

Импульсный лазер на первом колебательном оберitone молекулы CO, действующий в спектральном диапазоне 2.5–4.2 мкм.

3. Коэффициент усиления и кинетические процессы на высоких колебательных уровнях

Н.Г.Басов^{*}, А.А.Ионин^{*}, Ю.М.Климачев^{*}, А.А.Котков^{*}, А.К.Курносков^{**}, Дж.Е.МакКорд^{***}, А.П.Напартович^{**}, Л.В.Селезнев^{*}, Д.В.Синицын^{*}, Г.Д.Хагер^{***}, С.Л.Шнырёв^{**}

Представлены результаты экспериментального и теоретического исследования динамики коэффициента усиления в активной среде оберитонного CO-лазера, действующего на высокорасположенных колебательных переходах. Динамика коэффициента усиления измерялась на колебательно-вращательных переходах молекулы CO (спектральная линия P(12) в колебательных полосах от 20 → 18 до 36 → 34) для лазерных смесей CO–He и CO–N₂. Максимальный коэффициент усиления слабого сигнала был равен 0.43 м⁻¹. Проведена значительная модификация теоретической модели CO-лазера. Показано, что при анализе динамики формирования населенностей на высокорасположенных колебательных уровнях молекулы CO необходимо учитывать процессы многоквантового и несимметричного VV-обмена.

Ключевые слова: CO-лазер, оберитонные колебания, коэффициент усиления, VV-обмен.

1. Введение

Настоящая работа является продолжением работ [1, 2], в которых были представлены результаты экспериментального и теоретического исследования генерационных характеристик импульсного электроионизационного (ЭИ) оберитонного CO-лазера. В этих работах было экспериментально продемонстрировано, что эффективность преобразования энергии накачки в оберитонное лазерное излучение достигает 11 % в многократном [1] и 0.6 % – в частотно-селективном режиме [2]. Генерация оберитонного излучения была получена на более чем 400 спектральных линиях в широком (от 2.5 до 4.2 мкм) диапазоне длин волн в оберитонных колебательных полосах от 6 → 4 до 38 → 36. Многие из этих линий могут быть использованы в лазерной спектроскопии и для транспортировки лазерного излучения через атмосферу [3–5]. В работах [1, 2] обсуждались также впервые наблюдавшиеся особенности спектрообразования излучения оберитонного CO-лазера. В качестве одного из выводов отмечалось, что сопоставление экспериментальных и расчетных данных указывает на необходимость уточнения кинетической модели активной среды CO-лазера с привлечением процессов многоквантового колебательного VV-обмена на высокорасположенных колебательных уровнях [2].

В настоящей работе представлены результаты экспериментального и теоретического исследования динамики коэффициента усиления слабого сигнала (КУСС), проводимого с целью рассмотрения процессов, которые влияют на формирование спектра оберитонного CO-лазера, действующего на высокорасположенных колебательных переходах. В ходе исследования была значительно модифицирована кинетическая модель активной среды CO-лазера с учетом новых данных о сечениях вынужденного излучения и константах скоростей многоквантового VV-обмена между молекулами CO. В модель были также включены процессы несимметричного VV-обмена как между молекулами окиси углерода (CO (V+2) + CO (0) → CO (V) + CO (1)), так и между молекулами CO и N₂ (CO (V+2) + N₂(0) → CO(V) + N₂(1)).

2. Экспериментальная установка и методика измерений

Эксперименты проводились на криогенной ЭИ лазерной установке с длиной активной среды 1.2 м, подробно описанной в работах [1, 2]. Оптический резонатор длиной ~3 м состоял из сферического (радиус кривизны 20 м) медного зеркала, установленного на лазерной камере, и дифракционной решетки (200 штр./мм, λ_{max} = 3.2 мкм), действующей в режиме автоколлимации. Лазерное излучение выводилось из резонатора через нулевой порядок дифракционной решетки, апертура лазерного пучка задавалась внутрирезонаторной диафрагмой диаметром 20 мм.

В экспериментах генерация оберитонного CO-лазера начиналась после окончания импульса тока, длительность которого составляла 25–30 мкс. Временная задержка момента начала импульса излучения относительно начала импульса энерговыклада (от ~70 мкс до не-

^{*}Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; тел./факс: (095)132 04 25, e-mail: aion@mail.lebedev.ru

^{**}ГНЦ РФ – Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований, Россия, 142190 Троицк, Московская обл.; тел.: (095)334 04 50, e-mail: apn@triniti.ru

^{***} AFRL, Albuquerque, New Mexico, USA

скольких сотен микросекунд) определялась временным интервалом, необходимым для нарастания КУСС в активной среде и достижения им порогового значения усиления в лазерном резонаторе. Это пороговое значение изменялось в экспериментах путем варьирования внутрирезонаторных оптических потерь. Для контролируемого изменения оптических потерь в резонатор вводилась плоскопараллельная пластина из CaF_2 , которая устанавливалась под определенным углом к оси резонатора. Изменение этого угла позволяло варьировать оптические потери, связанные с отражением излучения от пластины. В некоторых случаях внутрь резонатора устанавливалось несколько таких пластин.

Оптические потери, вносимые остальными оптическими элементами лазерного резонатора (глухое зеркало, дифракционная решетка, выходное окно лазерной камеры), были измерены для каждого элемента в отдельности. Наибольшие потери вносила дифракционная решетка, для которой коэффициент потерь, связанный с рассеянием и поглощением излучения, составлял $9 \pm 1\%$, а спектральный коэффициент вывода излучения через нулевой порядок при увеличении длины волны генерации от 3.2 до 4 мкм возрастал почти от нуля до 8% (см. [2], рис.3,в). Оптические потери, связанные с рассеянием и поглощением излучения внутри и вне разрядной камеры (включая дифракционные потери), по сравнению с полными потерями в резонаторе были пренебрежимо малы.

На основе результатов измерения оптических потерь рассчитывалось пороговое усиление в лазерном резонаторе. Следует отметить, что, кроме перечисленных экспериментально определенных потерь, в активной среде имеются потери, существующие в течение небольшого интервала времени, когда среду пересекают инициированные разрядом накачки газодинамические волны. Момент их появления и длительность существования определяются акустическими процессами. В наших условиях длительность этих процессов составляет $\sim 10^{-4}$ с. Такие возмущения активной среды могут привести к погрешности в установлении момента достижения порогового значения КУСС.

Временные характеристики импульсов лазерного излучения измерялись криогенным Au–Ge-фотоприемником и регистрировались запоминающим осциллографом. За начало отсчета по оси времени принимался момент начала импульса накачки (энерговклада). Длительность задержки начала импульса генерации значительно превышала длительность переднего фронта импульса излучения, которая в условиях экспериментов составляла примерно несколько микросекунд. Взаимосвязь задержки начала генерации с внутрирезонаторными оптическими потерями была использована для исследования динамики нарастания КУСС в активной среде обертонного CO-лазера.

Чтобы описать динамику нарастания КУСС, соответствующую различным экспериментальным условиям, при обработке экспериментальных данных рассматривались два параметра. Один из них – временная задержка τ_d , необходимая для нарастания КУСС в активной среде лазера до заданного значения, равного 0.05 м^{-1} (если минимальная измеренная величина КУСС превышала указанное значение, то применялась линейная экстраполяция данных). Другой параметр – время нарастания τ_{max} , в течение которого КУСС увеличивался от 20 до 80% своего максимального значения α_{max} .

3. Экспериментальные результаты

3.1. Коэффициент усиления слабого сигнала

Измерение динамики нарастания КУСС α проводилось на пяти колебательно-вращательных переходах молекулы CO для двух лазерных смесей: CO:He = 1:4 (удельный энерговклад $320 \text{ Дж}\cdot\text{л}^{-1}\cdot\text{Амага}^{-1}$) и CO:N₂ = 1:9 ($380 \text{ Дж}\cdot\text{л}^{-1}\cdot\text{Амага}^{-1}$). Обертонный CO-лазер настраивался на спектральную линию $P(12)$ в колебательных полосах: $20 \rightarrow 18$ ($\lambda = 3.041 \text{ мкм}$), $26 \rightarrow 24$ (3.341 мкм), $29 \rightarrow 27$ (3.512 мкм), $33 \rightarrow 31$ (3.767 мкм) и $36 \rightarrow 34$ (3.982 мкм). Экспериментальные данные, которые были получены в результате проведенных измерений, представлены на рис.1. С увеличением номера колебательного перехода V ($V+2 \rightarrow V$) временная задержка τ_d для этих двух лазерных смесей возрастала одинаково (рис.2,а), изменяясь от ~ 70 мкс ($V=18$) до ~ 170 мкс ($V=34$), а время нарастания τ_{max} во всех этих экспериментах было примерно одинаковым и составляло в среднем 100 ± 30 мкс.

Таким образом, эти экспериментальные результаты свидетельствуют о слабом влиянии состава лазерной смеси на временную динамику нарастания КУСС. Временные параметры нарастания усиления, измеренные в экспериментах, хорошо согласуются с результатами измерения динамики КУСС в активной среде обертонного ЭИ CO-лазера с помощью лазерной системы задающей генератор – усилитель [6, 7].

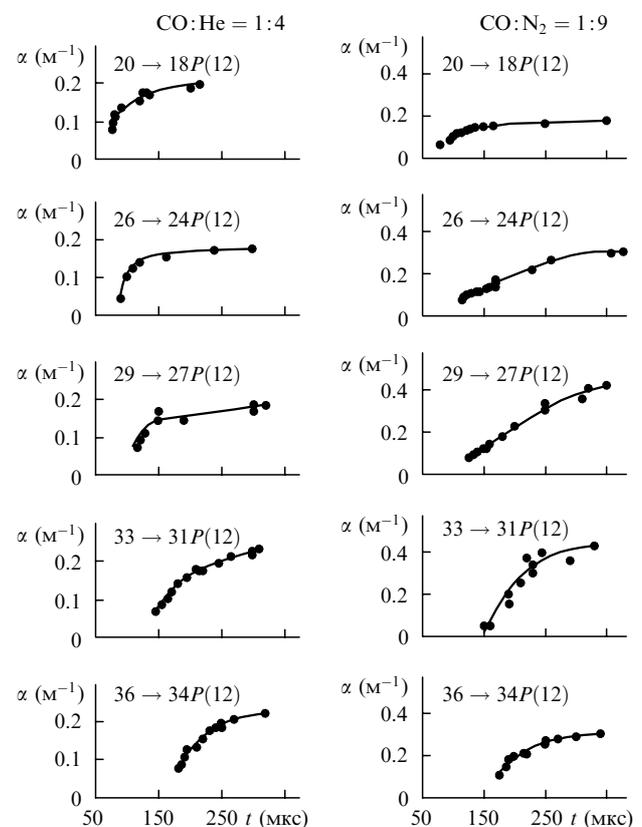


Рис.1. Динамика КУСС, измеренная для перехода $P(12)$ в колебательных полосах $20 \rightarrow 18$, $26 \rightarrow 24$, $29 \rightarrow 27$, $33 \rightarrow 31$ и $36 \rightarrow 34$ для лазерной смеси CO:He = 1:4 (удельный энерговклад $320 \text{ Дж}\cdot\text{л}^{-1}\cdot\text{Амага}^{-1}$) и CO:N₂ = 1:9 ($380 \text{ Дж}\cdot\text{л}^{-1}\cdot\text{Амага}^{-1}$) при плотности смеси 0.18 Амага.

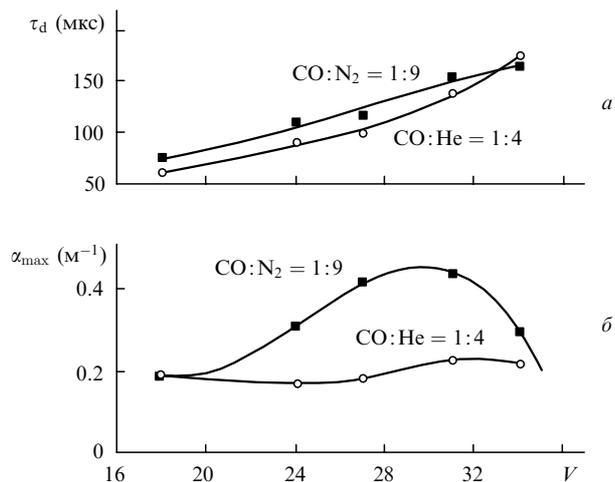


Рис.2. Зависимость времени задержки τ_d (а) и максимального КУСС α_{max} (б) от номера колебательного уровня V (переход $V+2 \rightarrow V$) для данных, приведенных на рис.1.

На рис.2,б представлена зависимость максимального значения КУСС α_{max} от номера колебательного перехода для двух лазерных смесей. В безазотной лазерной смеси CO–He значение α_{max} почти не зависело от номера перехода и составляло $0.20 \pm 0.05 \text{ м}^{-1}$ для колебательных переходов от 20 \rightarrow 18 до 36 \rightarrow 34, а также (см. п.3.2) для перехода 38 \rightarrow 36. В безгелиевой лазерной смеси CO–N₂ зависимость α_{max} от номера перехода V имела иной вид. При увеличении номера перехода значение α_{max} сначала возрастало от 0.18 м^{-1} (для перехода 20 \rightarrow 18) до 0.43 м^{-1} (33 \rightarrow 31), а затем, с увеличением номера перехода, резко уменьшалось.

3.2. Особенности генерации обертоного излучения на высоких колебательных переходах

В работе [8] отсутствие генерации обертоного излучения на более высоких колебательных переходах, чем 37 \rightarrow 35, объяснялось преобразованием колебательной энергии, соответствующей высоко расположенным колебательным уровням основного электронного состояния молекулы CO, в энергию возбуждения электронных состояний. Тем не менее в работе [2] генерация обертоного излучения была получена на спектральных линиях в полосе 38 \rightarrow 36. При этом была обнаружена существенная зависимость генерационных характеристик обертоного CO-лазера, действующего на самых высоких колебательных переходах, от содержания азота в составе лазерной смеси газов. В частности, при добавлении азота в лазерную смесь CO–He энергия импульса излучения обертоного CO-лазера, действующего в колебательной

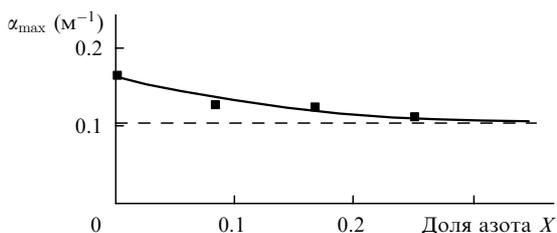


Рис.3. Зависимость максимального значения КУСС α_{max} для перехода 38 \rightarrow 36 P(12) от доли азота X в лазерной смеси CO:He:N₂ = 1:4: X при плотности смеси 0.12 Амага и энергокладе $\sim 300 \text{ Дж}\cdot\text{л}^{-1}\cdot\text{Амага}^{-1}$.

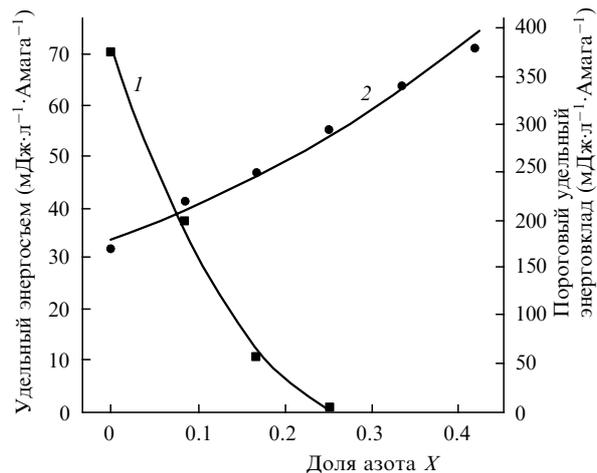


Рис.4. Зависимости лазерного энергоклада (1, энергокладе $\sim 300 \text{ Дж}\cdot\text{л}^{-1}\cdot\text{Амага}^{-1}$) и порогового удельного энергоклада (2) для перехода 38 \rightarrow 36 P(12) от доли азота X в смеси CO:He:N₂ = 1:4: X при плотности смеси 0.12 Амага.

полосе 38 \rightarrow 36, уменьшалась, а в полосе 36 \rightarrow 34 – увеличивалась.

В настоящей работе исследовалось влияние добавок азота к лазерной смеси на α_{max} и генерационные характеристики CO-лазера, действующего в колебательной полосе 38 \rightarrow 36. Для лазерной смеси CO:He:N₂ = 1:4: X зависимость α_{max} на колебательно-вращательном переходе 38 \rightarrow 36 P(12) от доли азота X в составе рабочей смеси газов представлена на рис.3. В безазотной лазерной смеси CO:He = 1:4 ($X=0$) α_{max} составляла $\sim 0.16 \text{ м}^{-1}$. Увеличение концентрации азота в лазерной смеси до $X=0.3$ приводило к снижению α_{max} примерно в 1.5 раза до порогового значения усиления в резонаторе с минимальными оптическими потерями (горизонтальная штриховая прямая на рис.3).

Уменьшение КУСС приводило к изменению генерационных характеристик лазера. На рис.4 представлены зависимости удельного лазерного энергоклада (кривая 1) и порогового значения удельного энергоклада (кривая 2) от количества азота в составе лазерной смеси при минимальных оптических потерях в лазерном резонаторе. Небольшие добавки азота приводили к уменьшению лазерного энергоклада от $70 \text{ мДж}\cdot\text{л}^{-1}\cdot\text{Амага}^{-1}$ при $X=0$ почти до нуля при $X=0.25$ (удельный энергокладе $\sim 300 \text{ Дж}\cdot\text{л}^{-1}\cdot\text{Амага}^{-1}$). С увеличением доли азота от нуля до 0.42 пороговое значение удельного энергоклада возрастало более чем в два раза: от 170 до 370 $\text{ Дж}\cdot\text{л}^{-1}\cdot\text{Амага}^{-1}$. При удельном энергокладе $\sim 370 \text{ Дж}\cdot\text{л}^{-1}\cdot\text{Амага}^{-1}$ длительность импульса лазерного излучения уменьшалась от 180 мкс при $X=0$ до ~ 10 мкс при $X=0.42$ (рис.5, кривая 1), а время задержки начала генерации излучения возрастало от 220 до 340 мкс (рис.5, кривая 2). Такое влияние добавок азота к лазерной смеси может объясняться проявлением процессов несимметричного VV-обмена (см. п.4).

Использование в составе лазерной смеси вместо гелия более тяжелого инертного газа аргона уменьшает скорость колебательно-поступательной (VT) релаксации населенностей верхних колебательных уровней молекулы CO, а значит, может приводить к увеличению населенности этих уровней. В эксперименте проводилось сравнение энергетических характеристик обертоного CO-лазера, действовавшего на колебательно-вращательных перехо-

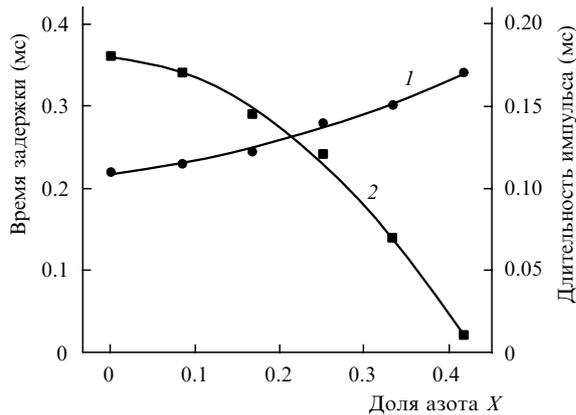


Рис.5. Зависимости времени задержки начала генерации излучения (1) и длительности импульса лазерного излучения (2) на переходе $38 \rightarrow 36 P(12)$ от доли азота X в смеси $\text{CO}:\text{He}:\text{N}_2 = 1:4:X$ при плотности 0.12 Амага и энерговкладе $370 \text{ Дж}\cdot\text{л}^{-1}\cdot\text{Амага}^{-1}$.

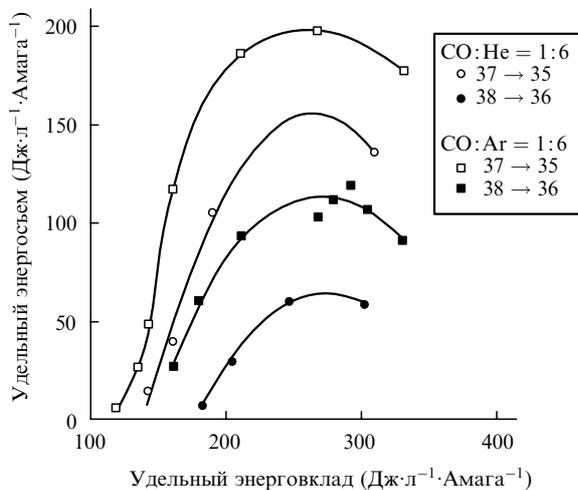


Рис.6. Зависимости лазерного энергосъема в лазерных смесях $\text{CO}:\text{He} = 1:6$ и $\text{CO}:\text{Ar} = 1:6$ (плотность 0.12 Амага) от удельного энерговклада для переходов $38 \rightarrow 36 P(14)$ и $37 \rightarrow 35 P(13)$.

дах $37 \rightarrow 35 P(13)$ и $38 \rightarrow 36 P(14)$, для двух лазерных смесей – $\text{CO}:\text{He} = 1:6$ и $\text{CO}:\text{Ar} = 1:6$ (рис.6). При замене в составе лазерной смеси гелия аргоном пороговый энерговклад уменьшился на 10–20 %, а максимальный лазерный энергосъем увеличился для перехода $37 \rightarrow 35 P(13)$ на 30% и почти в два раза – для перехода $38 \rightarrow 36 P(14)$.

4. Теоретический анализ

4.1. Модификация кинетической модели

Сопоставление экспериментальных и расчетных данных, проведенное в работах [1, 2], продемонстрировало приемлемое согласие между ними по спектрально-энергетическим характеристикам обертонного CO-лазера. Иначе обстоит дело в отношении временных характеристик. Их анализ показал, что длительность импульса обертонного излучения и его задержка относительно импульса накачки превышают расчетные значения. Результаты этого анализа согласуются с выводом работы [9], в которой проводилось сравнение расчетной динамики населенностей на отдельных высоких колебательных уровнях с экспериментальными данными по оптической накачке молекул CO, и с выводами о более медлен-

ной эволюции колебательной функции распределения в эксперименте, чем в теории.

Подробные экспериментальные данные по динамике КУСС на высокорасположенных обертонных переходах молекулы CO, представленные в предыдущем разделе, дали возможность провести детальное сопоставление теоретических расчетных и экспериментальных данных. При этом в кинетическую модель был внесен ряд изменений, учитывающих последние теоретические и экспериментальные данные. За основу была выбрана модель многоквантового колебательного обмена (МКО), как наиболее физически обоснованная с точки зрения анализа кинетических процессов на высоких колебательных уровнях [2, 10, 11].

Кинетические константы, ранее использовавшиеся в этой модели, были скорректированы в соответствии с результатами недавней теоретической работы [12], в которой с помощью усовершенствованного квазиклассического метода были вычислены константы скоростей для ряда процессов VV-обмена между молекулами CO. Ввиду недостаточной полноты этого набора констант полный массив констант скоростей находился на основе интерполяции и экстраполяции данных по той же методике, что и в работах [10, 11].

В численную кинетическую модель CO-лазера были включены процессы несимметричного VV-обмена $\text{CO}(V+2) + \text{CO}(0) \rightarrow \text{CO}(V) + \text{CO}(1)$, что стало возможным с появлением работы [12]. Кроме того, в модель были включены процессы несимметричного VV-обмена колебательно-возбужденных молекул CO с невозбужденными молекулами азота $\text{CO}(V+2) + \text{N}_2(0) \rightarrow \text{CO}(V) + \text{N}_2(1)$. Константы скоростей для этих процессов в диапазоне температур $T = 100 - 500 \text{ К}$ были недавно получены в результате квазиклассических вычислений в работе [13]. Поскольку резонанс в процессах несимметричного обмена с молекулами N_2 имеет место при $V \approx 38$, а с молекулами CO при $V \approx 40$, роль обмена с N_2 более существенна. Анализ кинетических констант для процессов несимметричного VV-обмена показал, что эти процессы конкурируют с процессами VT-релаксации в опустошении высоких колебательных уровней молекулы CO.

В соответствии с экспериментальными и теоретическими данными [14–16] существенные изменения были внесены в значения констант скоростей VT-релаксации колебательно-возбужденных молекул CO на атомах гелия. Экспериментальные данные работ [15, 16] свидетельствуют о том, что константы скорости K_{1-0}^{VT} для процессов $\text{CO}(V=1) + \text{He} \rightarrow \text{CO}(V=0) + \text{He}$ заметно меньше значений, приведенных в работе [17], особенно при низких температурах газа $T < 200 \text{ К}$, при которых константы различаются в несколько раз. В работе [14] путем проведения квазиклассических расчетов была установлена зависимость констант скорости VT-релаксации от колебательного квантового числа. На высоких колебательных уровнях эта зависимость оказывается более пологой по сравнению с той, к которой приводит модифицированная теория Шварца–Славского–Герцфельда [18], использовавшаяся ранее в кинетической модели. В модифицированной модели расчетные данные работы [14] нормировались так, чтобы значения констант скоростей K_{1-0}^{VT} совпали с результатами экспериментальных работ [15, 16].

Вероятности спонтанного излучения для переходов на основной частоте и на первом и втором колебатель-

ных обертонах молекулы СО были также обновлены в соответствии с новыми данными, представленными в [19].

5. Результаты теоретических расчетов и сравнение с экспериментальными данными

Модифицированная модель МКО была применена для моделирования временной динамики КУСС в лазерной смеси СО:Не = 1:4 в условиях, типичных для описанных выше экспериментов: начальная температура газа 105 К, плотность смеси 0.18 Амага, удельный энерговклад 320 Дж·л⁻¹·Амага⁻¹. В проведенных расчетах учитывалось изменение плотности при тепловом расширении газа, вызванном его нагревом в разряде, а также в процессах VV-обмена и VT-релаксации (ранее в модели [20] использовалось приближение постоянной плотности активной среды).

Оценки показывают, что плотность газа может считаться постоянной в течение нескольких десятков микросекунд после включения накачки, а далее расширение происходит при постоянном давлении за счет выноса нагретой активной среды в большой буферный объем (~0.1 м³). Изменение плотности активной среды при этом учитывается приближенно в рамках однородной модели, поскольку в экспериментах апертура лазерного пучка (диаметр 20 мм) составляла малую часть поперечного сечения разрядного промежутка (90 × 160 мм). Изменение плотности активной среды влияет на формирование колебательной функции распределения в процессах VV-обмена, а значит, на динамику КУСС.

Для описания изменения плотности активной среды во времени $N(t)$ в модели была принята функциональная зависимость

$$N(t) = N_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) + N_0 \frac{T_0}{T} \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right)\right],$$

моделирующая переход к изобарическому режиму. Здесь N_0 , T_0 – начальные плотность и температура активной среды; $\tau = \Delta r v_s$; Δr – характерный поперечный размер активной среды, v_s – скорость звука. Аналогичный подход использовался ранее в работе [21]. Поступательная температура активной среды рассчитывалась в этом случае в соответствии с уравнением

$$\frac{dT}{dt} = \frac{W}{NC_V} + \frac{kT}{NC_V} \frac{dN}{dt},$$

где W – плотность мощности тепловыделения за счет прямого нагрева и колебательной релаксации; C_V – теплоемкость активной среды; k – постоянная Больцмана. Изменение плотности активной среды было соответственно учтено и при решении кинетических уравнений для населенностей колебательных уровней.

Результаты расчетов для четырех колебательных переходов 26 → 24, 29 → 27, 33 → 31 и 36 → 34 (колебательно-вращательный переход $P(12)$) представлены на рис.7. Расчетные зависимости характеризуются тем, что усиление на обертоновых переходах сохраняется после импульса накачки в течение довольно длительного времени (~10⁻³ с). Сравнение результатов расчетов для перехода 29 → 29, полученных при использовании модели из [10, 11] и модифицированной модели МКО, приведено на рис.8 (кривые 1 и 2 соответственно). Результаты, полученные с помощью модифицированной модели МКО,

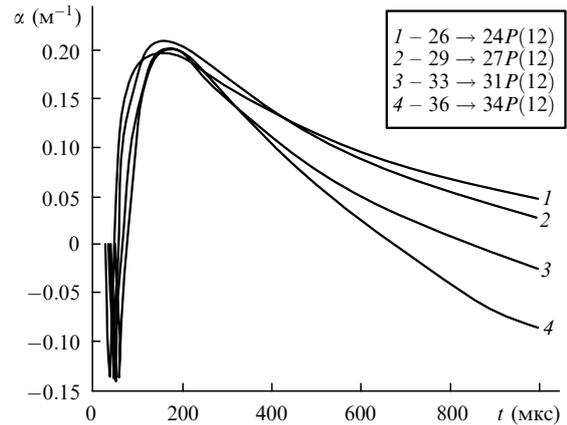


Рис.7. Расчетная динамика КУСС для перехода $P(12)$ в колебательных полосах: 26 → 24, 29 → 27, 33 → 31 и 36 → 34 для смеси СО:Не = 1:4 при плотности 0.18 Амага и энерговкладе 320 Дж·л⁻¹·Амага⁻¹.

характеризуются большим временем задержки τ_d , меньшей амплитудой коэффициента усиления и более медленным его спадом.

На рис.8 приведены также результаты расчетов (кривая 3), выполненных без учета несимметричных процессов $\text{CO}(V+2) + \text{CO}(0) \rightarrow \text{CO}(V) + \text{CO}(1)$. Несимметричный VV-обмен приводит к заметному увеличению максимального значения коэффициента усиления, что качественно согласуется с результатами ранее проведенного исследования несимметричного процесса VV-обмена [22]. Необходимо подчеркнуть, что влияние, которое оказывают процессы несимметричного VV-обмена на результаты расчетов, существенным образом зависит от выбора значений констант скоростей VT-релаксации из-за конкуренции между этими двумя процессами на высоких колебательных уровнях.

Расчет динамики усиления проводился с использованием как модели из [10, 11]), так и модифицированной модели МКО. Сравнение результатов расчетов и экспериментальных данных для переходов 26 → 24, 29 → 27, 33 → 31 и 36 → 34 представлено на рис.9. Модифицированная модель МКО заметно лучше описывает экспериментальные результаты, хотя наблюдаемые в экспериментах времена задержки τ_d остаются больше расчетных. Возможной причиной этого могут являться газо-

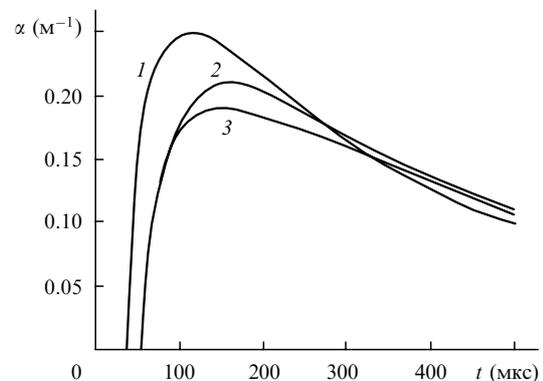


Рис.8. Динамика КУСС для перехода 29 → 27 $P(12)$, теоретически рассчитанная при использовании различных кинетических моделей – модели из работы [11] (1), модифицированной модели (2) и модифицированной модели, не учитывающей несимметричный VV-обмен между молекулами окиси углерода (3); смесь СО:Не = 1:4, плотность 0.18 Амага, энерговклад 320 Дж·л⁻¹·Амага⁻¹.

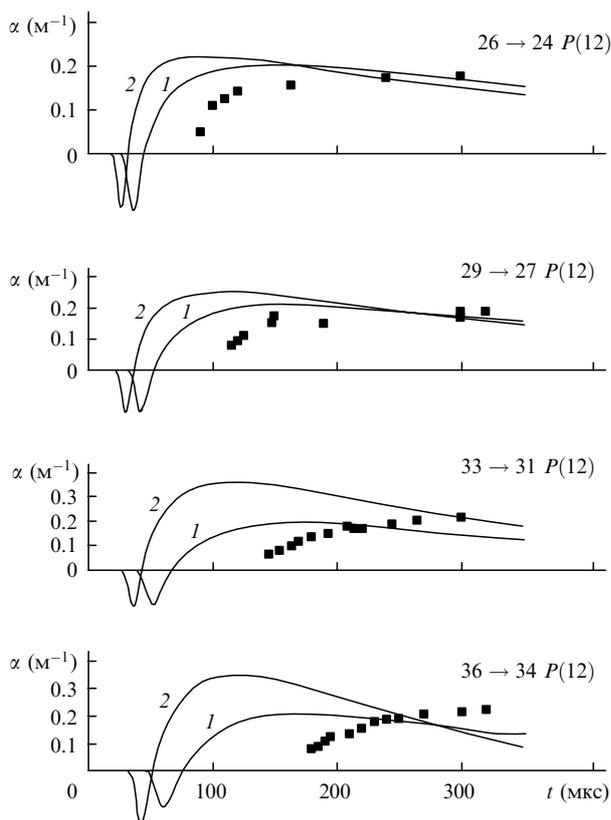


Рис.9. Динамика КУСС для перехода $P(12)$ в колебательных полосах $26 \rightarrow 24$, $29 \rightarrow 27$, $33 \rightarrow 31$ и $36 \rightarrow 34$: 1 – модифицированная модель многоквантового VV-обмена, 2 – кинетическая модель из работы [11]; смесь CO:He = 1:4, плотность 0.18 Амага, энерговыход 320 Дж·л⁻¹·Амага⁻¹; точки – эксперимент, кривые – расчет (погрешность измерений соответствует размерам экспериментальных точек).

динамические возмущения, приводящие к нестационарному, трудно учитываемым оптическим потерям в лазерной среде на временах порядка 100 мкс.

На рис.10,а представлены результаты расчетов изменения эффективности обертонного частотно-селективного СО-лазера, нормированной на максимальное значение, в зависимости от концентрации азота в составе лазерной смеси CO:He:N₂ = 1:4:X для переходов от 32 → 30 до 38 → 36. При увеличении концентрации азота от нуля до 8.5 % происходит увеличение эффективности генерации излучения на всех колебательных переходах, расположенных ниже перехода 37 → 35, и исчезновение генерации излучения на переходе 38 → 36. На рис.10,б приводится сравнение расчетных и экспериментально измеренных величин эффективности обертонного СО-лазера для переходов 36 → 34, 37 → 35 и 38 → 36 в зависимости от концентрации азота в лазерной смеси CO:He:N₂ = 1:4:X.

Поведение экспериментальных и теоретических зависимостей согласуется вполне удовлетворительно: при увеличении концентрации азота эффективность генерации излучения возрастает на переходе 36 → 34 и уменьшается на переходе 38 → 36, оставаясь почти неизменной на переходе 37 → 35. Это обусловлено тем, что значительная часть потока колебательных квантов на верхние уровни СО перехватывается при несимметричном VV-обмене и передается на нижние колебательные уровни молекул N₂, а затем возвращается молекулам СО. Таким образом, процессы несимметричного VV-обмена между

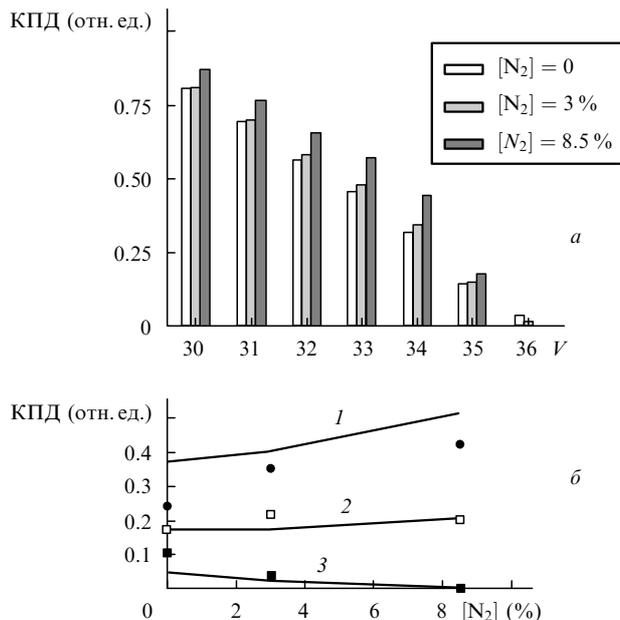


Рис.10. Зависимости расчетной эффективности (КПД) частотно-селективного СО-лазера от номера колебательного уровня V (переход $V+2 \rightarrow V$) при разных концентрациях азота (а) и от концентрации азота в сравнении с экспериментальными данными для перехода $P(12)$ в колебательных полосах $36 \rightarrow 34$ (●, 1), $37 \rightarrow 35$ (□, 2), $38 \rightarrow 36$ (■, 3). Смесь CO:He = 1:4, плотность 0.18 Амага, энерговыход 320 Дж·л⁻¹·Амага⁻¹.

молекулами СО и N₂ в азотосодержащих смесях играют заметную роль, и их следует учитывать при моделировании активной среды СО-лазера.

6. Заключение

В работе представлены результаты экспериментального исследования временной динамики КУСС на высокорасположенных обертонных колебательно-вращательных переходах молекулы СО. Коэффициент усиления α_{\max} достигал наибольшего значения $\sim 0.43 \text{ м}^{-1}$ в лазерной смеси CO:N₂ = 1:9 для перехода 33 → 31 $P(12)$. В безазотной лазерной смеси CO:He = 1:4 он был почти в два раза меньше и практически не зависел от номера колебательного уровня. Результаты исследования влияния азота на КУСС и генерационные характеристики СО-лазера, действующего на колебательном переходе 38 → 36, свидетельствуют о значительной роли процессов взаимодействия молекул N₂ с высоковозбужденными молекулами СО при формировании инверсной населенности на высоких колебательных переходах. Использование лазерной смеси CO–Ar (вместо CO–He) привело к заметному повышению энергетических характеристик лазера, действующего на предельно высоких колебательных переходах 37 → 35 и 38 → 36.

Теоретический анализ кинетических процессов проводился с использованием численной модели, которая была значительно модифицирована в соответствии с последними опубликованными данными о константах скоростей одноквантового и многоквантового VV-обмена, VT-релаксации и о вероятностях радиационных переходов. Результаты расчетов, выполненных для смеси CO–He, показали, что усиление на переходах первого колебательного обертонного сохраняется после импульса накачки в течение довольно длительного времени ($\sim 1 \text{ мс}$), а мак-

симальный коэффициент усиления на высокорасположенных переходах для безазотной смеси составляет приблизительно 0.2 м^{-1} . Эти данные хорошо согласуются с результатами экспериментов, однако наблюдавшиеся в экспериментах времена задержки τ_d оказались больше расчетных. Одной из причин расхождения теории с экспериментом могут быть инициированные разрядом газодинамические возмущения, вносящие дополнительные потери излучения на характерных временах порядка 100 мкс.

На основе модифицированной кинетической модели был проведен теоретический анализ влияния малых добавок азота в активную среду CO–He. Как и в эксперименте, увеличение концентрации азота в составе лазерной смеси привело к возрастанию расчетного значения эффективности генерации излучения CO-лазера на колебательных переходах, расположенных ниже перехода $37 \rightarrow 35$, и к исчезновению генерации на переходе $38 \rightarrow 36$. В этом проявились процессы несимметричного VV-обмена между молекулами азота и высоковозбужденными молекулами окиси углерода: $\text{CO}(V+2) + \text{N}_2(0) \rightarrow \text{CO}(V) + \text{N}_2(1)$. Результаты проведенного исследования показали, что роль этих процессов нельзя не учитывать при анализе динамики формирования функции распределения населенностей на высокорасположенных колебательных уровнях молекулы CO.

Авторы выражают признательность за помощь в организации этой работы Х.Акерману, Дж.МакАйверу, М.Стикли, а также Н.Г.Туркину, Ю.В.Терехову, С.В.Ветошкину и А.Ю.Козлову за помощь в проведении экспериментов.

Работа поддержана РФФИ (грант № 99-02-17553); ФЦП «Интеграция» (проект АО155); МНТЦ и EOARD (проект 1865-P).

1. Басов Н.Г., Ионин А.А., Котков А.А. и др. *Квантовая электроника*, **30**, 771 (2000).
2. Басов Н.Г., Ионин А.А., Котков А.А. и др. *Квантовая электроника*, **30**, 859 (2000).
3. Buzykin O.G., Ionin A.A., Ivanov S.V., et al. *Laser and Particle Beams*, **18**, 697 (2000).
4. Бузыкин О.Г., Иванов С.В., Ионин А.А. и др. *Оптика атм. и океана*, **14**, 400 (2001).
5. Бузыкин О.Г., Иванов С.В., Ионин А.А. и др. В сб. VII Междунар. конф. «Лазерные и лазерно-информационные технологии: фундаментальные проблемы и приложения» (ИПЛИТ РАН, Шатура – ВлГУ, Владимир, 2001, с.75).
6. Ionin A.A., Klimachev Yu.M., Kotkov A.A., et al. In: *Proc. Int. Conf. LASERS 2000* (STS Press, McLean, VA, USA, 2001, p.309).
7. Ветошкин С.В., Ионин А.А., Климачев Ю.М. и др. В сб. *Материалы Научной сессии МИФИ-2001* (М.: изд-е МИФИ, 2001, т.4, с.45).
8. Urban W. *Laser und Optoelektronik*, **23**, 56 (1991).
9. Porshnev P.I., Wallaart H.L., et al. *Chem. Phys.*, **213**, 111 (1996).
10. Ионин А.А., Климачев Ю.М., Конев Ю.Б. и др. *Квантовая электроника*, **30**, 573 (2000).
11. Ionin A.A., Klimachev Yu.M., Kotkov A.A. et al. *J. Phys.D: Appl. Phys.*, **34**, 2230 (2001).
12. Coletti C., Billing G.D. *J. Chem. Phys.*, **113**, 4869 (2000).
13. Cacciatore M., Kurnosov A., Napartovich A. In: *Proc. Int. Conf. ICPEAC 2001* (Santa Fe, New Mexico, USA, 2001).
14. Cacciatore M., Capitelli M., Billing G.D. *Chem. Phys.*, **82**, 1 (1983).
15. Reid J.P., Simpson C.J.S.M., et al. *J. Chem. Phys.*, **103**, 2528 (1995).
16. Reid J.P., Simpson C.J.S.M. *J. Chem. Phys.*, **107**, 9929 (1997).
17. Allen D.C., Price T.J., Simpson C.J.S.M. *Chem. Phys.*, **41**, 449 (1979).
18. Smith N.S., Hassan H.A. *AIAA J.*, **14**, 374 (1976).
19. Langhoff S.R., Bauschlicher C.W. *J. Chem. Phys.*, **102**, 5220 (1995).
20. Ионин А., Климачев Ю., Котков А. и др. *Препринт ФИАН № 11* (М., 1998).
21. Акишев Ю.С., Демьянов А.В., Кочетов И.В. и др. *ТВТ*, **20**, 818 (1982).
22. Демьянов А.В., Кочетов И.В., Напартович А.П. и др. *ТВТ*, **18**, 916 (1980).