

Влияние добавок молекулярного кислорода на коэффициент усиления и генерационные характеристики криогенного щелевого обертонового СО-лазера с накачкой ВЧ разрядом

А.А.Ионин, А.Ю.Козлов, И.В.Кочетов, А.К.Курносков,
А.П.Напартович, О.А.Рулев, Д.В.Синицын

Выполнены расчеты влияния добавок молекулярного кислорода в активную среду криогенного щелевого обертонового СО-лазера с накачкой ВЧ разрядом, действующего без прокачки активной среды, на пороговые условия возникновения генерации, а также на спектральные и энергетические характеристики лазерного излучения. Результаты моделирования показали хорошее согласие с экспериментальными данными, полученными в начальный период работы установки, и существенное различие с данными, полученными после ее выхода на стационарный режим работы. При этом модель достаточно хорошо описывает характеристики моноимпульсного электроионизационного СО-лазера, работающего при использовании, в том числе, и кислородсодержащих газовых смесей. Формы импульсов генерации криогенного щелевого СО-лазера с импульсно-периодической ВЧ накачкой, излучающего на переходах основной полосы молекулы СО, и доли вкладываемой в ВЧ разряд мощности накачки, идущие на возбуждение колебательных и электронно-возбужденных состояний молекул, полученные при использовании той же расчетной модели, достаточно хорошо согласуются с экспериментальными данными. Анализируются причины расхождения некоторых других расчетных и экспериментальных данных.

Ключевые слова: щелевой СО-лазер, обертоновые переходы, модельные расчеты, добавки кислорода, поперечный ВЧ разряд.

1. Введение

Из всех типов газовых лазеров планарные (щелевые) конструкции с накачкой высокочастотным (ВЧ) разрядом являются одними из наиболее компактных и характеризуются высокой удельной мощностью излучения. Отвод тепла из активной среды таких лазеров осуществляется за счет термодиффузии через поверхности электродов. При этом сами электроды могут охлаждаться с помощью различных хладагентов вплоть до криогенных температур. Особенно требовательным к температуре активной среды является СО-лазер [1–3]. Его эффективность и ширина спектрального диапазона излучения значительно возрастают при глубоком охлаждении активной среды, а эффективная генерация на обертоновых переходах молекулы СО была получена только при охлаждении до криогенных температур [4]. Непрерывные и импульсно-периодические СО-лазеры с криогенным охлаждением до недавнего времени работали только при прокачке активной среды через область разряда (см., напр., [5–7]). При глубоком охлаждении некоторые продукты плазмохимических реакций с участием молекул СО, неизбежно проте-

кающих в плазме газового разряда, могут конденсироваться на холодных внутренних элементах конструкции, выпадая из дальнейшего участия в обратных реакциях, которые эффективны при более высоких температурах. В результате это приводит к деградации активной среды, и для работы СО-лазеров с криогенным охлаждением необходима замена (прокачка) смеси в процессе работы, что в свою очередь увеличивает сложность и габариты лазерной установки. В связи с этим количество работ по исследованию криогенных планарных (щелевых) непрерывных и импульсно-периодических СО-лазеров без прокачки активной среды крайне ограничено [8–10].

Относительно недавно в Лаборатории газовых лазеров ФИАНа был создан щелевой СО-лазер с накачкой ВЧ разрядом и криогенным охлаждением электродов, который может работать достаточно длительное время в квазиотпаянном режиме [11–14]. При этом средняя мощность излучения на обертоновых переходах молекулы СО в диапазоне длин волн 3.0–3.5 мкм достигала 2 Вт [14]. Такие результаты были получены за счет использования в качестве активной среды газовых смесей с аномально большим для СО-лазеров начальным содержанием кислорода – до 50% от концентрации молекул СО.

В экспериментах [11–14] было обнаружено, что при больших начальных концентрациях O_2 ($[O_2] \sim 0.5[CO]$) генерация возникала с задержкой в несколько минут после включения импульсно-периодического ВЧ разряда. После выхода средней мощности генерации на стационарный уровень ресурс работы лазера до заметной деградации газовой смеси и прекращения генерации (полный рабочий цикл) превышал 10^6 импульсов (при частоте их следования 300–400 Гц время непрерывной работы составляло ~ 1 ч). При использовании бескислородной сме-

А.А.Ионин, А.Ю.Козлов, О.А.Рулев, Д.В.Синицын. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; e-mail: aion@sci.lebedev.ru

И.В.Кочетов, А.К.Курносков, А.П.Напартович. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; АО «ГНЦ РФ Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований», Россия, 142190 Москва, Троицк, ул. Пушкинских, влад.12

Поступила в редакцию 20 марта 2018 г., после доработки – 11 мая 2018 г.

си СО–Не генерация возникала сразу после включения разряда, но быстро (за 1–2 мин) прекращалась. Кроме того, в полном рабочем цикле лазера без замены газовой смеси наблюдался ряд особенностей, которые ранее не находили объяснений, а именно: при начальной концентрации O_2 в интервале $(0.1–0.3)[CO]$ генерация начиналась сразу же после включения ВЧ разряда с тем большего уровня выходной мощности, чем меньше была концентрация O_2 , при этом стационарный уровень мощности лазера соответствовал начальной выходной мощности лазера на бескислородной смеси; примерно в середине полного рабочего цикла во всех режимах наблюдалось относительно быстрое увеличение выходной мощности (на $\sim 15\%$ за 1–2 мин).

Теоретический анализ наблюдаемых эффектов определил цель и основное содержание настоящей работы. В ней приведены результаты теоретических расчетов параметров и характеристик отпаянного щелевого СО-лазера, работающего на смесях СО– O_2 –Не с накачкой импульсно-периодическим ВЧ разрядом и с криогенным охлаждением электродов [14]. Обсуждается, как изменения состава активной среды в результате протекания плазмохимических процессов влияют на характеристики этого лазера.

2. Теоретическая модель

Расчет характеристик СО-лазера осуществлялся в рамках пространственно однородной модели, когда при расчетах характеристик ВЧ разряда приэлектродными слоями пренебрегалось. Величина приведенного электрического поля в плазме определялась равенством скоростей процессов образования и гибели электронов и для условий эксперимента составляла ~ 20 Тд. Расчеты концентрации электронов в ВЧ разряде проводились для положительного столба разряда постоянного тока в предположении равенства расчетной мощности, вкладываемой в разряд постоянного тока, и измеренной мощности ВЧ разряда. Возможность использования такого приближения обоснована в работе [15]. Сопоставление полученных таким образом значений приведенного электрического поля и концентрации электронов с результатами моделирования ВЧ разряда в рамках одномерной модели [16] показало их разумное согласие.

При расчетах коэффициентов усиления и генерационных характеристик СО-лазера, работающего на переходах фундаментальной полосы ($v + 1 \rightarrow v$; v – номер колебательного уровня) или на переходах первого колебательного обертона ($v + 2 \rightarrow v$), решались уравнения колебательной кинетики для активной среды, состоящей из смеси газов СО– O_2 –Не при полном давлении $p = 22$ Тор и начальной температуре $T_0 \sim 110$ К, в которой кислород является малой примесью. Эти уравнения решались совместно с уравнением Больцмана для функции распределения электронов по энергии (ФРЭЭ), что позволяло адекватно учитывать энергообмен между электронами и молекулярными колебаниями. Использовалось предположение о постоянстве давления активной среды, что оправдано наличием значительного буферного объема (~ 15 л), во много раз превышающего объем области ВЧ разряда (~ 20 см³). Учет процессов диффузии колебательно-возбужденных молекул на электроды и последующих процессов гетерогенной релаксации осуществлялся в

τ -приближении [17]. При данных предположениях система уравнений, описывающая эволюцию населенностей колебательных уровней n_v молекул СО вплоть до уровня с $v = 50$ и молекул O_2 до уровня с $v = 20$ в центральной области ВЧ разряда, имела следующий вид:

$$\frac{dn_v}{dt} = R_{cv}^v + R_{vv}^v + R_{sp}^v + R_{ind}^v - \frac{n_v}{\tau_d} - \frac{n_v}{T} \frac{dT}{dt}, \quad (1)$$

где R_{cv}^v , R_{vv}^v , R_{vt}^v , R_{sp}^v , R_{ind}^v – скорости изменения населенности уровня с номером v электронным ударом, в процессах VV-обмена и VT-релаксации, при спонтанном и индуцированном излучении соответственно; τ_d – диффузионное время. Эти члены кинетических уравнений вычислялись в соответствии с теоретической моделью активной среды электроразрядного СО-лазера, описанной в работах [4, 18] и обобщенной в работе [19] на случай использования кислородсодержащих смесей СО– O_2 –Не. Заметим, что применяемая модель хорошо описывает динамику коэффициента усиления на разных переходах монопериодического электроионизационного СО-лазера с кислородсодержащей активной средой [19].

Диффузионное время τ_d рассчитывалось с учетом геометрии активного объема, у которого ширина межэлектродного зазора L намного меньше его длины и высоты [17, 20]:

$$\tau_d = \frac{\Lambda^2}{D} + \frac{2 - \varepsilon}{\varepsilon} \frac{L}{\bar{u}}, \quad (2)$$

где $\Lambda = L/\pi$ – характерная диффузионная длина; D – коэффициент диффузии молекул СО в Не [21]; ε – коэффициент аккомодации колебательно-возбужденных молекул на стенке; \bar{u} – средняя скорость теплового движения молекул. Второе слагаемое в (2) учитывает гетерогенную релаксацию колебательно-возбужденных молекул в исследованных режимах работы СО-лазера. Величина коэффициента аккомодации молекул СО на стенке, зависящая от материала электродов и других факторов, нам неизвестна. В расчетах была выявлена слабая чувствительность результатов моделирования усилительных и генерационных характеристик лазера к величине ε , которая варьировалась в диапазоне 0.05–0.5. Заметим, что при уменьшении давления газа вклад указанных процессов в кинетические уравнения (1) возрастает.

Температура T активной среды рассчитывалась с учетом ее прямого нагрева в разряде, а также нагрева, обусловленного диссипацией колебательной энергии при VV-обмене и VT-релаксации, и охлаждения за счет теплоотвода на охлаждаемые электроды, которое учитывалось в τ -приближении:

$$\frac{dT}{dt} = \frac{W}{kNC_p} + \frac{W^*}{kNC_p} - \frac{T - T_0}{\tau}, \quad (3)$$

где W – удельная мощность прямого нагрева; W^* – мощность диссипативных потерь; k – постоянная Больцмана; N – концентрация частиц; C_p – теплоемкость смеси при постоянном давлении; T_0 – температура стенки; $\tau = kNC_p \times L^2(\lambda\pi^2)^{-1}$; λ – коэффициент теплопроводности смеси, который определялся по значениям коэффициентов теплопроводности отдельных газов [22] с использованием процедуры, описанной в [23].

Рассчитанная при этом доля мощности накачки, вкладываемая в колебания молекул СО, зависела от степени их колебательного возбуждения. Например, при импульсной мощности ВЧ разряда $P_{RF} = 350$ Вт, $F = 400$ Гц и коэффициенте заполнения $s = 20\%$ (F – частота следования импульсов ВЧ накачки, s – отношение длительности отдельного импульса к периоду их следования) эта доля в смесях СО:Не = 1:10 и СО:О₂:Не = 1:0.1:10 составляла в среднем ~60%. При этом доля мощности разряда, расходуемая на возбуждение электронно-возбужденных состояний молекул СО, была равна ~40%, из которых примерно половина уходила на прямой нагрев смеси в таких условиях.

Интенсивность лазерного излучения I_{vj} на колебательно-вращательном переходе $v + m, j - 1 \rightarrow v, j$ ($m = 1$ – основная колебательная полоса, $m = 2$ – обертоновая полоса молекулы СО) вблизи оси резонатора, совпадающей с главной осью симметрии активного межэлектродного объема, рассчитывалась в простейших предположениях с использованием уравнения баланса фотонов в резонаторе:

$$\frac{dI_{vj}}{dt} = c(g_{vj} - G_{th})I_{vj} + \frac{Z\Omega}{4\pi}n_{v+m}A_{v+m}, \quad (4)$$

где c – скорость света; Z – длина резонатора; Ω – угловая апертура выходного зеркала; g_{vj} и G_{th} – коэффициент усиления на рассматриваемом колебательно-вращательном переходе и его пороговое значение; n_{v+m} и A_{v+m} – населенность верхнего колебательного уровня и коэффициент Эйнштейна рассматриваемого колебательного перехода.

Рассчитывались характеристики криогенного щелевого СО-лазера [14, 24], активная среда которого возбуждалась импульсно-периодическим емкостным поперечным ВЧ разрядом с несущей частотой 60 МГц. Расстояние между электродами составляло 3 мм, ширина электродов была равна 16 мм, длина – 400 мм.

3. Результаты расчетов и их обсуждение

3.1. Динамика температуры активной среды

На рис.1 приведена расчетная динамика температуры газа на главной оси симметрии активного межэлектродного объема при $P_{RF} = 350$ Вт, $F = 400$ Гц и $s = 20\%$ как при наличии лазерной генерации, так и в ее отсутствие. Результаты вычислений для газовых смесей СО–О₂–Не с различным содержанием О₂ показывают, что при данных

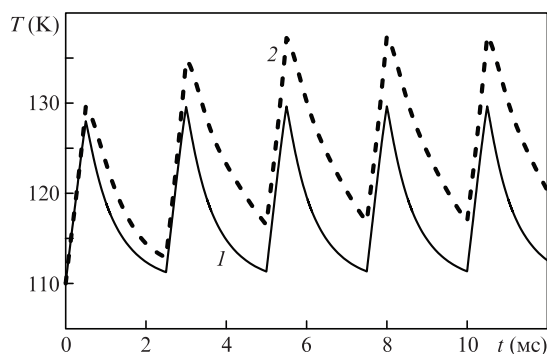


Рис.1. Динамика температуры активной среды, рассчитанная при наличии генерации (1) и в ее отсутствие (2) при $P_{RF} = 350$ Вт, $F = 400$ Гц, $s = 20\%$, смесь СО:О₂:Не = 1:0.3:10, $p = 22$ Тор.

условиях возбуждения стационарный температурный режим устанавливается уже к третьему импульсу накачки, а разность температур при наличии или в отсутствие лазерной генерации не превышает 10 К.

3.2. Влияние добавок молекулярного кислорода в активную среду на коэффициент усиления слабого сигнала и пороговые условия возникновения лазерной генерации обертонового СО-лазера

Расчетная динамика коэффициентов усиления слабого сигнала (КУСС) в центральной части активной среды вблизи оси резонатора позволяет судить о возможности или невозможности получения генерации при изменении параметров резонатора или активной среды. В связи с этим исследование влияния добавок молекулярного кислорода в активную среду ВЧ СО-лазера на динамику КУСС представляет несомненный интерес. Расчеты динамики КУСС на переходах в обертоновой полосе показали, что для них добавки молекулярного кислорода в исходную смесь существенно сказываются на величине КУСС, а также на мощности и спектре лазерной генерации. (В отличие от основной полосы, где само значение КУСС гораздо выше и влияние добавок молекулярного кислорода к смеси СО:Не = 1:10 проявлялось незначительно.) По этой причине большинство расчетов было проведено именно для переходов обертоновой полосы молекулы СО. Результаты расчетов КУСС на переходах шести полос первого колебательного обертона молекулы СО в смесях СО–О₂–Не с различным содержанием молекулярного кислорода X приведены на рис.2. Зависимости 1–6 на этих рисунках соответствуют колебательно-вращательным переходам $v + 2 \rightarrow v$ P(J) (J – вращательное квантовое число нижнего колебательного уровня перехода) 18 → 16 P(12), 19 → 17 P(12), 20 → 18 P(12), 21 → 19 P(12), 23 → 21 P(12), 31 → 29 P(12), длины волн излучения которых лежат в спектральном диапазоне 2.95–3.63 мкм. Отсчет времени на этих рисунках ведется от момента включения первого разрядного импульса (к 5-му импульсу генерации, начало которого соответствует 10-й миллисекунде, гарантированно устанавливается постоянный температурный режим активной среды (см. рис.1)).

В смеси СО:Не = 1:10 ($X = 0$) расчетная динамика КУСС на переходах между высокими колебательными уровнями указывает на возможность широкополосной генерации в обертоновой полосе. При переходе к смеси СО:О₂:Не = 1:0.1:10 коэффициент усиления на всех переходах существенно снижается. В смеси СО:О₂:Не = 1:0.3:10 на переходе 20 → 18 P(12) (кривая 3 на рис.2,в) усиление не превышает 0.05 м^{-1} , а на переходах между более высокими уровнями вместо усиления должно наблюдаться поглощение. В смеси СО:О₂:Не = 1:0.5:10 (рис.2,г) усиления нет на всех переходах с $v > 17$. Учитывая тот факт, что длина волны, соответствующая переходам этой полосы, составляет примерно 3 мкм, более коротковолновые переходы появиться в спектре также не могут, поскольку при $\lambda < 3$ мкм пороговое значение коэффициента усиления в используемом в экспериментах резонаторе быстро растет с уменьшением длины волны излучения, что иллюстрирует рис.3. Следовательно, в рассматриваемых экспериментальных условиях для смеси СО:О₂:Не = 1:0.5:10 обертоновая генерация вообще не должна была наблюдаться.

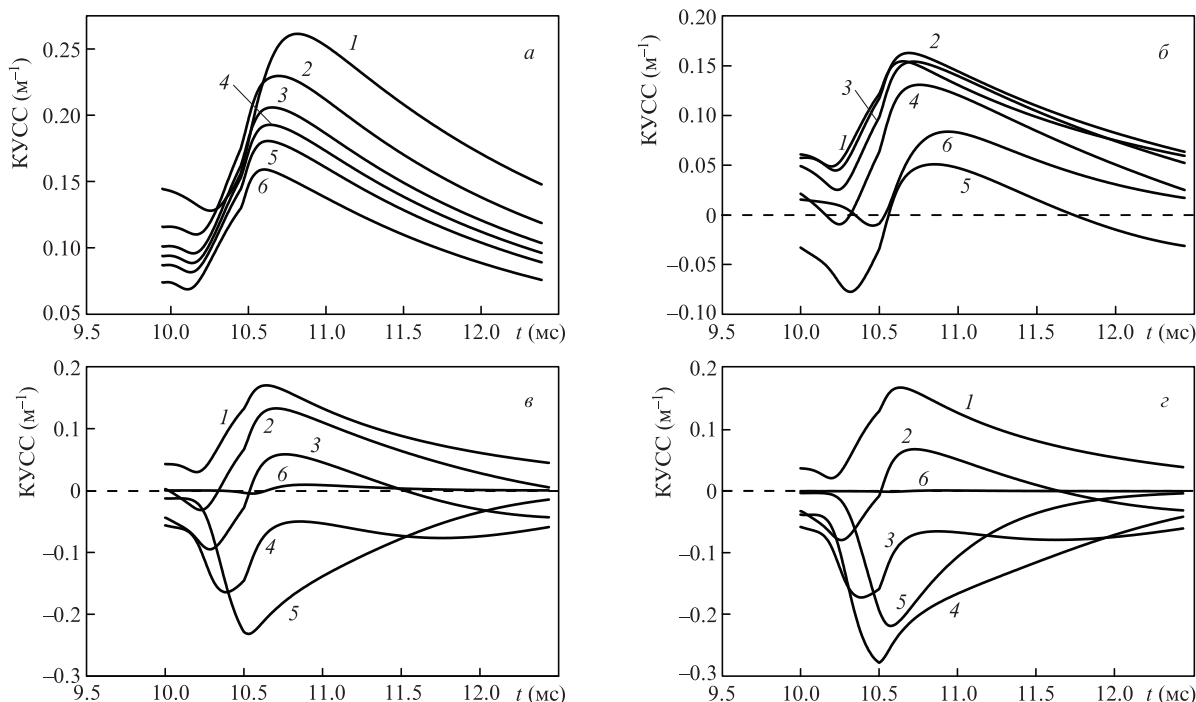


Рис.2. Динамика КУСС на переходах первого колебательного обертона в активной среде криогенного СО-лазера с ВЧ накачкой с различным содержанием кислорода при $P_{RF} = 350$ Вт, $F = 400$ Гц, $s = 20\%$, $CO:O_2:He = 1:X:10$, $X = 0$ (а), 0.1 (б), 0.3 (в), 0.5 (г); переходы $v + 2 \rightarrow v$ P(12), $v = 16$ (1), 17 (2), 18 (3), 19 (4), 21 (5) и 29 (6).

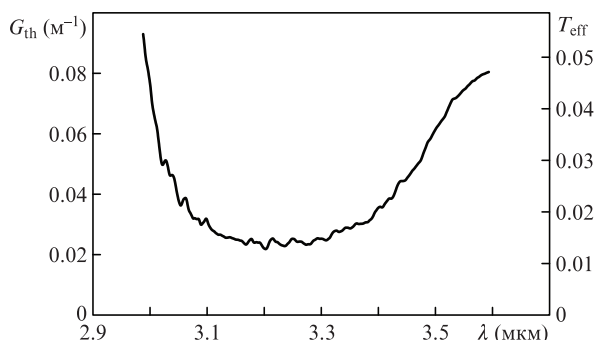


Рис.3. Спектральная зависимость эффективной прозрачности T_{eff} лазерного резонатора, использовавшегося в экспериментах [14], и пороговые значения коэффициента усиления G_{th} на обертоновых переходах молекулы СО, рассчитанные для этих условий.

3.3. Влияние добавок молекулярного кислорода в активную среду на расчетные характеристики лазерной генерации на переходах обертоновой полосы молекулы СО

3.3.1. *Мощность генерации обертонового СО-лазера.* Представленные выше результаты расчетов динамики КУСС на обертоновых переходах молекулы СО в присутствии добавок O_2 позволяют понять, как эти добавки влияют на динамику средней мощности генерации, наблюдаемую в экспериментах с использованием резонатора, характеристики которого приведены на рис.3. Измеренные в экспериментах [14, 24] зависимости средней мощности генерации обертонового СО-лазера от времени при различных начальных концентрациях кислорода X в смеси $CO:O_2:He = 1:X:10$ представлены на рис.4.

Эти эксперименты показали, что в отсутствие добавок O_2 генерация на обертоновых переходах исчезает за 1–1.5 мин (такой же эффект наблюдался и при генерации

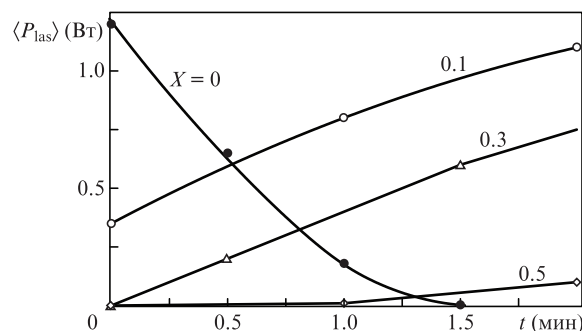


Рис.4. Временная динамика средней мощности излучения обертонового СО-лазера при различных начальных концентрациях кислорода в смеси $CO:O_2:He = 1:X:10$ [14, 24].

в фундаментальной полосе). В этом случае основным каналом деградации активной среды в ВЧ разряде является процесс диссоциации окиси углерода с последующим вымерзанием ее продуктов (С и CO_2) на криогенных внутренних элементах лазерной камеры (см., напр., [25–27]).

Из этих же экспериментальных данных видно, что непосредственно после включения ВЧ разряда в смесях $CO:O_2:He = 1:0.3:10$ и $1:0.5:10$ мощность генерации близка к нулю, что объясняется высоким начальным содержанием O_2 в активной среде. Рассмотрение динамики КУСС в этих смесях (см. рис.2, в, г) позволяет сделать вывод, что при использовании резонатора, характеристики которого указаны на рис.3, генерация на обертоновых переходах в полосах от $20 \rightarrow 18$ до $31 \rightarrow 29$ невозможна. А возможная генерация в полосах $18 \rightarrow 16$ и $19 \rightarrow 17$ должна быть малоэффективной из-за чрезвычайно незначительного превышения коэффициента усиления над пороговым значением.

Тот факт, что при использовании смесей $CO:O_2:He = 1:0.3:10$ и $1:0.5:10$ генерация на обертоновых переходах

возникает лишь через некоторое время после включения ВЧ разряда, можно объяснить уменьшением содержания X молекулярного кислорода в смеси при включенном ВЧ разряде до $X < 0.3$ (по крайней мере в активном межэлектродном объеме). Последующий рост мощности излучения и выход ее на максимальные значения указывает, в первую очередь, на дальнейшее уменьшение концентрации O_2 в активном объеме в газовой фазе и ослабление вклада процессов VV' -обмена колебательно-возбужденных молекул CO с молекулами O_2 на нижних колебательных уровнях в кинетику населенностей молекул CO на высоких колебательных уровнях. Уменьшение концентрации молекул O_2 со временем объясняется, по-видимому, процессами диссоциации молекулярного кислорода в ВЧ разряде с образованием атомарного кислорода и озона с участием этих продуктов в различных гомогенных и гетерогенных химических реакциях. Последние, вероятно, играют существенную роль в реальных экспериментах, однако их учет при моделировании затруднителен.

Сопоставляя текущее значение мощности генерации с ее начальным уровнем при малых добавках O_2 , можно судить и об абсолютном значении концентрации молекулярного кислорода, достигаемом к данному моменту времени в активном межэлектродном объеме. Так, например, из зависимостей, приведенных на рис.4, можно заключить, что для смеси с начальной концентрацией кислорода $X = 0.3$ через интервал времени ~ 1 мин после включения ВЧ разряда концентрация O_2 в активном объеме должна снизиться до $X \sim 0.1$, поскольку средняя мощность лазера в этот момент становится примерно равной мощности лазера на смеси с $X = 0.1$ в начальный момент времени.

Таким образом, уровень мощности генерации на обертоновых переходах в резонаторе, характеристики которого приведены на рис.3, можно использовать для определения текущей концентрации O_2 в активном объеме для рассматриваемого ВЧ CO -лазера.

На рис.5 сравниваются расчетная и экспериментально измеренная зависимость средней мощности генерации лазера $\langle P_{\text{las}} \rangle$ на обертоновых переходах молекулы CO от начальной концентрации молекулярного кислорода X , полученные с резонатором, характеристики которого приведены на рис.3. Расчетная зависимость нормирована таким образом, чтобы результаты расчета совпадали с результатами измерений средней мощности для бескислородной смеси $CO-He$ ($X = 0$). Экспериментальные значения на этом рисунке определены в начальный момент

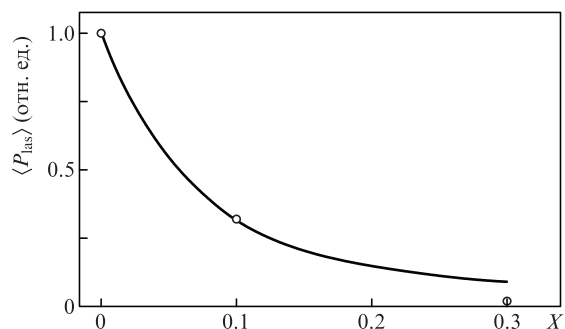


Рис.5. Расчетная зависимость средней мощности генерации на обертоновых переходах молекулы CO от содержания кислорода X в исходной смеси $CO:O_2:He = 1:X:10$ при $P_{RF} = 350$ Вт, $F = 400$ Гц, $s = 20\%$. Точки – экспериментальные данные, соответствующие начальным условиям рис.4.

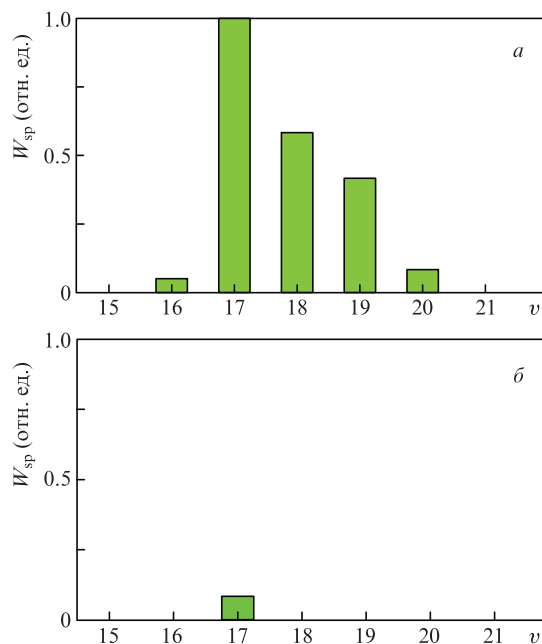


Рис.6. Спектры лазерного излучения на переходах $v + 2 \rightarrow v$ обертоновой колебательной полосы молекулы CO в смесях $CO:O_2:He = 1:X:10$ с $X = 0.1$ (a) и 0.3 (б). Параметры, использованные в расчетах, приведены на рис.5.

работы лазера, когда исходный состав газовой смеси в активном объеме еще не изменился.

3.3.2. Спектры генерации обертонового CO -лазера. Результаты расчетов средней мощности генерации, так как и приведенные выше результаты расчетов динамики КВСС, указывают на сильную зависимость мощности обертоновой генерации от концентрации O_2 в активном объеме лазера. На рис.6 в одинаковом масштабе приведены рассчитанные спектры лазерного излучения на переходах обертоновой колебательной полосы молекулы CO при $X = 0.1$ и 0.3 .

Мощность на каждом колебательном переходе $v + 2 \rightarrow v$ – результат суммирования по всем его вращательным компонентам. Расчетные спектры лазерной обертоновой генерации (рис.6) служат еще одной иллюстрацией сильного влияния концентрации молекулярного кислорода в активной среде CO -лазера на возможность генерации на высоких колебательных переходах с $v \geq 19$.

3.4. Генерация CO -лазера на переходах основной полосы

Для подтверждения адекватности теоретической модели и использованных в ней приближений были выполнены расчеты формы импульса генерации исследованного в [13] CO -лазера, работающего на переходах основной полосы ($v + 1 \rightarrow v$) молекулы CO (рис.7).

В этих расчетах основным показателем являлось, кроме общего сходства временного профиля лазерного импульса, время его задержки относительно начала импульса ВЧ накачки. При одинаковых начальных условиях, как видно из рис.7, по этому параметру было достигнуто хорошее согласие теории и эксперимента.

Кроме того, для условий экспериментов [13,14,24] были выполнены расчеты зависимости средней мощности излучения лазера, работающего на переходах основной полосы, от содержания CO в смеси, которое, как показали эксперименты в [24], уменьшается в течение рабо-

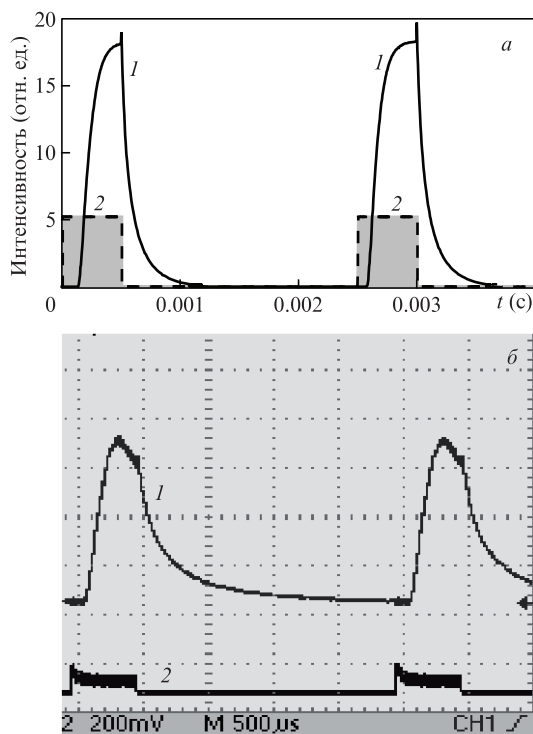


Рис.7. Расчетные (а) и экспериментально измеренные в [13] (б) временные профили интенсивности лазерного излучения (1) и мощности ВЧ накачки (2) при $P_{RF} = 350$ Вт, $F = 400$ Гц, $s = 20\%$.

чего цикла. В качестве исходной была взята смесь СО : Не = 1 : 10. Далее рассматривались смеси с меньшим содержанием СО. Результаты расчетов приведены на рис.8. Зависимость I на этом рисунке получена в предположении, что на прямой нагрев дополнительно идет вся мощность накачки, расходуемая на возбуждение электронно-возбужденных состояний. По мере уменьшения концентрации молекул СО эта мощность растет, а мощность, расходуемая на колебательное возбуждение СО в разряде, падает. Зависимость 2 рассчитана в предположении, что на прямой нагрев идет только 50% мощности, расходуемой на возбуждение электронно-возбужденных состояний. Зависимость 1 рассчитана в предположении неизменности долей мощности накачки, идущих на нагрев смеси и на возбуждение колебаний СО. Это предположение может быть оправданно только при незначительных изменениях концентрации молекул СО.

Существенное увеличение удельного энерговклада (в пересчете на молекулу СО) при уменьшении концентра-

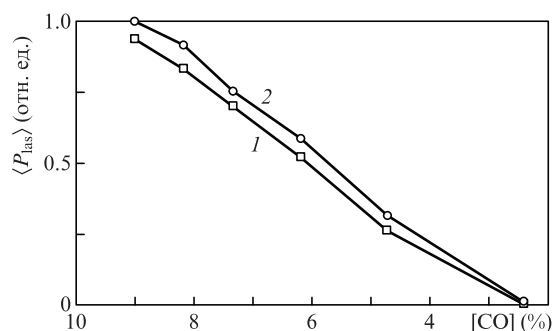


Рис.8. Расчетные зависимости средней мощности лазерной генерации на переходах фундаментальной полосы от концентрации молекул СО в исходной смеси при $P_{RF} = 350$ Вт, $F = 400$ Гц, $s = 20\%$.

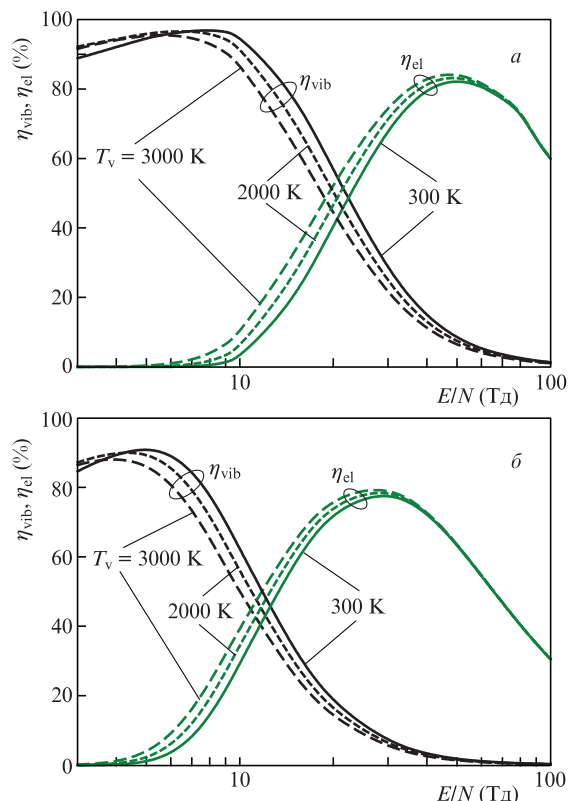


Рис.9. Расчетные доли вкладываемой в разряд мощности накачки, расходуемые на возбуждение колебаний молекул (η_{vib}) и на возбуждение электронно-возбужденных состояний (η_{el}), при различных значениях колебательной температуры T_v молекул СО на первом колебательном уровне для смеси СО : Не = 1 : 10 (а) и 0.3 : 10 (б).

ции СО приводит к значительному изменению баланса энергии электронов в разряде. По мере уменьшения концентрации СО растет доля мощности накачки, расходуемая на возбуждение электронно-возбужденных состояний, а доля мощности, расходуемой на колебательное возбуждение СО в разряде, падает. Этот эффект иллюстрирует рис.9, где приведены балансы мощностей электронов в разряде, рассчитанные при решении стационарного уравнения Больцмана для смесей СО : Не = 1 : 10 и 0.3 : 10.

Результаты согласуются с экспериментальными исследованиями [24] долговременной динамики спектров люминесценции активной среды щелевого криогенного СО-лазера с ВЧ возбуждением: по мере работы лазера при постоянных условиях накачки, начиная примерно с середины рабочего цикла, там наблюдался резкий рост интенсивности люминесценции электронно-возбужденных состояний молекул СО, соответствующих переходам полосы $b^+ \Sigma^+ \rightarrow a^1 \Pi$. Кроме того, результаты расчетов, представленные на рис.9,а, согласуются с выбранными для моделирования кинетики активной среды приближениями (см. разд.2).

Таким образом, проведенные дополнительные расчеты различных лазерных характеристик показали достаточно хорошее согласие теории и эксперимента.

3.5. Вклад плазмохимических процессов в изменение состава активной среды

Появление лазерной генерации на обертоновых переходах молекулы СО по истечении некоторого времени

после включения импульсно-периодического ВЧ разряда указывает на существенное уменьшение концентрации молекулярного кислорода в активном объеме (в межэлектродном промежутке) щелевого криогенного СО-лазера к этому моменту, что связано с диссоциацией O_2 электронами плазмы. При этом атомы кислорода участвуют в восстановлении концентрации молекул СО [28], что приводит к увеличению времени устойчивой работы лазера по сравнению с временем работы при использовании бескислородной газовой смеси.

Для устойчивой работы лазера также могут оказаться существенными процессы образования озона ($O_2 + O + M \rightarrow O_3 + M$), который частично вымораживается на холодных элементах лазерной камеры, а также присутствует и в разрядном промежутке и в буферном объеме в виде паров, не оказывая влияния на колебательную кинетику активной среды СО-лазера. При этом озон, участвуя в гетерогенных химических реакциях, приводящих к восстановлению молекул СО, замедляет деградацию активной среды. Другим каналом регенерации СО, возможно, является реакция $C(^3P) + O_2(X^3\Sigma_g^-) \rightarrow CO(X^1\Sigma^+, v) + O(^3P)$, приводящая к образованию колебательно-возбужденных молекул СО [28, 29]. Детальное рассмотрение плазмохимических процессов с участием озона и атомарного углерода в активной среде криогенного СО-лазера требует дополнительного экспериментально-теоретического исследования.

4. Заключение

Выполнены расчеты влияния добавок молекулярного кислорода в активную среду криогенного обертонного СО-лазера с накачкой ВЧ разрядом, работающего без принудительной прокачки активной среды, на пороговые условия возникновения лазерной генерации. Результаты расчетов спектральных и энергетических характеристик лазерного излучения выявили их хорошее согласие с экспериментальными результатами, полученными сразу после включения разряда, и существенное различие с данными, полученными после выхода генерации на стационарный режим. Результаты расчетов формы импульса генерации СО-лазера на переходах основной полосы хорошо согласуются с экспериментально измеренными. Значительные изменения характеристик рассматриваемого лазера по мере выхода на стационарный режим работы связаны с относительно медленными изменениями состава газовой смеси как в балластном объеме, так и в разрядном промежутке, обусловленными объемными и гетерогенными плазмохимическими процессами в активной среде лазера.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 18-02-00920.

- Patel C.K.N. *Phys. Rev.*, **141** (1), 71 (1966).
- Ионин А.А. В кн. *Энциклопедия низкотемпературной плазмы*. Под ред. С.И.Яковленко (М.: Физматлит, 2005, сер. Б, т. XI-4, с. 740).
- Ionin A.A., in *Gas Lasers*. Ed. by M.Endo, R.F.Walter (Boca Raton: CRC Press, Taylor & Francis Group, 2007, p. 201).
- Ionin A.A., Kurnosov A.K., Napartovich A.P., Seleznev L.V. *Laser Phys.*, **20** (1), 144 (2010).
- Bachem E., Dax A., Fink T., Weidenfeller A., Schneider M., Urban W. *Appl. Phys. B*, **57**, 185 (1993).
- Аверин А.П., Бабаев И.К., Басов Н.Г., Ионин А.А., Петраковский В.В., Семенов С.В., Сеницын Д.В., Урясов А.В., Харьковский П.Н., Чебуркин Н.В., Чурбаков С.В., Югов В.И. *Квантовая электроника*, **17** (5), 561 (1990) [*Sov. J. Quantum Electron.*, **20** (5), 493 (1990)].
- Бородин А.М., Гурашвили В.А., Кузьмин В.Н., Курносков А.К., Напартович А.П., Туркин Н.Г., Щекотов Е.Ю. *Квантовая электроника*, **23** (4), 315 (1996) [*Sov. J. Quantum Electron.*, **26** (4), 307 (1996)].
- Jianguo X., Wang Z., Wentao J. *Appl. Phys. Lett.*, **75**, 1369 (1999).
- Киселев В.В., Минеев А.П., Нефедов С.М., Пашинин П.П., Гончаров П.А., Дроздов А.П. *Лазерная физика и оптические технологии: материалы IX международной научной конференции* (Гродно: ГрГУ, 2012, с. 44).
- Минеев А.П., Нефедов С.М., Пашинин П.П., Гончаров П.А., Киселев В.В., Дроздов А.П. *Вестник воздушно-космической обороны*, № 3 (7), 47 (2015).
- Ионин А.А., Козлов А.Ю., Селезнев Л.В., Сеницын Д.В. *Квантовая электроника*, **39** (3), 229 (2009) [*Quantum Electron.*, **39** (3), 229 (2009)].
- Ionin A.A., Kozlov A.Yu., Seleznev L.V., Sinitsyn D.V. *IEEE J. Quantum Electron.*, **45** (3), 215 (2009).
- Ionin A.A., Kozlov A.Yu., Seleznev L.V., Sinitsyn D.V. *Opt. Commun.*, **282**, 629 (2009).
- Ionin A.A., Kozlov A.Yu., Rulev O.A., Seleznev L.V., Sinitsyn D.V. *Appl. Phys. B: Las. Opt.*, **122**, 183 (2016).
- Mikheyev P.A., Ufimtsev N.I., Demyanov A.V., Kochetov, I.V., Azyazov V.N., Napartovich A.P. *Plasma Sources Sci. Technol.*, **19**, 025017 (2010).
- Ионин А.А., Сеницын Д.В., Терехов Ю.В. и др. *Физика плазмы*, **31**, 848 (2005).
- Ионих Ю.З. *Оптика и спектроскопия*, **51** (1), 76 (1981).
- Billing G.D., Coletti C., Kurnosov A.K., Napartovich A.P. *J. Phys. B: At., Molec. Opt. Phys.*, **36**, 1175 (2003).
- Ионин А.А., Климачев Ю.М., Козлов А.Ю., Котков А.А., Курносков А.К., Напартович А.П., Шнырев С.Л. *Квантовая электроника*, **38** (9), 833 (2008) [*Quantum Electron.*, **38** (9), 833 (2008)].
- Райзер Ю.П. *Физика газового разряда* (Долгопрудный: ИД Интеллект, 2009, с. 722).
- Таблицы физических величин. Справочник*. Под ред. И.К.Кикоина (М.: Атомиздат, 1976).
- Физические величины. Справочник*. Под ред. И.С.Григорьева, Е.З.Мейлихова (М.: Энергоатомиздат, 1991, с. 338).
- Wahid M.S., Madhusudana C.V. *Intern. J. Heat Mass Transfer*, **43**, 4483 (2000).
- Ионин А.А., Козлов А.Ю., Селезнев Л.В., Сеницын Д.В. *Физика плазмы*, **43** (3), 267 (2017).
- Максимов А.И., Полак Л.С., Сергиенко А.Ф., Словецкий Д.И. *Химия высоких энергий*, **13** (4), 358 (1979).
- Григорьян Г.М., Ионих Ю.З. *Химия высоких энергий*, **23** (4), 548 (1989).
- Алейников В.С., Масычев В.И. *Лазеры на окиси углерода* (М.: Радио и связь, 1990).
- Трубачев Э.А. *Труды ФИАН*, **102**, 3 (1977).
- Jans E., Frederickson K., Yurkovich M., Musci B., Rich J.W., Adamovich I.V. *Chem. Phys. Lett.*, **659**, 112 (2016).