

Внутрирезонаторное ОВФ излучения импульсного частотно-селективного СО-лазера

А.А.Ионин*, А.А.Котков*, А.К.Курносков**, А.П.Напартович**, Л.В.Селезнев*

Экспериментально и теоретически исследуется временная динамика и эффективность ОВФ-отражения при внутрирезонаторном вырожденном четырехволновом смещении излучения импульсного частотно-селективного электроионизационного СО-лазера. Энергетическая эффективность ОВФ-отражения в экспериментах достигала 1.5–2.5 % для СО-лазера, генерирующего на одном колебательно-вращательном переходе, и уменьшалась при расширении спектра излучения лазера. Сопоставление экспериментальных и расчетных данных указывает на преобладающую роль резонансного амплитудного механизма ОВФ в активной среде СО-лазера.

Ключевые слова: СО-лазер, обращение волнового фронта, четырехволновое смещение.

Введение

Вырожденное четырехволновое смещение (ВЧВС) излучения в собственной активной среде (АС) лазера является, по-видимому (как и для мощных СО₂-лазеров [1–4]), наиболее перспективным методом для ОВФ излучения мощных лазеров на окиси углерода. В петлевой схеме ВЧВС излучения импульсного неселективного газопропущенного электроионизационного СО-лазера (СО-ЭИЛ) рассеянный назад в АС сигнал наблюдался в [5, 6] с коэффициентом рассеяния до 0.1. При использовании внутрирезонаторной схемы ВЧВС в АС многочастотного импульсного СО-ЭИЛ [7] эффективность ОВФ-отражения составляла ~0.2 %.

Теория процессов ВЧВС излучения многочастотного СО-лазера в АС усилителя была развита в [6, 8, 9], где показано, что многочастотный характер излучения СО-лазера приводит к возникновению в АС набора амплитудных решеток коэффициента усиления, дифракционные свойства которых сложным образом зависят от фазовых соотношений между ними. Генерация излучения СО-лазера на большом числе (10–30) колебательно-вращательных переходов значительно усложняет анализ процесса ОВФ, поскольку в собственной АС такого лазера каждая решетка коэффициента усиления формируется не только под воздействием излучения на данном переходе, но также (вследствие каскадного механизма генерации) под влиянием излучения на соседних колебательных переходах.

Применение частотно-селективного СО-лазера, генерирующего излучение на выделенных колебательно-вращательных переходах, позволяет упростить сравнение экспериментальных данных с результатами расчетов и оценить взаимное влияние генерации излучения в различных колебательных полосах при ВЧВС.

В настоящей работе представлены результаты экспериментального и теоретического исследования ОВФ при внутрирезонаторном ВЧВС излучения импульсного частотно-селективного СО-ЭИЛ в его АС. Энергетические и временные характеристики процесса ОВФ-отражения сопоставляются с результатами теоретических расчетов, выполненных на основе кинетической модели активной среды СО-лазера [10].

1. Экспериментальная установка и методики экспериментов

Эксперименты проводились на импульсной электроионизационной лазерной установке с криогенным охлаждением рабочей смеси газов СО–N₂–He до температуры ~120 К. Оптическая схема экспериментов по внутрирезонаторному ВЧВС излучения частотно-селективного СО-ЭИЛ в его АС представлена на рис.1. Активная среда лазера 1 длиной 1.2 м находилась на расстоянии ~6 м от выходного зеркала 2. Длина резонатора лазера составляла 17.7 м. Выходные окна электроионизационной разрядной камеры, изготовленные из СаF₂, располагались под углом Брюстера к оптической оси лазерного резонатора. В качестве выходного зеркала 2 резонатора исполь-

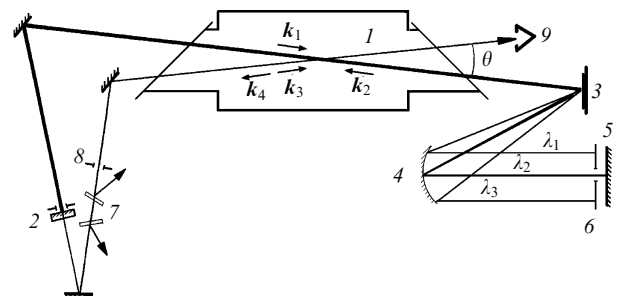


Рис.1. Оптическая схема внутрирезонаторного ВЧВС в активной среде частотно-селективного СО-ЭИЛ:

1 – активная среда лазера; 2 – выходное зеркало лазерного резонатора; 3 – дифракционная решетка; 4 – сферическое зеркало; 5 – плоское зеркало; 6 – щелевая оптическая маска; 7 – светоделительные пластины (ослабители); 8 – ограничительная диафрагма; 9 – поглотитель.

*Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 117924 Москва, Ленинский просп., 53

**ГНЦ РФ – Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований, Россия, 142092 Троицк Моск. обл.

зовалось плоское интерференционное зеркало с коэффициентом отражения $\sim 40\%$ в диапазоне длин волн 5.2–5.6 мкм. Апертура выходного лазерного пучка (диаметром ~ 15 мм) ограничивалась внутрирезонаторной диафрагмой перед выходным зеркалом. Длительность импульса излучения СО-ЭИЛ составляла сотни микросекунд при длительности импульса электроионизационного разряда ~ 30 мкс. Спектр лазерного излучения в случае неселективного резонатора СО-лазера состоял из большого числа линий (10–30), наиболее сильные из которых лежали в диапазоне длин волн 5.2–5.6 мкм и соответствовали колебательным переходам от $8 \rightarrow 7$ до $12 \rightarrow 11$ с максимумом энергии на вращательных переходах $J-1 \rightarrow J$ при $J = 13-15$. Коэффициент усиления слабого сигнала в АС лазера достигал 1.8 м^{-1} при энергокладе ~ 400 Дж/(л·Амага).

Для селективного режима работы СО-лазера применялась внутрирезонаторная дифракционная решетка 3 (угол блеска $\sim 30^\circ$, 100 штр./мм). Решетка, работавшая в автоколлимационном режиме во втором порядке спектра, использовалась, во-первых, в качестве спектрального селектора (при этом плоскость поляризации и плоскость падения излучения на поверхность решетки были почти перпендикулярны направлению штрихов решетки) и, во-вторых, как поворотное зеркало в плоскости, параллельной штрихам решетки. Решетка 3 устанавливалась в фокальной плоскости сферического зеркала 4 с радиусом кривизны ~ 3 м.

Сферическое зеркало направляло лазерный пучок на плоское заднее зеркало 5, установленное за фокальной плоскостью. Положение этого зеркала относительно фокальной плоскости определяло эффективный радиус кривизны (~ 40 м) эквивалентного селективного зеркала [11], состоящего из дифракционной решетки 3, сферического зеркала 4 и плоского зеркала 5. Щелевая оптическая маска 6, располагавшаяся перед плоским зеркалом 3, использовалась для выделения спектральных линий, соответствующих определенным колебательно-вращательным переходам молекулы СО. Спектральный состав лазерного излучения задавался конфигурацией оптической маски 6, т. е. числом, шириной и положением щелей.

Пробная волна k_3 пересекала внутрирезонаторные опорные волны k_1 и k_2 в центре инвертированной среды лазера под углом $\theta \approx 10$ мрад к попутной волне k_1 . При заданном угле схождения лазерных пучков θ длина области взаимодействия излучения практически совпадала с длиной АС лазера. Для выполнения условия временного синхронизма между пробной и попутной опорной волнами, оптическая задержка между ними не превышала 0.1 м. Измерение коэффициента отражения ОВФ-зеркала по энергии (или интенсивности) проводилось путем сравнения энергии (интенсивности) ОВФ и пробного сигналов.

Для калибровки канала измерения энергии ОВФ-сигнала использовался пробный сигнал, отраженный назад либо плоским металлическим зеркалом (с использованием калиброванных ослабителей), либо одной гранью оптического клина из CaF_2 . При этих калибровках отражающая назад поверхность располагалась непосредственно за ограничительной диафрагмой диаметром 11 мм, установленной на пути распространения пробной волны для уменьшения фонового излучения из резонатора лазера. Экспериментальные данные, которые позволяют судить о качестве ОВФ при внутрирезонаторном ВЧВС и свиде-

тельствуют о том, что отраженный назад сигнал действительно является ОВФ-сигналом, были опубликованы ранее в работе [7].

Система регистрации параметров лазерного излучения позволяла измерять энергию пробного и ОВФ-сигналов и их временную динамику, определять распределение излучения в ближней и дальней зонах, регистрировать спектр излучения. Для измерения энергии импульсов излучения применялись термопарные калориметры. Временная форма импульсов излучения регистрировалась Ge:Аu-фотодетектором с временным разрешением $\sim 10^{-6}$ с. Спектр излучения СО-лазера регистрировался спектрографом «СО Laser Spectrum Analyzer (Model 16-C)». Для визуализации ИК лазерного излучения использовался комплекс тепловизионной аппаратуры.

2. Энергетические характеристики ОВФ-ЧВС

Влияние удельного энергоклада, плотности газовой смеси, соотношения интенсивностей опорной и пробной волн на энергетическую эффективность ОВФ исследовалось экспериментально для различных спектральных составов лазерного излучения. В качестве стандартных условий экспериментов были выбраны следующие: состав рабочей смеси газов $\text{CO:N}_2:\text{He} = 1:4:5$, плотность смеси 0.3 Амага, температура смеси 120 К.

Зависимость эффективности ОВФ при внутрирезонаторном ВЧВС от параметров АС и оптического резонатора исследовалась для селективного СО-лазера, работавшего на одном из трех колебательных переходов молекулы СО. Длины волн излучения в центре каждого спектрального диапазона выбирались равными 5.23 мкм (колебательный переход $8 \rightarrow 7$), 5.39 мкм (переход $10 \rightarrow 9$) и 5.52 мкм (переход $12 \rightarrow 11$). Спектральная ширина каждого диапазона задавалась шириной щели в оптической маске 6 и составляла $\sim 15 \text{ см}^{-1}$. Спектр лазерного излучения состоял из линий, соответствовавших нескольким вращательным переходам молекулы СО (от одного-двух в областях 5.23 и 5.52 мкм до трех-четырех в области 5.39 мкм). При уменьшении энергоклада в спектре излучения выделялась одна наиболее сильная линия. Для каждого из спектральных диапазонов энергии импульсов излучения наиболее сильных линий с $\lambda = 5.23, 5.39$ и 5.52 мкм составляли соответственно 0.42, 1.0 и 0.72 Дж при удельном энергокладе ~ 300 Дж/(л·Амага).

Удельный энергоклад варьировался в экспериментах от 100 до 400 Дж/(л·Амага). В отличие от CO_2 -лазера [3] энергетическая эффективность ОВФ-отражения в активной среде СО-ЭИЛ практически не зависела от удельного энергоклада. Следует отметить, что при увеличении последнего от 100 до 400 Дж/(л·Амага) энергия импульса лазерного излучения увеличивалась (например, в 2.5 раза для колебательного перехода $8 \rightarrow 7$), а его длительность уменьшалась (от 350 до 150 мкс для того же перехода) вследствие нагрева газа. Таким образом, интенсивность излучения внутри резонатора увеличивалась, но энергетический коэффициент отражения ОВФ-зеркала оставался при этом постоянным.

В большей степени влияние на эффективность ОВФ-отражения оказывало изменение отношения интенсивностей опорной (I_1) и пробной (I_3) волн при изменении интенсивности пробной волны с помощью калиброванных ослабителей (рис.2). При росте отношения I_1/I_3 от 1 до 8 экспериментально измеренный коэффициент отра-

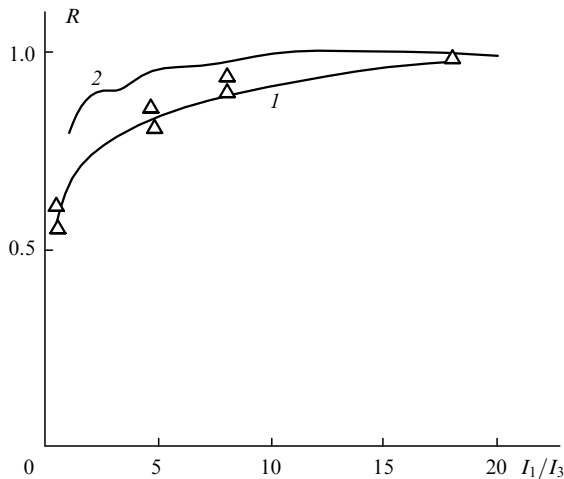


Рис.2. Экспериментальная (1) и расчетная (2) зависимости коэффициента отражения ОВФ-зеркала R от отношения интенсивностей I_1/I_3 .

жения R (кривая 1) возрастал в полтора раза. Однако при дальнейшем уменьшении интенсивности пробной волны (отношение I_1/I_3 увеличивалось до 18) он изменялся незначительно. Аналогично ведет себя расчетный коэффициент отражения (кривая 2). Такой же характер зависимости R от I_1/I_3 наблюдался и в случае активной среды CO_2 -ЭИЛ [3], где также при увеличении отношения I_1/I_3 от 1 до 4 наблюдалось резкое возрастание эффективности, а при увеличении I_1/I_3 от 4 до 21 эффективность ОВФ почти не менялась.

Влияние плотности лазерной смеси на эффективность ОВФ исследовалось для спектральных областей 5.39 и 5.23 мкм при одинаковой добротности лазерного резонатора. В области 5.39 мкм наблюдалось монотонное нарастание коэффициента отражения с увеличением плотности газа от 0.1 до 0.5 Амага (рис.3), аналогичное его увеличению в активной среде CO_2 -ЭИЛ [3]. Но в области 5.23 мкм нарастание коэффициента отражения с увеличением плотности происходило только при плотности газа, меньшей, чем 0.2–0.3 Амага.

Для исследования влияния спектрального состава лазерного излучения на энергетическую эффективность ОВФ была выбрана комбинация из трех каскадно связанных колебательно-вращательных переходов с приблизительно равными энергиями импульсов излучения: $P_{8 \rightarrow 7}(17)$, $P_{9 \rightarrow 8}(16)$, $P_{10 \rightarrow 9}(15)$. В этом случае ширина каждой щели в

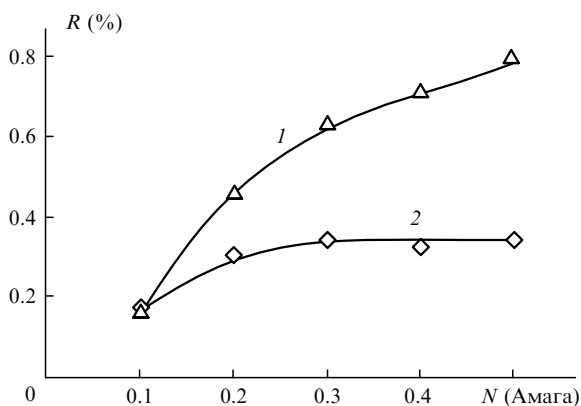


Рис.3. Зависимости коэффициента отражения от плотности лазерной смеси N для двух спектральных областей 5.39 (1) и 5.23 мкм (2) при удельном энергокладе ~ 300 Дж/(л-Амага).

Энергия лазерного излучения E и эффективность ОВФ R при генерации селективного CO -ЭИЛ на различных комбинациях трех каскадно связанных колебательно-вращательных переходов.

| $P_{10 \rightarrow 9}(15)$ | $P_{9 \rightarrow 8}(16)$ | $P_{8 \rightarrow 7}(17)$ | E (мДж) | R (%) |
|----------------------------|---------------------------|---------------------------|-----------|---------|
| + | - | - | 415 | 1.5 |
| - | + | - | 450 | 1.3 |
| - | - | + | 340 | 0.7 |
| + | + | - | 675 | 0.95 |
| + | - | + | 530 | 1.25 |
| - | + | + | 610 | 0.77 |
| + | + | + | 975 | 0.7 |

Примечания: удельный энергоклад ~ 300 Дж/(л-Амага), плотность газа – 0.3 Амага, $I_1/I_3 = 8$; знак плюс означает наличие генерации на соответствующем переходе.

оптической маске b (рис.1) соответствовала спектральному интервалу между соседними вращательными линиями одной колебательной полосы ($\sim 4 \text{ см}^{-1}$). В таблице даны полные энергии лазерного излучения и энергетические эффективности ОВФ для каждой из семи комбинаций спектра излучения.

Максимальная эффективность ОВФ ($R = 1.5\%$) наблюдалась при генерации лазерного излучения на одном колебательно-вращательном переходе $P_{10 \rightarrow 9}(15)$, а подключение дополнительных, каскадно связанных переходов приводило к уменьшению эффективности ОВФ. При этом эффективность ОВФ при ВЧВС в селективном резонаторе при генерации с прерванным каскадом (комбинация спектра из двух линий $P_{10 \rightarrow 9}(15)$ и $P_{8 \rightarrow 7}(17)$, $R = 1.25\%$) была больше, чем в случае генерации на соседних каскадно связанных переходах ($R = 0.95\%$ для переходов $P_{10 \rightarrow 9}(15)$ и $P_{9 \rightarrow 8}(16)$, $R = 0.77\%$ для переходов $P_{9 \rightarrow 8}(16)$ и $P_{8 \rightarrow 7}(17)$ и $R = 0.7\%$ для всех трех переходов), но меньше, чем на каждом отдельном переходе $P_{10 \rightarrow 9}(15)$ или $P_{8 \rightarrow 7}(17)$ ($R = 1.3\%$). Отметим, что при ВЧВС в активной среде многочастотного (неселективного) CO -ЭИЛ эффективность ОВФ не превышала 0.2% (см. [7]).

Таким образом, эффективность ОВФ при внутррезонаторном ВЧВС излучения частотно-селективного CO -лазера достигала максимума только в тех случаях, когда генерация происходила на одном колебательно-вращательном переходе при максимальной энергии излучения. В тех же экспериментальных условиях и с таким же селективным лазерным резонатором, но с другой дифракционной решеткой (угол блеска $\sim 22^\circ$, 150 штр./мм), работавшей в первом порядке спектра при большем коэффициенте отражения в режиме автоколлимации, коэффициент отражения по энергии достигал 2.5% при ВЧВС в активной среде CO -ЭИЛ, генерировавшего на переходе $P_{10 \rightarrow 9}(13)$.

3. Динамические свойства ОВФ-отражения

На рис.4 представлены временные зависимости огибающей (см. [12]) импульса пробного сигнала (кривая 1) и коэффициента отражения R по интенсивности (кривая 2) для одного колебательного перехода (спектральная область 5.39 мкм, удельный энергоклад 300 Дж/(л-Амага)). Максимальный коэффициент отражения по интенсивности наблюдался на переднем фронте импульса излучения лазера (рис.4,б) и почти в два раза превышал средний коэффициент отражения за импульс. Такое поведение коэффициента отражения характерно для малоинерционного

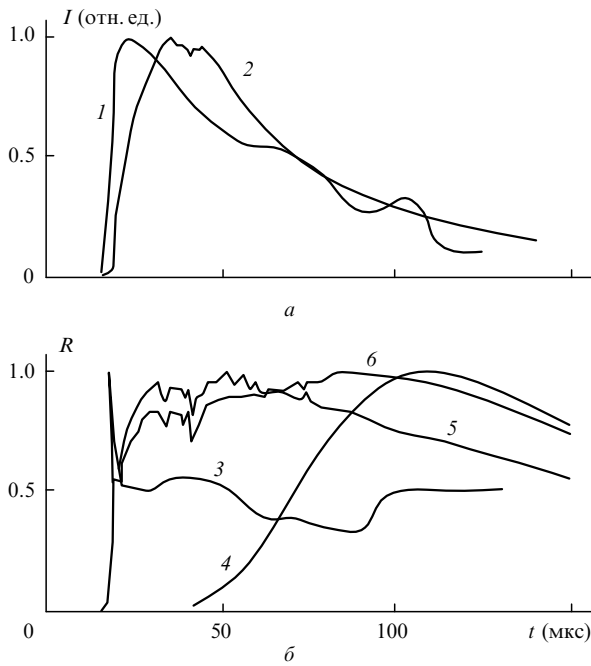


Рис.4. Временные зависимости пробного сигнала (эксперимент (1) и теория (2)) (а) и коэффициента отражения по интенсивности (эксперимент (3), результаты расчета с учетом решеток показателя преломления (4), решеток коэффициента усиления (5) и обеих решеток (6)) (б) в спектральной области 5.39 мкм при удельном энерговыкладе ~ 300 Дж/(л·Амага).

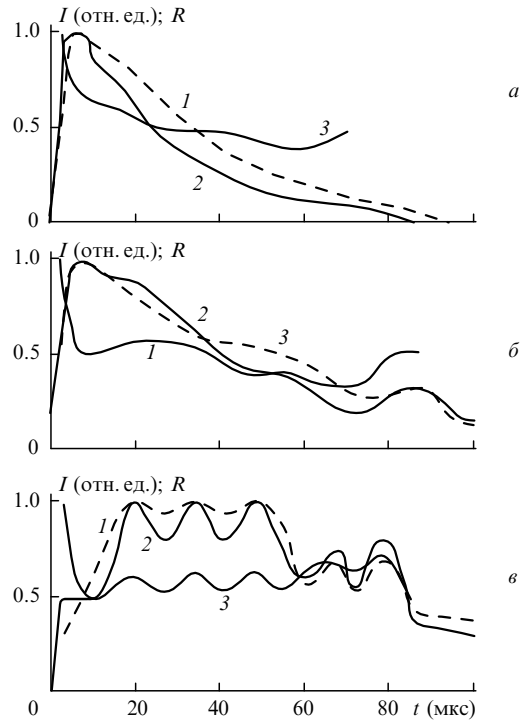


Рис.5. Временная динамика импульсов пробного (1) и ОВФ-сигналов (2), а также коэффициента отражения по интенсивности (3) при генерации излучения на разных колебательных переходах в спектральных областях 5.23 (а), 5.39 (б) и 5.52 мкм (в).

резонансного механизма ОВФ-ЧВС на амплитудных решетках усиления. Увеличение R на переднем фронте импульса излучения было обусловлено превышением коэффициентом усиления АС его порогового значения [3, 4, 12–14], поэтому в расчетах на основе модели квазистационарной генерации излучения (кривая 2) это увеличение R отсутствует (кривые 4–6).

Для сравнения временного поведения коэффициента отражения в различных частях колебательно-вращательного спектра молекулы СО на рис.5 представлены импульсы пробной волны, ОВФ-сигнала и коэффициент отражения для трех колебательных полос лазерного излучения при удельном энерговыкладе 350 Дж/(л·Амага). Следует отметить, что длительность импульсов лазерного излучения возрастала с увеличением длины волны (от ~ 100 мкс для 5.23 мкм до ~ 500 мкс для 5.52 мкм). На всех диаграммах (рис.5) временная динамика коэффициента отражения после первого пика длительностью 1–2 мкс на переднем фронте характеризуется медленным немонотонным спадом к концу импульса излучения. Такое же временное поведение коэффициента отражения наблюдалось и во всех остальных экспериментах.

Таким образом, анализ временной динамики ОВФ-отражения при внутрирезонаторном ВЧВС в активной среде СО-ЭИЛ указывает на то, что ОВФ-отражение происходит на амплитудных решетках резонансной нелинейности АС лазера и имеет квазистационарный характер с длительностью переходного процесса 1–2 мкс. Для теоретического обоснования этого вывода были выполнены расчеты эффективности ОВФ-отражения для амплитудного и фазового теплового механизмов нелинейности на основе кинетической модели СО-лазера и проведено сравнение результатов этих расчетов с экспериментальными данными.

4. Описание теоретической модели

Для описания квазистационарной временной динамики ОВФ при ВЧВС в активной среде импульсного СО-ЭИЛ была разработана численная модель, которая реализовывалась в три этапа. Вначале рассчитывался импульс лазерного излучения на селективируемом переходе с использованием разработанной ранее детальной модели импульсного СО-лазера [10, 15]. При этом численно решалась система кинетических уравнений для функций распределения электронов электроионизационного разряда по энергии и населенности колебательных уровней ($v \leq 52$) молекул СО и N_2 с учетом процессов возбуждения колебаний молекул электронами электроионизационного разряда, колебательно-колебательного VV-обмена, VT-релаксации, спонтанного и вынужденного излучения. Пороговый коэффициент усиления для каждой спектральной линии рассчитывался на основе экспериментальных данных по измерению потерь излучения в оптических элементах лазерного резонатора.

Временная динамика интенсивности излучения $I(t)$ в активной среде СО-лазера, полученная в результате предыдущих вычислений, использовалась на втором этапе для расчета динамики решеток коэффициента усиления и показателя преломления, возникающих в активной среде при ВЧВС пробного излучения I_3 и попутной опорной волны I_1 под углом $\theta \approx 10^{-2}$ рад. Интенсивность излучения в АС лазера задавалась в виде

$$I(t) = I_1(t) + I_2(t) + I_3(t) + 2(I_1 I_3)^{0.5} \cos(Kz),$$

где $K = 2\pi\theta/\lambda$ – волновое число решетки; λ – длина волны излучения колебательно-вращательного перехода; $I_1(t) = I_2(t)$ – интенсивности встречных опорных волн в резонаторе; все волны считались однородными в области пе-

рекрытия лазерных пучков. На одном полупериоде интерференционной картины было выбрано M равноотстоящих узлов вдоль поперечной координаты z ($M \gg 1$), для которых и рассчитывались локальные коэффициенты усиления на селектуемом переходе и поступательные температуры среды с использованием полной кинетической модели активной среды СО-ЭИЛ [10]. Расчет временной динамики амплитудной и фазовой решеток был проведен, начиная с момента возникновения генерации до $t = 200$ мкс.

Временная динамика амплитудной решетки коэффициента усиления значительно отличается от динамики фазовой тепловой решетки в активной среде СО-ЭИЛ. Формирование амплитудной решетки определяется процессами насыщения усиления, а ее релаксация – процессами VV-обмена между молекулами СО, что в условиях эксперимента для излучательного перехода $P_{10 \rightarrow 9}(13)$ соответствовало характерному времени ~ 0.10 мкс. Нагрев газа происходит частично при VV-обмене, а в основном – при VT-релаксации, обладающей заметной скоростью для $\nu \geq 30$. Скорость нагрева газа при VT-релаксации замедляется с увеличением интенсивности резонансного излучения, а формирование фазовой тепловой решетки в активной среде СО-лазера происходит сравнительно медленно. Для условий экспериментов вклад фазовой решетки в коэффициент отражения, согласно расчетам, становится заметным лишь через 40–50 мкс после начала генерации излучения. Амплитудная решетка коэффициента усиления, отслеживая изменения интенсивности значительно быстрее, обеспечивает динамический диапазон ОВФ вплоть до характерных времен $\sim 10^{-7}$ с.

В работах [12, 13] было показано, что импульс излучения СО-лазера имеет пиковую временную структуру с частотой следования пиков, соответствующей нескольким импульсам за время двойного обхода резонатора. Если поперечная структура излучения сохраняется от пика к пику, то рассматриваемая модель динамических решеток в активной среде СО-ЭИЛ применима для описания усредненных по времени (за время двойного обхода резонатора) характеристик ОВФ-отражения при внутррезонаторном ВЧВС. На третьем этапе для вычисления коэффициента отражения был использован сформулированный ранее подход [8], основанный на решении уравнений связанных волн при ВЧВС. При этом ОВФ-сигнал представлял собой результат перерасеяния внутррезонаторной встречной опорной волны на динамических амплитудных и фазовых решетках.

5. Результаты численных расчетов и их сопоставление с экспериментом

С использованием полной кинетической модели активной среды СО-лазера были проведены расчеты временной динамики амплитуды модуляции пространственно-однородной решетки коэффициента усиления A_g и мощности светоиндуцированного тепловыделения W_T . Результаты этих численных расчетов показали, что амплитудная решетка коэффициента усиления G с высокой точностью может быть аппроксимирована выражением $G = G_{th} + A_g \cos(Kz)$, где G_{th} – пороговый коэффициент усиления, $A_g < 0$ из-за насыщения усиления.

Время установления температурной решетки в условиях экспериментов составляло, по оценкам, ~ 30 мкс, поэтому для расчета эволюции фазовой решетки можно

воспользоваться решением стационарного уравнения теплопроводности. Амплитуда модуляции поступательной температуры газа оценивалась по формуле $A_T = W_T (c_p \chi K^2)^{-1}$, где χ – коэффициент теплопроводности; c_p – теплоемкость газа при постоянном давлении. Температурная решетка задавалась выражением $T = T_0(t) + A_T \cos(Kz)$, где $T_0(t)$ – текущее значение температуры среды, усредненное по периоду пространственной решетки. Резонансное излучение в активной среде СО-лазера уменьшает скорость нагрева газа при VT-релаксации, поэтому $A_T < 0$. На рис.6 приводится расчетная динамика абсолютных значений $|A_g|$ и $|A_T|$ для условий эксперимента, результаты которого представлены на рис.4.

Амплитудная решетка (решетка коэффициента усиления) и фазовая тепловая решетка (решетка показателя преломления) в условиях эксперимента были очень близки к гармоническим функциям. Аналитическое решение стандартных уравнений для связанных волн [16] при гармоничности решеток коэффициента усиления и показателя преломления приводит к выражению

$$R = \frac{I_1}{I_3} \left| \frac{\beta \tanh(\gamma d)}{\gamma - \alpha \tanh(\gamma d)} \right|^2, \quad (1)$$

где $\alpha = G_{th}/\theta$; $\beta = (0.5A_g - ik\Delta)/\theta$; $\gamma = (\alpha^2 - \beta^2)^{1/2}$; $d = L\theta$ – поперечный размер решетки; L – длина области взаимодействия; $\Delta = A_T/T_0$ – относительная амплитуда модуляции показателя преломления; $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число. Расчеты по формуле (1) в предположении гармоничности решеток дают коэффициенты отражения, которые совпадают с полученными на основе численной методики [8], включавшей в себя расчет динамики профиля решеток.

На рис.4,а приводится нормированная на максимальное значение расчетная интенсивность квазистационарной генерации на переходе $P_{10 \rightarrow 9}(13)$ (кривая 2), временное поведение которой близко к экспериментальной кривой 1. На рис.4,б показана расчетная динамика нормированных коэффициентов отражения на фазовой решетке (кривая 4), на решетке коэффициента усиления (кривая 5) и при совместном учете амплитудной и фазовой решеток (кривая 6). Анализ экспериментальных и расчетных данных показал, что в активной среде СО-ЭИЛ коэффициент отражения определяется в основном амплитудной ре-

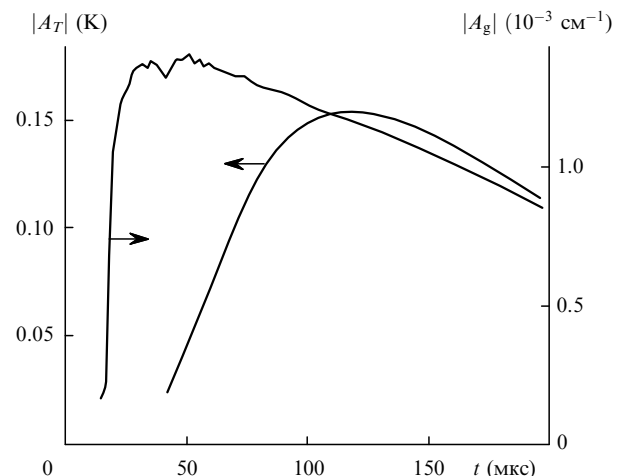


Рис.6. Временная динамика амплитуд пространственных решеток коэффициента усиления и температуры среды, полученная в расчетах для условий рис.4.

шеткой коэффициента усиления. Из анализа кинетической модели ВЧВС в активной среде СО-ЭИЛ следует, что вклад амплитудной и фазовой решеток в коэффициент отражения взаимно усиливается, так что результирующий эффект заметно сильнее, чем при простом суммировании.

Если же интерференционная картина поля изменяется со временем (например, при изменении модовой структуры излучения внутри резонатора), то более инерционная фазовая тепловая решетка окажется сдвинутой в пространстве относительно менее инерционной амплитудной решетки. Для оценки взаимодействия решеток был проведен численный эксперимент, в котором изначально был задан пространственный сдвиг решеток на 0.2 периода. Расчеты показали, что при таком сдвиге коэффициент отражения значительно (примерно в 1.5 раза) уменьшается.

Интегральная расчетная энергетическая эффективность ОВФ-отражения составляла 9.7 % (для амплитудной решетки) и 10.8 % (для суммарного действия решеток), что превышает измеренное значение примерно в 6 раз. Экспериментальный коэффициент отражения получается при двукратном уменьшении длины области взаимодействия излучения L в выражении (1) до ~ 0.5 м. В связи с этим в дальнейших расчетах эффективная длина области взаимодействия волн при ВЧВС задавалась равной 0.53 м.

Расчетная эффективность ОВФ в условиях, соответствующих рис.4, при учете лишь амплитудной решетки составила 1.66 %, а при совместном учете амплитудной и фазовой решеток – 1.9%. Уменьшение эффективной длины взаимодействия лазерных пучков может объясняться возможной нестабильностью поперечной структуры моды лазерного резонатора, а также тем, что в этом эксперименте (рис.4) спектр излучения состоял из нескольких линий, соответствовавших вращательным переходам молекулы СО одной колебательной полосы. На рис.2 приведена расчетная зависимость нормированного энергетического коэффициента отражения от параметра I_1/I_3 (кривая 2), которая демонстрирует неплохое согласие с экспериментальной кривой 1.

Для анализа временной динамики коэффициента отражения при генерации лазерного излучения одновременно на нескольких колебательно-вращательных переходах теоретическая модель была несколько модифицирована. Вначале была рассчитана динамика лазерной генерации на трех переходах: $P_{8 \rightarrow 7}(17)$, $P_{9 \rightarrow 8}(16)$ и $P_{10 \rightarrow 9}(15)$ (рис.7,а). При отношении интенсивностей $I_3/I_1 = 1/8$ была рассчитана временная динамика решеток коэффициента усиления, а затем коэффициент отражения по интенсивности (рис.7,б) на этих переходах. Расчет коэффициента отражения по энергии на каждом из трех переходов дал следующие значения: 1.28 % для перехода $P_{10 \rightarrow 9}(15)$, 0.91% для $P_{9 \rightarrow 8}(16)$ и 0.56 % для $P_{8 \rightarrow 7}(17)$.

Эффективность ОВФ на амплитудных решетках для трехчастотного излучения, т. е. при генерации излучения на всех трех переходах, составила в расчетах 0.87 %. Следует отметить, что расчетное соотношение энергий генерации для указанных переходов не совпадало с экспериментальным, но теоретическая модель качественно правильно описывает степень уменьшения эффективности ОВФ при изменении режима работы частотно-селективного СО-ЭИЛ от генерации излучения на одном колебательно-вращательном переходе к одновременной гене-

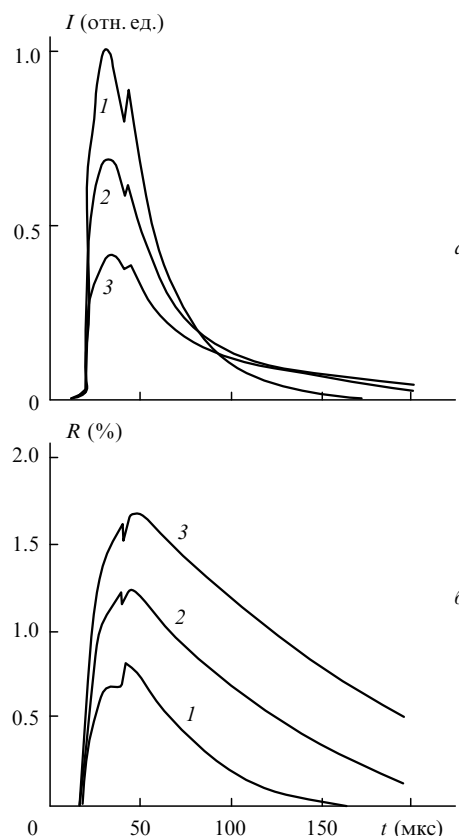


Рис.7. Расчетная динамика интенсивности генерации (а) и коэффициента отражения (б) на отдельных колебательно-вращательных переходах $P_{8 \rightarrow 7}(17)$ (1), $P_{9 \rightarrow 8}(16)$ (2) и $P_{10 \rightarrow 9}(15)$ (3).

рации на трех каскадно связанных переходах. В связи с этим можно говорить лишь о качественном согласии теории с экспериментом для многочастотного излучения.

Заключение

В настоящей работе экспериментально и теоретически исследовалось ОВФ-отражение методом ВЧВС в собственной активной среде частотно-селективного СО-ЭИЛ. Максимальная энергетическая эффективность ОВФ-отражения достигала 1.5–2.5 % при генерации на одном колебательно-вращательном переходе, а при расширении спектра излучения эффективность ОВФ уменьшалась. Длительность импульса лазерного излучения, его интенсивность внутри резонатора и удельный энерговклад практически не влияют на энергетическую эффективность ОВФ-отражения. В большей степени влияние на энергетический коэффициент отражения ОВФ-зеркала оказывают плотность газовой смеси и отношение интенсивностей пробной и пупутной опорной волн.

Анализ временных свойств ОВФ при внутрирезонаторном ВЧВС в активной среде СО-ЭИЛ, работающего в режиме свободной генерации, позволяет сделать вывод о том, что в условиях проведенных экспериментов ОВФ квазистационарно в течение всего импульса излучения (100–500 мкс), а длительность переходного процесса, имеющего пиковый характер, составляет 1–2 мкс.

Эффективность ОВФ-отражения, полученная в эксперименте, была заметно меньше значений, предсказываемых теорией, которая описывает взаимодействие излучения в идеализированной схеме ВЧВС в активной среде частотно-селективного СО-ЭИЛ. Количественное согла-

сие с экспериментальными данными в рамках теоретической модели достигается при уменьшении эффективной длины взаимодействия, что может быть связано с нестабильностью структуры резонаторной моды. Неоднородность мощности накачки, изменение температуры газа и интенсивности взаимодействующих волн проявляются в реальном эксперименте и могут оказывать влияние на степень согласования теории с экспериментом.

Сопоставление наблюдаемой в эксперименте и теоретически рассчитанной временной динамики коэффициента отражения ОВФ-зеркала указывает на преобладающую роль резонансного амплитудного механизма ОВФ на решетках коэффициента усиления в активной среде СО-ЭИЛ. Теоретическая модель качественно правильно описывает зависимость эффективности ОВФ при внутрирезонаторном ВЧВС от отношения интенсивностей взаимодействующих волн и степень уменьшения энергетического коэффициента отражения при изменении режима работы частотно-селективного СО-ЭИЛ от генерации на одном колебательно-вращательном переходе до одновременной генерации на трех каскадно связанных переходах.

1. Галушкин М.Г., Димаков С.А., Оношко Р.Н. и др. *Изв.АН СССР.Сер.физич.*, **54**, 1042 (1990).
2. Ageichik A.A., Dimakov S.A., Rezunkov Yu.A. et al. *Proc.SPIE*, **1840**, 166 (1991).
3. Галушкин М.Г., Ионин А.А., Котков А.А. и др. *Квантовая электроника*, **25**, 739 (1998).
4. Галушкин М.Г., Ионин А.А., Котков А.А., Митин К.В. *Квантовая электроника*, **25**, 905 (1998).
5. Белоусов Д.В., Бородин А.М., Бункина М.В. и др. *XIV Междунар.конф.по когерентной и нелинейной оптике* (Л., 1991, т.1, с.177).

6. Бердышев А.В., Бородин А.М., Гурашвили В.А. и др. *Квантовая электроника*, **23**, 47 (1996).
7. Афанасьев Л.А., Ионин А.А., Киселев Е.А. и др. *Квантовая электроника*, **21**, 557 (1994).
8. Бердышев А.В., Курносков А.К., Напартович А.П. *Квантовая электроника*, **20**, 529 (1993).
9. Бердышев А.В., Курносков А.К., Напартович А.П. *Квантовая электроника*, **21**, 91 (1994).
10. Белых А.Д., Гурашвили В.А., Кочетов И.В. и др. *Квантовая электроника*, **22**, 333 (1995).
11. Ионин А.А., Климачев Ю.М., Кобза Г., Синицин Д.В. *Квантовая электроника*, **24**, 195 (1997).
12. Биэрсто К., Вальтер Р., Ионин А. и др. *Квантовая электроника*, **24**, 631 (1997).
13. Afanas'ev L., Ionin A., Klimachev Yu. et al. *Proc.SPIE*, **3092**, 142 (1996).
14. Афанасьев Л.А., Галушкин М.Г., Ионин А.А. и др. *Изв.АН.Сер. физич.*, **60**, 41 (1996).
15. Исламов Р.Ш., Конев Ю.Б., Кочетов И.В., Курносков А.К. *Квантовая электроника*, **11**, 142 (1984).
16. Зельдович Б.Я., Пилипецкий Н.Ф., Шкунов В.В. *Обращение волнового фронта* (М., Наука, 1985).

A.A.Ionin, A.A.Kotkov, A.K.Kurnosov, A.P.Napartovich, L.V.Seleznev. Intracavity phase conjugation of the radiation from a pulsed frequency-selective CO laser.

The temporal dynamics and efficiency of phase-conjugate reflection in the course of intracavity degenerate four-wave mixing of radiation from a pulsed frequency-selective electron-beam-sustained CO laser was investigated experimentally and theoretically. The energy efficiency of the phase-conjugate reflection in the experiments reached 1.5–2.5% for a CO laser emitting as a result of one vibrational transition, diminishing on expansion of the emission spectrum of the laser. Comparison of the experimental and calculated data indicates the dominant role of the resonance amplitude phase-matching mechanism in the active medium of a CO laser.