрального окна, а приближение ОКО даёт её сдвиг с увеличением ширины окна. Кроме того, существенно изменяется зависимость эффективности генерации от номера нижнего уровня для $v = 20 - 34$. Таким образом, можно сделать вывод, что приближение ОКО неприменимо для моделирования узкополосной генерации. Все дальнейшие результаты получены с использованием модели МКО.

Как и следовало ожидать, эффективность генерации (рис.2) растёт с числом переходов для всех $v < 34$. Для более высоких v увеличение числа переходов в спектральном окне резонатора не влияет на энергетическую эффективность, т. к. верхние уровни опустошены за счёт передачи энергии на нижние уровни азота в процессах несимметричного VV'-обмена. Наличие каскадных переходов приводит к заметному сдвигу коротковолновой границы (область малых v) в область меньших длин волн. При увеличении числа переходов с одного до трёх нижняя граница сдвигается на два уровня; с дальнейшим увеличением числа переходов до пяти сдвиг увеличивается ещё на один уровень. В целом рост мощности генерации с числом переходов приводит к КПД примерно 12 % для пяти переходов, заканчивающихся на уровне с $v \sim 20$. Представляет интерес выяснить, можно ли увеличить КПД такой узкополосной генерации, подняв добротность резонатора.

Из расчётов следует, что при уменьшении доли выводимого излучения до 2.5 % в отсутствие прочих потерь КПД обертоновых переходов увеличивается более чем в два раза (рис.3), вследствие чего максимальная эффективность для одного перехода составляет 10.2 % ($v = 12$), для трёх переходов – 19.5 % ($v = 12$) и для пяти переходов – 26.3 % ($v = 11$).

При такой добротности резонатора высокой оказывается также эффективность узкополосной генерации в основной полосе (рис.4). В частности, максимальная расчетная эффективность для основной полосы при генерации на одном переходе составила 17.8 % ($v = 7$), на трех переходах – 39 % ($v = 7$) и на пяти – 47 % ($v = 6$). Данные значения выше, чем при генерации на обертоне, и реализуются они на заметно более низких переходах. Оба эти

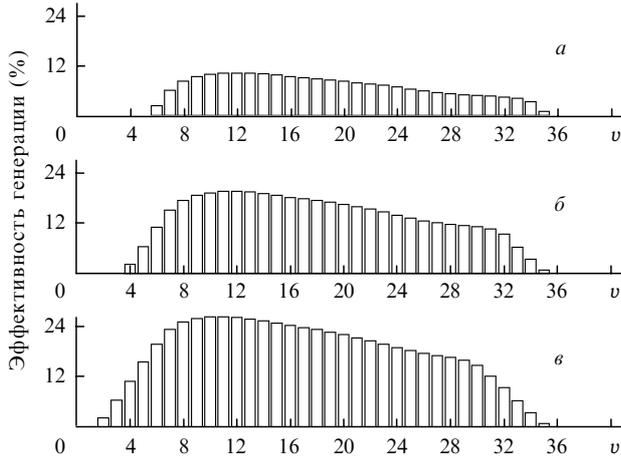


Рис.3. Зависимость эффективности генерации на обертоном от ν , рассчитанная по полной модели МКО при тех же условиях, что и на рис.1; здесь и на рис.4–6 потери излучения в резонаторе равны 2.5%.

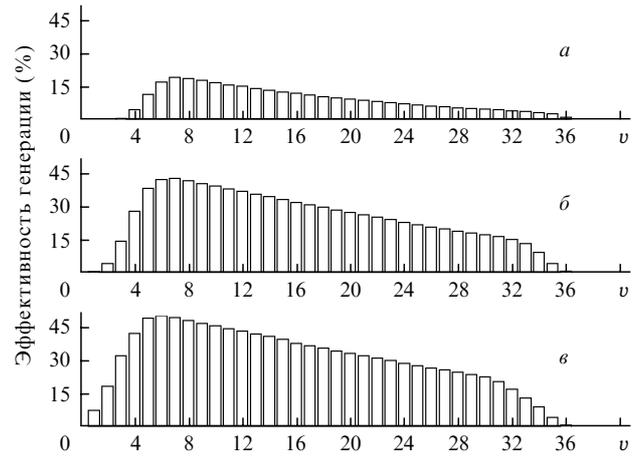


Рис.4. Зависимость эффективности генерации в основной полосе от номера нижнего уровня ν , рассчитанная по полной модели МКО при тех же условиях, что и на рис.1.

обстоятельства объясняются тем, что сечения вынужденных переходов в основной полосе при малых ν намного больше, чем для обертона.

Рассмотрим вопрос о распределении энергии излу-

чения между соседними рабочими переходами в узкополосном резонаторе. На рис.5 приведены спектры, рассчитанные при потерях излучения в резонаторе 2.5% для генерации на одиночных переходах на уровни с $\nu = 15, 20,$

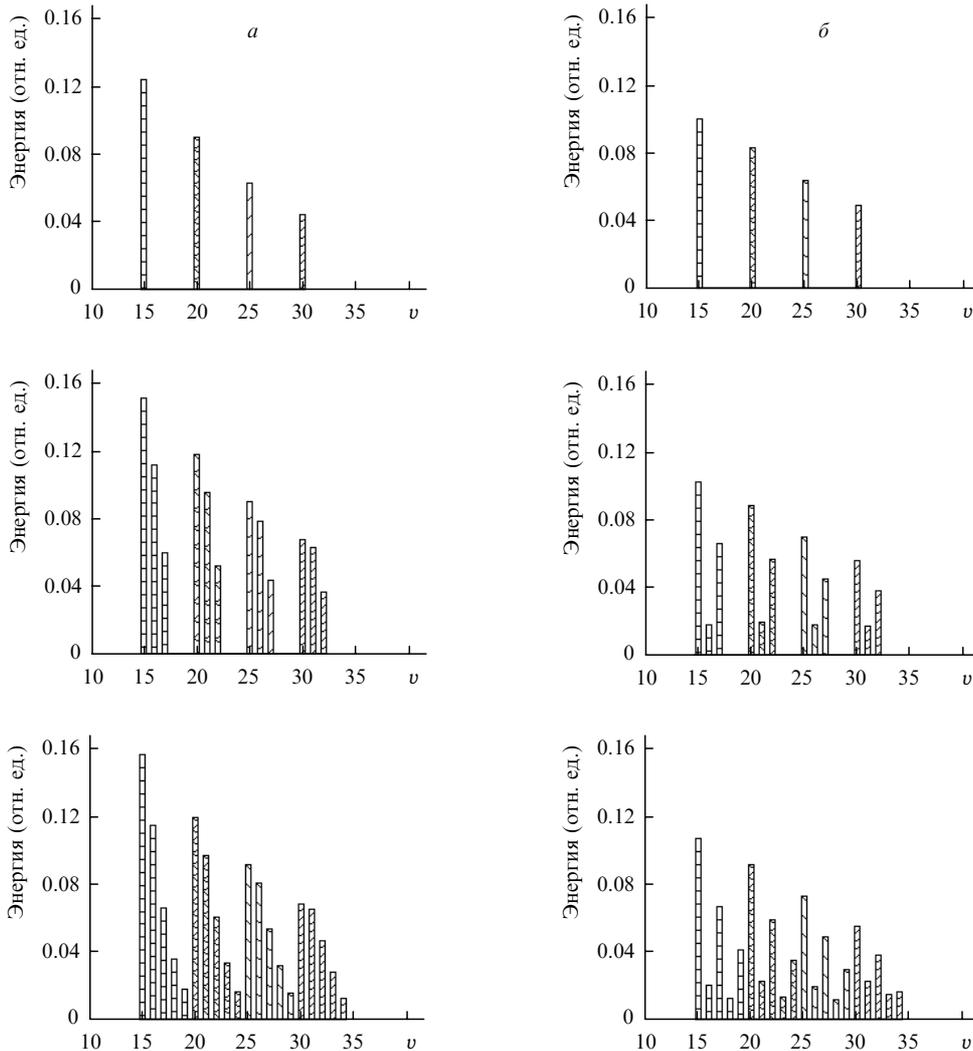


Рис.5. Спектры селективной узкополосной генерации в основной полосе (а) и на обертоном (б), рассчитанные при различных положениях спектрального окна резонатора ($\nu = 15, 20, 25, 30$) и при разной ширине этого окна (один, три, пять переходов).

25, 30, а также для генерации на трех и пяти переходах, заканчивающихся на тех же уровнях. Спектры рассчитаны как для обертона, так и для основной полосы.

Спектр генерации на обертоне имеет характерную структуру чередующихся по высоте пиков, что отмечалось ранее в [18]. Причина этого в том, что при обертоновой генерации связываются населенности не на соседних уровнях, а через один. Другой интересный эффект, который может быть использован практически, заключается в том, что энергия в лазерном импульсе, при заданной накачке пропорциональна эффективности, на нижнем переходе растёт с числом разрешённых переходов. Этот эффект, обусловленный наличием радиационных каскадов, отмечался и ранее [12, 13]. В табл.1 приведены эффективности генерации на нижнем переходе и на сумме переходов для разного их числа как для обертона, так и для основной полосы.

Общая энергия в разрешённом спектральном окне, естественно, растёт с его шириной. Из табл.1 следует, что с ростом полной энергии импульса энергия на нижнем переходе также увеличивается. При этом доля, приходящаяся на нижний переход, оказывается довольно большой. В частности, при обертоновой генерации на пяти переходах доля энергии нижнего перехода составляет 43 % суммарной энергии при $\nu = 15$ и уменьшается до 36 % при $\nu = 30$. Отметим, что вычисления для таких же условий по модели ОКО дают заметно большую долю энергии, приходящейся на нижний переход (50 % для $\nu = 15$ и 52 % для $\nu = 30$). Это обусловлено тем, что в модель МКО включены процессы VV-обмена, при которых возможен «обход» зоны генерации.

В основной полосе относительное увеличение эффективности генерации на нижнем уровне за счет влияния каскада в системе трёх переходов составляет 14 % для $\nu = 10$ и 56 % для $\nu = 30$. Дальнейшее увеличение числа рабочих линий до пяти даёт дополнительное увеличение эффективности на нижнем переходе, однако менее значительное. Относительный рост эффективности генерации на нижнем уровне для обертона с увеличением числа рабочих линий с одной до трёх составляет 10.7 % при $\nu = 10$ и 14.6 % при $\nu = 30$.

Табл.1.

Номер нижнего уровня	Число рабочих переходов	Эффективность генерации на нижнем переходе / на сумме переходов (%)	
		Обертон	Основная полоса
10	1	9.3 / 9.3	16.4 / 16.4
	3	10.3 / 19.1	18.7 / 38.1
	5	10.7 / 26.3	19.4 / 45.0
15	1	9.7 / 9.7	12.4 / 12.4
	3	10.2 / 18.5	15.1 / 32.17
	5	10.7 / 24.8	15.6 / 39.0
20	1	8.3 / 8.3	9.0 / 9.0
	3	8.8 / 16.4	11.7 / 26.4
	5	9.2 / 22.0	11.9 / 32.7
25	1	6.3 / 6.3	6.3 / 6.3
	3	6.9 / 13.2	8.9 / 21.0
	5	7.2 / 18.2	9.1 / 27.2
30	1	4.8 / 4.8	4.4 / 4.4
	3	5.5 / 11.1	6.7 / 16.6
	5	5.3 / 14.8	6.8 / 22.0

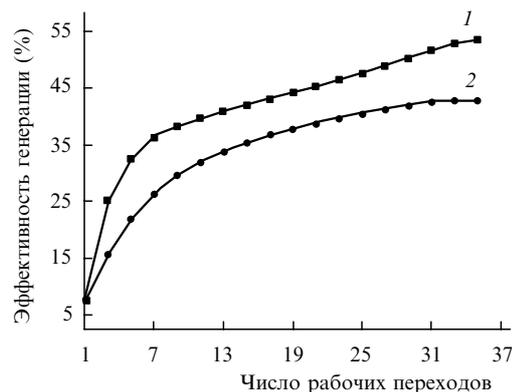


Рис.6. Зависимости эффективности генерации СО-лазера от числа рабочих переходов в селективном резонаторе при фиксированном центральном переходе с $\nu = 22$ – генерация в основной полосе (1) и генерация на обертоне (2).

Возникает вопрос: по какому закону растёт полная мощность генерации с увеличением ширины спектра? Для рассматриваемого класса спектральных фильтров с полочкообразной характеристикой пропускания имеются два параметра, от которых, очевидно, будет зависеть ответ. Это – положение центра разрешённой полосы и её ширина. Для определённости расположением центрального перехода считалось фиксированным, а варьировалась ширина спектрального окна. Предполагалось, что общее число разрешённых переходов N в резонаторе, симметрично расположенных относительно центрального перехода, является нечетным. Чтобы исследовать эффект варьирования ширины спектрального окна в больших пределах, в качестве центрального был взят переход с $\nu_c = 22$. Расчеты были проведены для всех нечетных N в интервале от одного до 35. Верхний предел соответствует свободной генерации. Расчетные зависимости эффективности лазера, генерирующего в основной полосе либо на обертоне, от числа рабочих переходов N приведены на рис.6. Видно, что расчётные значения энергетической эффективности на переходах $23 \rightarrow 22$ и $24 \rightarrow 22$ весьма близки. Данный результат является следствием выбора центрального перехода с $\nu_c = 22$. На расчётных кривых видны два характерных участка ($c N \leq 7$ и $N \geq 7$), различающихся наклоном. На начальном участке происходит быстрый рост эффективности, так что расчётная эффективность при генерации на пяти соседних переходах составляет уже больше половины ее значения при свободной генерации. Более быстрое увеличение эффективности генерации в основной полосе при $N \geq 25$ вызвано подключением переходов между низкими уровнями молекулы СО (номер нижнего уровня в разрешённой полосе есть $22.5 - N/2$).

4. Заключение

Таким образом, в работе показано, что использование приближения одноквантового VV-обмена вносит большую ошибку в расчёт характеристик СО-лазера с узкополосным фильтром (один-пять переходов) как в основной полосе, так и на обертоне. В рамках полной модели, позволяющей делать надёжный прогноз лазерных характеристик, изучена зависимость поведения эффективности узкополосной генерации (на одном, трёх и пяти переходах) на обертоне и в основной полосе от по-

ложения центра спектрального окна фильтра и добротности резонатора. Изучен эффект роста энергии излучения на одном переходе при увеличении числа каскадных переходов до пяти. Отмечено, что при использовании полной модели предсказываемый эффект меньше, чем при использовании модели в приближении ОКО.

Изучен закон роста энергии генерации с увеличением ширины полосы спектрального фильтра вокруг частоты, соответствующей переходам $23 \rightarrow 22$ для основной полосы и $24 \rightarrow 22$ для обертона. Показано, что уже при генерации на пяти соседних переходах выходная энергия составляет более половины энергии, достижимой в режиме свободной генерации.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (грант №02-02-17217) и гранта Президента РФ (НШ-794.2003.2).

1. Басов Н.Г., Казакевич В.С., Ковш И.Б. *Квантовая электроника*, **7**, 1973 (1980).
2. Конев Ю.Б., Кочетов И.В. и др. *Инженерно-физический журнал*, **41**, 514 (1981).
3. Basov N.G., Hager G.D., Ionin A.A., et al. *IEEE J. Quantum Electron.*, **36**, 810 (2000).
4. Басов Н.Г., Ионин А.А., Котков А.А. и др. *Квантовая электроника*, **30**, 771 (2000).
5. Cacciatore M., Billing G.D. *Chem. Phys.*, **58**, 395 (1981).
6. Billing G.D., Cacciatore M. *Chem. Phys. Lett.*, **94**, 218 (1983).
7. Billing G.D. *Comp. Phys. Rept.*, **1**, 237 (1984).
8. Coletti C., Billing G.D. *J. Chem. Phys.*, **113**, 4869 (2000).
9. Billing G.D., Coletti C., Kurnosov A.K., Napartovich A.P. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, **36**, 1175 (2003).
10. Cacciatore M., Kurnosov A., Napartovich A. *Proc. Int. Conf. ICPEAC' 2001* (Santa Fe, NM, USA, 2001, p. 596).
11. Ionin A.A., Klimachev Y.M., Kotkov A.A., et al. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **34**, 2230 (2001).
12. Ананьев В.Ю., Данилычев В.А., Ионин А.А., Лыткин А.П. *Квантовая электроника*, **14**, 1974 (1987).
13. Белых А.Д., Гурашвили В.А., Напартович А.П. и др. *Квантовая электроника*, **22**, 333 (1995).
14. Kurnosov A., Cacciatore M., Billing G. D. *J. Phys. Chem. A*, **107**, 2403 (2003).
15. Smith N.S., Hassan H.A. *AIAA J.*, **14**, 374 (1976).
16. Кочетов И.В., Курносов А.К., Напартович А.П., Шнырев С.Л. *Физика плазмы*, **28**, 1128 (2002).
17. Басов Н.Г., Ионин А.А., Климачев Ю.М. и др. *Квантовая электроника*, **32**, 404 (2002).
18. Ionin A., Kotkov A., Kurnosov A., et al. *Opt. Commun.*, **178**, 377 (2000).