

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки  
Физический институт имени П.Н. Лебедева Российской академии наук

На правах рукописи

Козлов Андрей Юрьевич

**Лазер на основных и обертоновых переходах молекулы CO  
с накачкой щелевым высокочастотным разрядом  
и криогенным охлаждением электродов**

специальность 01.04.21 лазерная физика

диссертация на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:

доктор физико-математических наук

профессор А.А. Ионин

Научный консультант:

кандидат физико-математических наук

доцент Д.В. Сеницын

Москва 2017

## Содержание

<b>Введение</b>	<b>3</b>
<b>Глава 1. Обзор литературы</b>	<b>12</b>
<b>1.1. Формирование инверсной населенности в активной среде СО лазера</b>	<b>12</b>
<b>1.2. СО лазеры с ВЧ накачкой</b>	<b>15</b>
<b>Глава 2. Экспериментальные установки</b>	<b>21</b>
<b>2.1. ВЧ генератор</b>	<b>22</b>
<b>2.2. Система ВЧ согласования</b>	<b>22</b>
<b>2.3. Разрядная камера</b>	<b>23</b>
<b>2.4. Электродная система</b>	<b>25</b>
<b>2.5. Лазерный резонатор</b>	<b>28</b>
<b>2.6. Дополнительные системы обеспечения</b>	<b>29</b>
<b>Глава 3. Генерация излучения на переходах основной полосы молекулы СО</b>	<b>30</b>
<b>3.1. Влияние состава и давления активной среды на энергетические характеристики лазера</b>	<b>30</b>
<b>3.2. Выбор частоты модуляции ВЧ мощности накачки</b>	<b>33</b>
<b>3.3. Влияние мощности ВЧ возбуждения на энергетические характеристики лазера</b>	<b>34</b>
<b>3.4. Геометрия электродной системы</b>	<b>35</b>
<b>3.5. Спектрально-временные характеристики излучения</b>	<b>36</b>
<b>3.6. Долговременная стабильность лазерной генерации</b>	<b>37</b>
<b>3.7. Частотно-селективный режим генерации</b>	<b>38</b>
<b>3.8. Режим модуляции добротности резонатора</b>	<b>40</b>
<b>3.9 Выводы к Главе 3</b>	<b>47</b>
<b>Глава 4. Генерация излучения на переходах первого колебательного обертона молекулы СО</b>	<b>49</b>
<b>4.1. Обертонная генерация в лазере с первой разрядной камерой</b>	<b>49</b>
<b>4.2. Обертонная генерация в лазере со второй разрядной камерой</b>	<b>60</b>
<b>4.3. Спектрально-временные особенности генерации многочастотного обертонового излучения</b>	<b>67</b>
<b>4.4. Долговременная стабильность работы лазера</b>	<b>75</b>
<b>4.5. Плазмохимические процессы в активной среде криогенного СО лазера, действующего без прокачки активной среды</b>	<b>81</b>
<b>4.6. Выводы к Главе 4</b>	<b>91</b>
<b>Заключение</b>	<b>94</b>
<b>Список литературы</b>	<b>96</b>

## Введение

Среди молекулярных лазеров, действующих в средней инфракрасной области спектра, лазеры на окиси углерода [1-12] выделяются высокой эффективностью и широким диапазоном перестройки частоты излучения. Генерация излучения в таких лазерах может происходить как на фундаментальных (основных) колебательно-вращательных переходах, т.е. с изменением номера колебательного уровня на единицу ( $V+1 \rightarrow V$ ), так и на переходах первого колебательного обертона ( $V+2 \rightarrow V$ ) [13, 14] молекулы окиси углерода. Спектр излучения СО лазера, действующего на переходах фундаментальных колебательных полос, лежит в диапазоне длин волн от  $\sim 4.6$  мкм (колебательная полоса  $1 \rightarrow 0$ ) [15, 16] до  $\sim 8.7$  мкм (колебательная полоса  $39 \rightarrow 38$ ) [17, 18]. В настоящее время генерация излучения обертонового СО лазера получена на колебательно-вращательных переходах в диапазоне длин волн от  $\sim 2.5$  мкм (полоса  $6 \rightarrow 4$ ) до  $\sim 4.2$  мкм (полоса  $38 \rightarrow 36$ ) [19-21]. Благодаря процессам колебательно-колебательного (VV) обмена и каскадному механизму генерации излучения, при котором нижний лазерный уровень одного перехода становится верхним лазерным уровнем другого перехода [23], эффективность преобразования энергии накачки в энергию излучения СО лазера, действующего на основных переходах, может достигать  $\sim 50 \div 60\%$  [4, 24, 25]. Эффективность обертонового СО лазера, действующего в режиме свободной генерации, как это было продемонстрировано в работе [26], может достигать 16%. В частотно-селективном режиме (на одном выделенном колебательно-вращательном переходе) генерация обертонового излучения была получена более чем на 400 колебательно-вращательных переходах с максимальной эффективностью до 0.75% [26-30]. Кроме того, использование дихроичных зеркал резонатора позволяет реализовать режим одновременной генерации излучения как на основных, так и на обертоновых переходах молекулы СО (смотри, например [20]). И, хотя для наиболее эффективной генерации на обертоновых переходах молекулы СО необходимо подавление генерации на основных переходах, одновременная генерация в двух спектральных диапазонах может использоваться, например, для преобразования частоты излучения СО лазера в нелинейных кристаллах [31, 32].

Диапазон перестройки длин волн излучения СО лазера перекрывает те спектральные диапазоны, в которых расположены полосы поглощения как обычных веществ ( $H_2O$ ,  $CO_2$ ,  $O_3$ ,  $N_2O$ ,  $NO_2$ ,  $NO$ ,  $SO_2$ ,  $NH_3$ ,  $CH_3Cl$ ,  $CO$ ,  $HCl$ ,  $HF$ ,  $HBr$ ,  $HI$ ,  $OH$  и др.) и органических соединений (метан, ацетон, бензол, толуол, метанол, этанол, бутанол и др.), так и сильных загрязнителей, включая опасные (токсичные и взрывчатые) вещества [33-35]. Кроме того, рабочий спектральный диапазон обертонового СО лазера перекрывает “окно прозрачности” атмосферы (спектральная область с малым поглощением) в диапазоне от 3.3 до 4.1 мкм [36, 37].

В среднем ИК диапазоне также действуют диодные лазеры на солях свинца [38, 39], лазеры на квантовых каскадах [40, 41] и нелинейные оптические устройства, такие как оптические параметрические генераторы и генераторы разностной частоты [42,43], химические HF/DF лазеры [44-46] и аммиачный лазер, который в работе [47] использовался в качестве источника излучения для лидара. Помимо этого, в среднем ИК диапазоне действуют лазеры на кристаллах ZnSe, ZnS и CdSe легированные ионами  $Fe^{2+}$  или  $Cr^{2+}$  [48-56]. И, хотя суммарный спектральный диапазон лазеров на основе этих кристаллов достаточно широк (~1.5 – 5.1 мкм), перестройка каждого отдельного лазера осуществляется в более узком диапазоне длин волн, а наилучшие энергетические характеристики этих лазеров достигаются при криогенном охлаждении [57].

Тем не менее, сочетание большого количества линий, высокой стабильности частоты излучения и малой спектральной ширины отдельной линии (спектральная ширина линии излучения  $\Delta\nu$  может составлять ~100 кГц, при нестабильности частоты излучения менее 30 кГц,  $\Delta\nu/\nu=3 \cdot 10^{-10}$  [58]) открывает широкие возможности по применению оберточного СО лазера в спектроскопии [33, 59-62], при дистанционном лазерном зондировании и мониторинге окружающей среды, транспортировке лазерного излучения на большие расстояния и др. А в работе [63] была проведена сравнительная многофакторная оценка диагностических возможностей различных газовых лазеров среднего ИК диапазона ( $CO_2$ , HF, DF,  $NH_3$ ,  $N_2O$  и CO) при многочастотном количественном спектроскопическом газоанализе многокомпонентных смесей и было показано, что широкодиапазонный СО лазер (генерирующий излучение как на фундаментальных, так и на оберточных переходах) обладает уникальными возможностями в многочастотной спектроскопической диагностике загрязнений атмосфер, в том числе выхлопов двигателей.

Для большинства как научных, так и практических применений лазерных источников излучения вообще и СО лазеров в частности важными параметрами являются не только выходная мощность и эффективность, но и габариты установки, ее надежность, простота конструкции и ресурс работы. Эти вопросы становятся особенно актуальными при проектировании мобильных лазерных комплексов (например, ЛИДАРов). Среди газовых лазеров относительно небольшими габаритами обладают волноводные капиллярные и щелевые конструкции с накачкой поперечным емкостным высокочастотным (ВЧ) разрядом [64] (диапазон частот 10-100 МГц). Отвод тепла из активной среды таких лазеров осуществляется через охлаждаемые электроды, на которые подается ВЧ напряжение (см., например [65-67]). Сочетание компактности и относительной простоты систем с ВЧ накачкой с возможностями СО лазеров (высокая эффективность, широкий спектральный диапазон, большое количество рабочих длин волн) делает щелевой СО лазер с ВЧ накачкой активной

среды весьма привлекательным источником излучения для решения многих научных и прикладных задач.

Однако большинство экспериментальных исследований СО лазеров с накачкой ВЧ разрядом проводилось при температуре активной среды не ниже  $-30^{\circ}\text{C}$ , хотя известно, что эффективность СО лазера тем больше, чем ниже температура активной среды [8, 23] (этот факт особенно важен при получении генерации излучения СО лазера на обертоновых переходах). Исключением являются всего несколько работ [68-70], а генерация излучения на обертоновых переходах молекулы СО в установке с ВЧ накачкой наблюдалась только в работе [70] в узком спектральном диапазоне при охлаждении активной среды в сверхзвуковом потоке. Щелевых лазеров с накачкой ВЧ разрядом, действующих на обертоновых переходах молекулы СО до настоящего времени не существовало.

Такое положение вещей связано в первую очередь со спецификой плазмохимических процессов, происходящими в электроразрядной плазме активной среды СО лазера при криогенных температурах. А именно, при диссоциации молекул СО, которая имеет место в любом электрическом разряде, конечными продуктами различных реакций являются  $\text{CO}_2$  и С. При соблюдении некоторых требований (чистота исходных газов, определенный состав газовой смеси, подбор условий электроразрядного возбуждения) эти реакции становятся обратимыми для комнатных температур (диссоциация  $\text{CO}_2$  и дальнейшее связывание свободного углерода), что способствует восстановлению концентрации молекул СО и поддержанию ее на постоянном уровне. При низких температурах продукты диссоциации окиси углерода ( $\text{CO}_2$  и С) вымораживаются и осаждаются на криогенных элементах конструкции лазерных камер, что приводит к быстрому уходу активных молекул из газовой смеси и, в конце концов, к полному срыву лазерной генерации. До настоящего времени эта проблема, как правило, решалась путем использования принудительной прокачки газовой смеси через зону возбуждения и генерации (см., например, [19, 71, 72]). Аналогичное препятствие (вымораживание) имеет место и для использования добавок Хе к активной газовой смеси (давление насыщенного пара Хе при  $T \sim 100 \text{ K}$  составляет несколько десятых долей Тора), которые существенно улучшают энергетические характеристики отпаянных СО лазеров, работающих при комнатной температуре [9]. Следует также отметить, что работа электроразрядных лазеров с кислородосодержащей активной средой (кислород обычно добавляется в активную газовую смесь СО лазера в небольших количествах для компенсации диссоциации СО в разряде) при криогенных температурах сопровождается образованием озона, который конденсируется и оседает в жидком виде на криогенных элементах конструкции лазера. Жидкий озон представляет собой сильное взрывчатое вещество, которое может (и иногда приводит) к разрушению экспериментальных криогенных электроразрядных

установок, использующих газовые смеси, содержащие окись углерода и/или кислород (см., например, [61]). Для предотвращения таких ситуаций, нарабатываемый жидкий озон необходимо непрерывно удалять из электроразрядной камеры. По этой причине непрерывные или импульсно-периодические криогенные СО лазеры, как правило, работают в режиме прокачки газа, который необходимо поддерживать длительное время даже после выключения разряда.

В связи с этим, несомненна **актуальность** представленных в настоящей диссертации **исследований**, которые посвящены вопросам определения основных физических принципов и механизмов, позволяющих создавать надежные компактные источники когерентного ИК излучения на основе щелевых СО лазеров с ВЧ накачкой и криогенно охлаждаемыми электродными системами. Особое внимание при этом уделялось максимально возможному расширению диапазонов выходных параметров этих источников (спектральный диапазон, выходная мощность, эффективность и ресурс работы) и обеспечению их стабильности, в частности, путем поиска путей минимизации влияния криогенных плазмохимических процессов, ведущих к деградации активной среды.

К началу исследований, результаты которых представлены в настоящей диссертации, основная часть экспериментальных исследований отпаянных СО лазеров с накачкой ВЧ разрядом проводилось при комнатной или слегка пониженной (до  $-30^{\circ}\text{C}$ ) температуре активной среды. Криогенное охлаждение использовалось лишь в нескольких работах на установках с прокачкой газовой смеси через разрядный промежуток. А генерация излучения на обертоновых переходах молекулы СО в установке с ВЧ накачкой наблюдалась только в одной работе в узком спектральном диапазоне при охлаждении активной среды в сверхзвуковом потоке. Тем не менее, именно криогенное охлаждение активной среды СО лазера позволяет реализовать максимально возможную эффективность работы СО лазера и значительно расширить его спектральный диапазон.

**Целью диссертационной работы** являлась разработка и создание компактных щелевых СО лазеров с возбуждением высокочастотным разрядом и криогенным охлаждением электродов, действующих как на основных, так и на обертоновых переходах молекулы СО длительное время без принудительной прокачки газовой смеси.

В результате проведенных в рамках настоящей диссертации исследований были решены следующие **задачи**:

1. Создание компактных (с активным объемом  $\sim 10\text{-}20\text{ см}^3$ ) щелевых лазеров с накачкой поперечным емкостным ВЧ разрядом и криогенным охлаждением электродов, действующих без принудительной замены активной среды, как на основных, так и на обертоновых переходах молекулы СО в непрерывном, квазинепрерывном и импульсно-периодическом режимах.

2. Экспериментальное исследование этих лазеров с целью определения параметров накачки, давления и состава активной среды, позволяющих получить наибольшую среднюю мощность лазерного излучения или максимально увеличить ресурс работы криогенных щелевых СО лазеров без принудительной прокачки лазерной смеси.

3. Получение генерации излучения в щелевых СО лазерах с накачкой ВЧ разрядом и охлаждением электродов жидким азотом, действующих без принудительной прокачки активной среды в непрерывном и импульсно-периодическом режимах с частотами повторения импульсов от 10 Гц до ~10 кГц.

**Научная новизна** диссертационной работы заключается в следующем:

1. Показано, что компактные щелевые СО лазеры с накачкой импульсно-периодическим поперечным емкостным ВЧ разрядом и криогенным охлаждением электродов действуют без принудительной замены газовой смеси как на основных, так и на обертоновых колебательно-вращательных переходах молекулы СО.

2. Найдены экспериментальные условия, позволяющие существенно замедлить деградацию лазерной смеси, и увеличить ресурс работы криогенных импульсно-периодических щелевых СО лазеров, действующих без замены активной среды до  $10^6$  импульсов.

3. Реализован импульсно-периодический режим генерации обертонового щелевого СО лазера без принудительной прокачки активной среды в спектральном диапазоне 2.5-3.9 мкм с высокими удельными характеристиками.

В диссертации **автор защищает следующие положения:**

1. Компактные щелевые СО лазеры с накачкой емкостным высокочастотным разрядом и криогенным охлаждением электродов действуют без прокачки активной среды как на переходах обертоновой полосы молекулы СО в спектральном диапазоне 2.5-3.9 мкм, так и на основных колебательно-вращательных переходах (5 - 6.5 мкм) в режимах импульсно-периодической, квазинепрерывной и непрерывной генерации, модуляции добротности резонатора и спектральной селекции.

2. В импульсно-периодическом режиме возбуждения криогенных СО лазеров без прокачки активной среды обеспечивается генерация  $\sim 10^5$ - $10^6$  лазерных импульсов только при использовании газовых смесей с аномально высоким содержанием кислорода (от 20 % до 50 % по отношению к концентрации молекул СО).

3. Удельная средняя мощность генерации излучения с единицы площади поверхности электродов импульсно-периодического щелевого обертонового СО лазера без прокачки активной среды с накачкой емкостным высокочастотным разрядом и криогенным охлаждением электродов достигает  $30 \text{ мВт/см}^2$  при эффективности 1.6%.

**Практическая значимость** диссертационной работы заключается в том, что созданные компактные криогенные щелевые СО лазеры с ВЧ возбуждением активной среды могут найти применение для качественного и количественного спектроскопического анализа многокомпонентных газовых смесей, содержащих добавки вредных, токсичных, взрывчатых или наркотических веществ. Резонансное воздействие излучения СО лазера на различные органические и неорганические вещества открывает широкие возможности для его применения в лазерной химии и медицине. Использование излучения такого лазера в “окне прозрачности” атмосферы ( $\lambda \sim 3.3-4.1$  мкм), может найти применение при транспортировке лазерного излучения на большие расстояния, дистанционном лазерном зондировании, для функционального подавления приемных устройств и создания систем радарного типа различного назначения (например, измерителей скорости объектов и ветра). Излучение коротких импульсов СО лазера, полученных в режиме модуляции добротности, может использоваться для генерации суммарных и разностных частот в нелинейных кристаллах, что значительно расширит диапазон возможных применений такой системы.

Диссертация состоит из введения, четырех глав и заключения.

Во **Введении** обоснована цель работы, ее актуальность и новизна, практическая значимость; сформулированы защищаемые положения.

В **Главе 1** описаны основные принципы формирования инверсной населенности в активной среде СО лазера и представлен обзор экспериментальных и теоретических работ, посвященных исследованиям СО лазеров с накачкой емкостным высокочастотным разрядом.

В **Главе 2** представлены описания, конструктивные особенности и основные параметры использованных в исследованиях установок, оптических схем и вспомогательного оборудования.

В **Главе 3** приведены результаты параметрического исследования характеристик криогенных щелевых СО лазеров с накачкой емкостным ВЧ разрядом, работающих в различных режимах на колебательно-вращательных переходах основной полосы молекулы СО.

В **Главе 4** приведены результаты исследований генерационных характеристик обертонового щелевого СО лазера с накачкой емкостным ВЧ разрядом и криогенных плазмохимических процессов в его активной среде, определяющих возможности лазера стабильно работать максимально долго в квази отпаянном режиме (без принудительной замены активной газовой смеси).

В **Заключении** сформулированы основные результаты настоящего исследования.

Все излагаемые в данной работе экспериментальные и расчетные результаты получены лично автором или при его непосредственном участии совместно с научным руководителем



д.ф.-м.н. А.А. Иониным и научным консультантом к.ф.-м.н. Д.В. Сеницыным. Экспериментальные исследования проводились на установках, созданных в лаборатории Газовых лазеров Отделения Квантовой Радиофизики (ОКРФ) Физического Института им. П.Н. Лебедева Российской Академии наук (ФИАН, г. Москва) также при непосредственном участии автора.

**Апробация результатов работы.** Основные результаты диссертации были опубликованы в 5 статьях в журналах [1\* - 5\*] и изданиях материалов конференций [6\* - 8\*], индексируемых в базах данных Web of Science и Scopus, а также в трех других изданиях [9\* - 11\*]:

- 1\*. Ионин А.А., **Козлов А.Ю.**, Селезнев Л.В., Сеницын Д.В., “Криогенный щелевой лазер на окиси углерода”, *Квантовая электроника*, **39**, (3), с.229, 2009.
- 2\*. Ionin A.A., **Kozlov A.Yu.**, Seleznev L.V., Sinitsyn D.V., “RF discharge slab CO laser operating in both fundamental and first-overtone bands”, *Optics Communications*, **282**, p.629, 2009.
- 3\*. Ionin A.A., **Kozlov A.Yu.**, Seleznev L.V., Sinitsyn D.V., “Slab overtone CO laser operating in the 2.5 - 4.0 micron spectral range”, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **45**, (3), p.215, 2009.
- 4\*. Ionin A.A., **Kozlov A.Yu.**, Rulev O.A., Seleznev L.V., Sinitsyn D.V., “Repetitively Pulsed Cryogenically Cooled Quasi Sealed-Off Slab RF Discharge First-Overtone CO Laser” *Applied Physics B: Lasers and Optics*, **122**:183, 2016.
- 5\*. Ionin A.A., Kochetkov Yu.V., **Kozlov A.Yu.**, Mokrousova D.V., Seleznev L.V., Sinitsyn D.V., Sunchugasheva E.S., Zemtsov D.S., “Q-switched slab RF discharge CO laser”, *Laser Physics Letters*, **14**, 055001, 2017.
- 6\*. Ionin A.A., **Kozlov A.Yu.**, Seleznev L.V., Sinitsyn D.V., “RF Discharge Slab Carbon Monoxide Laser: Overtone Lasing (2.5 – 4.0 micron) and Fundamental Band Tuning (5.0 – 6.5 micron)”, *Proc. SPIE*, **7131**, p.713106, 2009.
- 7\*. Ionin, A.A., **Kozlov, A.Yu.**, Seleznev, L.V., Sinitsyn, D.V., “Slab overtone carbon monoxide laser”, *Proc. SPIE*, **7196**, 71960A, 2009.
- 8\*. Ionin A., **Kozlov A.**, Seleznev L., Sinitsyn D., “Slab RF discharge overtone CO laser”, *Proc SPIE*, **7994**, p.79941N, 2011.
- 9\*. Ионин А.А., **Козлов А.Ю.**, Селезнев Л.В., Сеницын Д.В., “Компактный криогенный щелевой СО-лазер с накачкой емкостным ВЧ-разрядом”, Препринт ФИАН, №1, с.1-32, М., 2008.
- 10\*. Ionin A.A., **Kozlov A.Yu.**, Seleznev L.V., Sinitsyn D.V., “Compact slab radio-frequency discharge CO laser”, SPIE Newsroom, 26 May 2009, DOI: 10.1117/22.1200905/1626.

11\*. Ионин А.А., Климачев Ю.М., **Козлов А.Ю.**, Котков А.А., Селезнев Л.В., Синицын Д.В., “Активная среда для электроразрядного СО лазера или усилителя и способ ее накачки”, патент РФ №2354019 от 27.04.2009, Бюллетень "Изобретения. Полезные модели", № 12, с.1016, 2009.

Полученные результаты были доложены на следующих всероссийских и международных конференциях:

- “Научная сессия МИФИ 2008”, 21-27 января 2008г., Москва, Россия.
- XV Международный симпозиум “Оптика атмосферы и океана. Физика атмосферы”, 22-29 июня 2008г., Красноярск, Россия.
- “13 International Conference on Laser Optics 2008”, June 23-28, 2008, St. Petersburg, Russia.
- XVII International Symposium. “Gas Flow and Chemical lasers & High Power Lasers”, September 15-19, 2008, Lisbon, Portugal.
- “Photonics West 2009: High Energy/Average Power Lasers and Intense Beam Applications III”, January 24 – 29, 2009, San Jose, CA, USA.
- “4th International Conference on the Frontiers of Plasma Physics and Technology”, April 6-10, 2009, Katmandu, Nepal.
- IX Int. Conf. "Atomic and molecular pulsed lasers", September 14-18, 2009, Tomsk, Russia.
- III Всероссийская молодёжная школа-семинар с международным участием “Инновационные аспекты фундаментальных исследований по актуальным проблемам физики”, 25-30 октября 2009г., Москва, Россия.
- “Научная сессия НИЯУ МИФИ-2010”, 25-31 января 2010г., Москва, Россия.
- “International Conference on Coherent and Nonlinear Optics & International Conference on Lasers, Applications, and Technologies” (ICONO/LAT 2010) August 23-26, 2010, Kazan, Russia.
- “Научная сессия НИЯУ МИФИ-2011”, 1-5 февраля 2011г., Москва, Россия.
- “5-ая школа по лазерной физике”, 26 – 29 апреля 2011, г.Саров, Нижегородская обл., Россия.
- 5 Всероссийская молодежная конференция “Инновационные аспекты фундаментальных исследований по актуальным проблемам физики”, 14–16 ноября 2011г., Москва, Россия.
- “International Conference on Coherent and Nonlinear Optics & International Conference on Lasers, Applications, and Technologies” (ICONO/LAT 2013), June 23-26, 2013, Moscow, Russia
- “22nd International Laser Physics Workshop” (LPHYS’13), July 15–19, 2013, Prague, Czech Republic.

- VII Отраслевая научно-техническая конференция “Проблемы создания лазерных систем”, 11-13 сентября 2013 г., г. Радужный, Владимирская обл., Россия.
- “The 23-th Annual International Conference on Advanced Laser Technologies ALT’15”, September 7–11, 2015, Faro, Portugal.
- “International Conference on Coherent and Nonlinear Optics & International Conference on Lasers, Applications, and Technologies” (ICONO/LAT – 2016), September 26-30, Minsk, Belarus.
- III Международная конференция "Лазерные, плазменные исследования и технологии", 24-27 января 2017г., Москва, Россия.
- “The 26th Annual International Laser Physics Workshop” (LPHYS’17), July 17–21, 2017, Kazan, Russia.

Полученные результаты были представлены автором на научных семинарах Отделения квантовой радиофизики ФИАН. Циклы работ отмечались наградами на конкурсах научных работ: Премия фонда “Успехи физики” по результатам Открытого конкурса инновационных работ молодых учёных (2008 г.), Премия Физического института им. П.Н. Лебедева РАН в составе научного коллектива: Климачев Ю.М., Козлов А.Ю., Котков А.А., Селезнев Л.В., Сеницын Д.В. (2009 г.). Часть представленных в работе результатов, относящихся к конструкции лазерной камеры с ВЧ накачкой и криогенным охлаждением электродов, а также к работе этой установки с использованием активных сред с высоким содержанием кислорода, защищена патентом РФ №2354019 от 27.04.2009 “Активная среда для электроразрядного СО лазера или усилителя и способ ее накачки”, полученным в составе авторского коллектива Ионин А.А., Климачев Ю.М., Козлов А.Ю., Котков А.А., Селезнев Л.В., Сеницын Д.В. Результаты представленных в диссертации исследований использовались при создании целевой ВЧ СО лазерной системы с криогенным охлаждением электродов по заказу “НИИ оптико-электронного приборостроения” в рамках гособоронзаказа.

## Глава 1. Обзор литературы

### 1.1. Формирование инверсной населенности в активной среде CO лазера

Молекула окиси углерода, находящаяся в основном электронном состоянии  $X^1\Sigma^+$ , является ангармоническим осциллятором и характеризуется системой колебательных уровней, энергия которых рассчитывается по формуле:

$$E_V = \omega_e \left( V + \frac{1}{2} \right) - \omega_e x_e \left( V + \frac{1}{2} \right)^2 + \dots \quad (1.1)$$

где  $\omega_e = 2169.81 \text{ см}^{-1}$ ,  $\omega_e x_e = 13.29 \text{ см}^{-1}$  - дефект колебательного кванта [73]. При этом каждый колебательный уровень  $V$  содержит подсистему вращательных подуровней  $J$  с энергией:

$$E_{VJ} = B_V J(J+1) - D_V J^2(J+1)^2, \quad (2)$$

где  $B_V$  и  $D_V$  - вращательные постоянные колебательного уровня  $V$ .

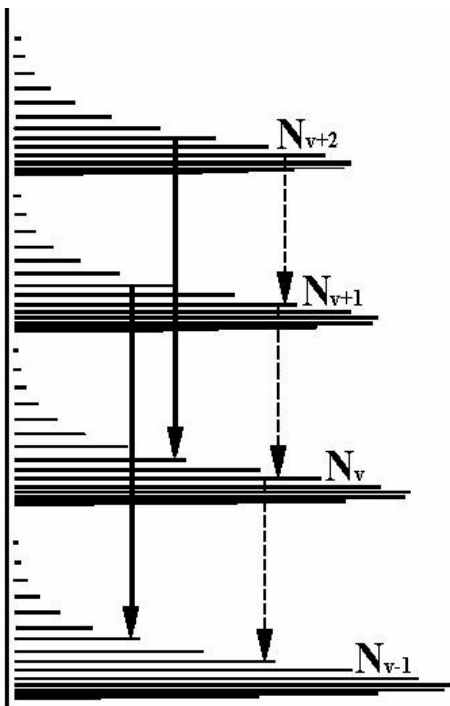
$$B_V = B_e - \alpha_e \left( V + \frac{1}{2} \right) + \dots, \quad D_V = \frac{4B_e^3}{\omega_e^2} + \dots \quad (3).$$

$B_e = 1.93 \text{ см}^{-1}$ ,  $\alpha_e = 17.5 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1}$ .

Генерация излучения происходит при переходе молекул с верхнего колебательного уровня на нижний, при этом частота  $\nu$  излученной или поглощенной волны определяется формулой Планка:

$$\nu = (E_{V_1 J_1} - E_{V_2 J_2}) / h \quad (4)$$

При переходе между двумя колебательными уровнями одного и того же электронного состояния квантово-механические правила отбора требуют, чтобы изменение квантового числа было равно  $\Delta V = \pm 1$  (основные переходы), а также  $\Delta V = \pm 2, \pm 3, \dots$  со значительно меньшей вероятностью (обертонные переходы) [74]. При переходах также изменяется вращательное квантовое число  $J$ . Квантово-механические правила отбора для молекулы CO требуют, чтобы  $\Delta J = \pm 1$  (где  $\Delta J$  - разность вращательных квантовых чисел верхнего и нижнего уровней). С учетом вращательных компонент колебательные переходы между двумя уровнями состоят из двух групп: Р-ветвь с  $\Delta J = 1$  и R-ветвь с  $\Delta J = -1$ . Система колебательно-вращательных



**Рис. 1.1** Схема колебательно-вращательных лазерных переходов молекулы CO  $V \rightarrow V-1$  (пунктир) и  $V \rightarrow V-2$  (сплошная линия),  $J-1 \rightarrow J$ .

уровней молекулы CO и колебательно-вращательные переходы между ними схематично изображена на **Рис. 1.1** (переходы фундаментальной полосы изображены пунктиром, а обертоновые переходы – сплошной линией).

В работе [75] были проведены измерения частот некоторых спектральных линий CO лазера с точностью, достигающей нескольких МГц ( $\pm 10^{-4} - 10^{-5} \text{ см}^{-1}$ ). Основываясь на этих результатах, в работах [76, 77] были рассчитаны колебательные константы переходов молекулы CO. Спектроскопические константы молекулы CO, рассчитанные в [77] на основе экспериментальных данных, вошли в различные базы данных (см., например, [78]).

Коэффициент усиления излучения в активной среде CO лазера  $g = \sigma \Delta N_{V,J}$ , где  $\sigma$  – сечение взаимодействия,  $\Delta N_{V,J}$  – разность населенностей двух колебательно-вращательных уровней, соответствующих лазерному переходу. В состоянии термодинамического равновесия колебательная функция распределения (КФР) молекул по уровням  $V$  имеет больцмановский вид. В электрическом разряде происходит возбуждение нижних колебательных уровней ( $V=1-8$ ) молекулы CO [79]. Вследствие ангармоничности колебаний молекулы CO происходит заселение более высоких колебательных уровней в процессе колебательно-колебательного обмена (VV обмен) [80]. В предположении отсутствия колебательно-поступательной (VT) релаксации аналитическое выражение для КФР по колебательным уровням  $V$  ангармонических осцилляторов (так называемое триноровское распределение) принимает вид [80]:

$$N_V = N_0 \exp\left(-\frac{E_V}{k\theta_V^*}\right) \quad (5)$$

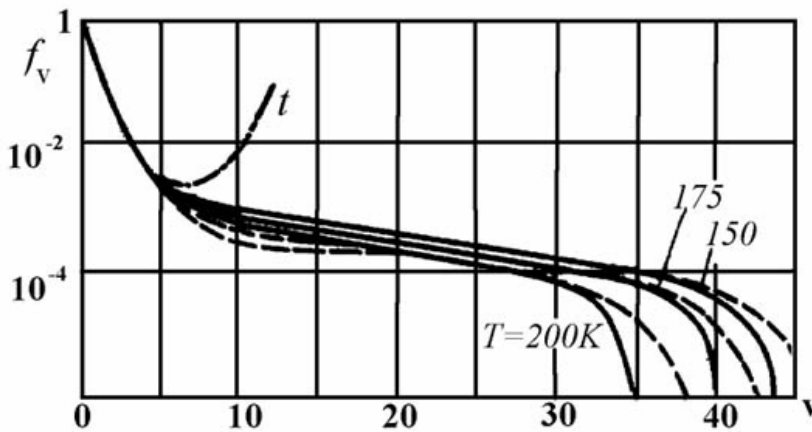
$$N_V = N_0 \exp\left(-\frac{VE_1}{k\theta_1^*} + \frac{VE_1 - E_V}{kT}\right) \quad (6)$$

где  $T$  – температура газа,  $k$  – постоянная Больцмана  $\theta_V^*$  – эффективная колебательная температура для уровня  $V$ , которая различна для разных уровней, температуры  $\theta_V^*$  и  $\theta_1^*$  связаны следующим соотношением:

$$\frac{\theta_V^*}{\theta_1^*} = \frac{VE_1}{E_V} - \theta_1^* \left[ \frac{VE_1 - E_V}{E_V} \right]^{-1}. \quad (7)$$

Описываемая этими формулами КФР продемонстрирована на **Рис. 1.2**, (кривая  $t$ ). В триноровской функции при  $\theta_1^* > T$  возможно существование абсолютной инверсии населенностей, поскольку не учитываются процессы диссипации энергии на высоко расположенных уровнях. Одним из таких процессов может быть VT релаксация (см., например, [81]). Модель такого процесса была предложена Шварцем, Славским, Герцфелдом [82] (т.н. “ШСГ теория”). В этой модели рассматривались процессы обмена энергией при взаимодействии возбужденного гармонического осциллятора и отдельного атома. Для

описания VT релаксации в низкотемпературной плазме, которую представляет собой активная среда СО лазера, используют модифицированную (см., например, [83]) теорию ШСГ. На **Рис. 1.2** приведено сопоставление триноровской КФР (кривая  $t$ ) с функциями, рассчитанными в работе [81] с учетом процессов VT релаксации для нескольких температур газа. При малых значениях  $V$  вид функции определяется VV обменом и имеет триноровский вид. Далее функции имеют вид плато (медленный спад). При больших  $V$  скорость VT релаксации превалирует над скоростью колебательно-колебательного VV обмена, и функция распределения довольно резко убывает.



**Рис. 1.2** Триноровская ( $t$ ) и расчетные функции распределения населенностей по колебательным уровням основного электронного состояния молекулы СО [81].

Абсолютная инверсная населенность  $N_{v' > v}$ , которая наблюдается при триноровском распределении, редко реализуется в эксперименте (в работе [16] для создания абсолютной инверсной населенности на переходе  $2 \rightarrow 1$  применялась оптическая накачка перехода  $0 \rightarrow 2$ ). Однако в активной среде электроразрядного СО лазера возможно существование частичной инверсной населенности (в области плато), которая обусловлена наличием вращательных подуровней в каждом из колебательных уровней  $N_{v',J'} > N_{v,J}$ . При более низких температурах (см. **Рис. 1.2**) область плато распространяется на более высокие колебательные переходы, что дает возможность расширить спектр излучения лазера.

С учетом КФР и однородного уширения линии излучения, формула, описывающая коэффициент усиления слабого сигнала (КУСС) СО лазера, принимает вид:

$$g = \left( \frac{1}{kT} \right)^2 \frac{\lambda^2 A_{v,v'} \sqrt{Mhc}}{4\pi^2 d^2 p} (2J-1) \left[ N_{v'} B_v \exp\left( -\frac{B_v (J-1)hc}{kT} \right) - N_v B_v \exp\left( -\frac{B_v (J+1)hc}{kT} \right) \right] \quad (8)$$

где  $A_{v,v'}$  - вероятность спонтанного излучения [30],  $d$  - диаметр молекулы,  $p$  - давления газа,  $\lambda$  - длина волны излучения,  $h$  - постоянная Планка,  $c$  - скорость света,  $M$  - масса молекулы СО.

## 1.2. СО лазеры с ВЧ накачкой

К началу исследований, результаты которых представлены в настоящей диссертации, основная масса работ по созданию и исследованию СО лазеров проводилась на установках низкого давления с накачкой разрядом постоянного тока (см., например, [2, 13, 84, 85]) или на установках с накачкой несамостоятельным электроионизационным (ЭИ) разрядом [8], несмотря на то, что для накачки первых газовых лазеров использовался высокочастотный (ВЧ) разряд [86, 87]. Такая ситуация сложилась в связи с тем, что в шестидесятые годы прошлого века физическая природа особенностей ВЧ разряда была еще недостаточно изучена, а источники питания, как и в настоящее время, были достаточно сложны, по сравнению с источниками питания для тлеющего разряда. Поэтому методы ВЧ возбуждения газовых лазеров тогда развития не получили и ВЧ разряды, если и использовались, то в основном как вспомогательное средство, обеспечивающее возможность поддержания пространственно однородной плазмы с нужными для лазера параметрами в тех случаях, когда в самостоятельном разряде постоянного тока это не удавалось [64].

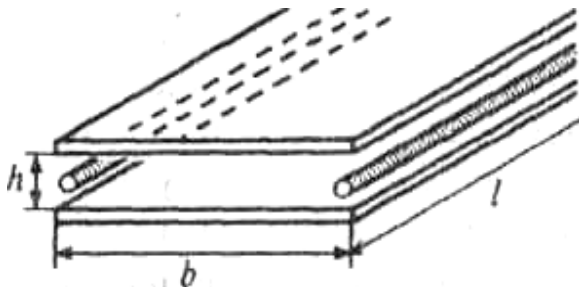
В дальнейшем, благодаря целенаправленным исследованиям, перспективы использования ВЧ разряда для возбуждения газовых лазеров стали более очевидными. В основном ВЧ разряд использовался при создании СО<sub>2</sub> лазеров (см., например, [87-96]). И в настоящее время многие лазерные установки на двуокиси углерода с ВЧ накачкой выпускаются промышленностью. Особенно широко представлены ВЧ СО<sub>2</sub>-лазеры с мощностью от десятков до сотен ватт, но производятся лазеры и с мощностью киловатт и выше. Кроме того, ВЧ разряд применяется для накачки He-Ne лазеров [86, 97] Ag-Xe лазеров [98-100] и лазеров на парах металлов [101]. Хорошие результаты были получены при накачке ВЧ разрядом волноводных СО-лазеров, работающих при комнатной температуре [102-105].

Интерес к этому типу газового разряда связан с тем, что ВЧ лазеры при относительно небольших размерах могут отличаться рядом полезных особенностей [64]. В первую очередь - это возможность использования капиллярной или щелевой (планарной) геометрии разрядного промежутка, которая позволяет обеспечить эффективное диффузионное охлаждение активной среды лазера через поверхность электродов. В СО лазерах зависимость коэффициента усиления слабого сигнала от температуры играет существенную роль [8, 23], а наилучшие энергетические и спектральные характеристики этих лазеров были получены при криогенных температурах газовой смеси. Это особенно актуально для обертонового СО лазера, в котором генерация излучения наблюдалась только при глубоком охлаждении активной среды (см. [30]). Использование же охлаждения в сверхзвуковом потоке для достижения криогенных температур [13, 106-113] существенно увеличивает сложность и габариты установки, снижает

ее надежность и, наконец, делает подобную технологию совершенно невыгодной для разработки лазеров малой и средней мощности.

Увеличение эффективности теплоотвода в отпаянных системах на основе лазерных трубок достигается уменьшением диаметра трубки и переходом к капиллярной системе. Однако в этом случае, при сохранении длины трубки, очевидно, уменьшается объем активной среды  $V$  и количество активных частиц. С другой стороны, вместо трубки с малым радиусом  $R$ , т.е. с малыми размерами в двух направлениях, можно использовать любой зазор (щель), плоский или коаксиальный, с одним малым размером  $h$  (см. **Рис. 1.3**) [64]. При этом другой размер - ширину щели  $b$ , можно увеличивать, сохраняя длину  $l$ , соответствующую длине трубки. Тем самым, при той же длине  $l$  и той же плотности теплового потока в стенки (если высота щели равна диаметру трубки) можно существенно увеличить лазерный объем  $V = hbl$  по сравнению с объемом трубки  $\pi R^2 l$  и при одинаковой плотности мощности накачки достичь большей мощности лазерного излучения от системы данной длины  $l$ . Эта идея была представлена в работе [114].

Однако заполнение щелевого зазора большой площади плазмой разряда постоянного тока, не позволяет создать активную среду с параметрами, необходимыми для генерации лазерного излучения [64]. При расположении электродов вдоль длины разрядного промежутка  $l$  по краю щелевого зазора (см. **Рис. 1.3**) и направлении электрического поля вдоль ширины щели  $b$  происходит контракция разряда, и ток протекает через одну или несколько областей, поперечные размеры которых не превышают высоты щели  $h$ . Применение поперечного тлеющего разряда постоянного тока (когда в качестве электродов используются поверхности, образующие зазор) при малом межэлектродном расстоянии ( $h$ ), не позволяет эффективно накачивать колебательные состояния молекул, поскольку в такой системе значительную часть межэлектродного зазора занимает катодный слой с низкой концентрацией электронов.



**Рис. 1.3.** Схема щелевого разрядного промежутка с электродами, расположенными вдоль его длины [64].

Приложение ВЧ напряжения к большим плоским электродам, разделенным небольшим расстоянием, решает проблему эффективной накачки активной среды. При накачке ВЧ разрядом плазма не успевает распадаться за время периода колебаний поля (от нескольких единиц до нескольких десятков наносекунд), и, следовательно, с помощью ВЧ разряда можно получать плазму с практически стационарной плотностью. При этом ток электрического ВЧ разряда



может замыкаться на электроды токами смещения, что при необходимости позволяет вынести электроды за пределы диэлектрической разрядной камеры, упрощает конструкцию лазера и исключает контакт активной лазерной среды с металлическими электродами. В щелевой геометрии разрядного промежутка диэлектрическое покрытие может быть нанесено на поверхность электродов, ограничивающих область лазерной генерации. Оптимальные для накачки газовой активной среды и, соответственно, для лазерной генерации плотности тока ( $j \geq 10 \text{ мА/см}^2$ ) [64] в ВЧ разряде легко достижимы на практике. По-видимому, эти свойства ВЧ разряда и способствовали тому, что именно он использовался для накачки активных сред в первых газовых лазерах: в гелий-неоновом [86], и в  $\text{CO}_2$ -лазерах [87].

Щелевой ВЧ разряд обладает рядом особенностей, не характерных для установок с другими способами накачки или формами разрядного промежутка [64]:

1. ВЧ разряд может быть организован так, что потери мощности в реактивных приэлектродных слоях, имеющиеся при использовании разряда постоянного тока, практически отсутствуют, а межэлектродный зазор заполняется однородной плазмой. Более того, распределение электронной плотности вдоль малого размера щели более однородное, чем в трубках с продольным разрядом постоянного тока, что позволяет более эффективно использовать лазерный объем.

2. В щелевой конфигурации межэлектродного зазора расстояние между электродами, как правило, невелико, и число Френеля не превышает единицу. Поэтому в направлении, перпендикулярном плоскости электродов, лазер может работать только в волноводном режиме, и для увеличения его эффективности необходимо обеспечивать наибольшее отражение излучения от поверхностей электродов. Независимость режима горения ВЧ разряда от материала электродов и от того, покрыты они диэлектриками или нет, дает возможность подбирать материал электродов (или их покрытия), а также качество обработки поверхности исходя из технологических соображений и требований, предъявляемых к оптическому резонатору.

3. Малый размер межэлектродного расстояния в поперечном ВЧ разряде позволяет использовать относительно небольшие ВЧ напряжения (порядка сотен вольт) и активные среды большей плотности, чем в трубках с накачкой продольным разрядом постоянного тока. Кроме того, близкое расположение электродов облегчает запуск лазера, что обусловлено малым отличием напряжения зажигания от напряжения стационарного горения ВЧ разряда.

4. ВЧ разряд позволяет модулировать мощностью лазерного излучения путем варьирования мощности накачки. В то время как при возбуждении лазера постоянным током эта задача усложняется из-за необходимости применять балластные сопротивления во внешней цепи для стабилизации разряда.

5. Установки с ВЧ возбуждением могут не содержать хрупких элементов (например, стеклянных трубок), тем самым, увеличивая надежность конструкций, что является важным обстоятельством при создании мобильных лазерных систем.

6. Щелевой ВЧ разряд при необходимости позволяет быстрее заменять рабочую смесь в зоне разряда за счет ее вытекания в связанные со щелью балластные объемы, в то время как в трубке смесь необходимо прокачивать вдоль нее.

7. Для стабилизации ВЧ разряда можно использовать реактивные балластные сопротивления (диэлектрические покрытия электродов), в которых потери мощности незначительны. Между тем использование балластного сопротивления в установках с накачкой разрядом постоянного тока может привести к потерям мощности накачки до 50 %.

В работах [90, 115] было явно продемонстрировано преимущество использования щелевых СО лазеров с ВЧ накачкой по сравнению с СО лазерами с накачкой разрядом постоянного тока. Использование разряда с частотой 81 МГц в плоском щелевом зазоре позволило получить мощность излучения лазера 85 Вт. Похожие уровни мощности (~ 100 Вт) были получены на установках без прокачки газовой смеси в работах [103-105, 116-121]. Однако эти исследования проводились при комнатной или немного пониженной, до  $-30^{\circ}\text{C}$  (в работе [119] до  $-65^{\circ}\text{C}$ ) температуре активной среды. Исключение составляют несколько работ, в которых использовалось криогенное диффузионное охлаждение активной среды щелевого СО лазера [122] или охлаждение газа в сверхзвуковом потоке [70, 123, 124]. Использование криогенного охлаждения газовой смеси в сочетании с использованием емкостного ВЧ разряда позволило создать СО лазерные установки с мощностью излучения в несколько киловатт. А в работе [70] была реализована генерация на обертоновых переходах молекулы СО в спектральном диапазоне 2.6 – 2.7 мкм с мощностью излучения до 50 Вт. Однако генерация обертонового излучения на более высоких колебательных переходах (в том числе в окне прозрачности атмосферы) в установках с накачкой высокочастотным разрядом ранее не наблюдалась.

При криогенном охлаждении активной среды электроразрядных СО лазеров, действующих без прокачки газовой смеси, необходимо учитывать различные плазмохимические процессы, которые могут негативно сказаться на энергетических характеристиках лазерной установки и долговременной стабильности работы лазера. Однако описание экспериментальных исследований большинства из этих процессов в литературе отсутствуют. Одним из таких процессов является реакция диссоциации молекул окиси углерода  $2\text{CO} \rightarrow \text{CO}_2 + \text{C}$ , продукты которой (молекулы  $\text{CO}_2$  и углерод) конденсируются на поверхности холодных элементов установки и не могут участвовать в процессе регенерации молекул СО, что приводит к уменьшению количества активных частиц в смеси. Кроме того,

углерод, осажденный на рабочей поверхности электродов, образует слабо отражающее покрытие, тем самым, увеличивая оптические потери для волноводных мод лазерного резонатора. Добавление Хе в активную среду (аналогично лазерам, действующим при комнатной температуре) для снижения электронной температуры плазмы ВЧ разряда и снижения скорости диссоциации молекул СО неэффективно в связи с низким давлением его насыщенных паров при криогенных температурах ( $\sim 0.1$  Торр при  $T \sim 90$  К). Эти процессы не оказывают заметного влияния на системы с быстрой прокачкой газовой смеси через область электрического разряда, однако в системах без принудительной замены газовой смеси они будут оказывать значительное влияние на энергетические характеристики и долговременную стабильность работы лазера.

Вероятно, по этим причинам отпаянные СО лазеры и не исследовались при криогенных температурах, поскольку считалось, что плазмохимические процессы приведут к быстрой деградации смеси, что практически сразу приведет к прекращению лазерной генерации. Экспериментальных исследований самих плазмохимических процессов в СО лазерах при криогенных температурах, целью которых было бы замедление необратимых реакций или компенсация потери активных частиц, также не проводилось.

Скорость реакции диссоциации молекул СО в разряде значительно снижается при использовании газовых смесей, содержащих молекулы кислорода. В отпаянных СО лазерах, работающих при комнатной или немного пониженной температурах, а также в СО лазерах с быстрым протоком газа, как правило, используются безкислородные газовые смеси [9], либо смеси с небольшим содержанием кислорода  $\text{CO}:\text{O}_2:\text{Y} = 1:(0.03 \div 0.05):\text{Y}$  (Y - суммарное содержание остальных компонент) [103, 105, 116, 124, 125]. Исследование активной среды электроионизационного СО лазера продемонстрировало, что использование газовых смесей с большим (до 20 % от количества молекул СО) содержанием кислорода позволяет реализовать весьма эффективную лазерную генерацию [126-128]. Также было показано, что в этих смесях возрастает коэффициент усиления слабого сигнала на низких колебательно-вращательных переходах ( $V < 20$ , где V - номер колебательного квантового уровня), что приводит к увеличению энергетических характеристик СО лазера, действующего как на основных, так и на обертоновых переходах. Эти результаты продемонстрировали потенциальную возможность получить достаточно стабильную лазерную генерацию в криогенных СО лазерных установках без принудительной замены активной среды при использовании газовых смесей с большим содержанием кислорода.

Таким образом, к началу исследований, результаты которых представлены в настоящей диссертации, сложилась следующая ситуация.

С одной стороны, уникальные свойства СО лазеров, такие как высокие удельные мощности и КПД, широчайший рабочий спектральный диапазон, большое количество узких спектральных линий в выходном излучении делают эти лазеры весьма привлекательными инструментами для решения самых различных фундаментальных и прикладных задач.

С другой стороны, СО лазеры вплоть до настоящего времени относятся к категории «экзотических». В особенности это справедливо по отношению к обертонным СО лазерам, требующим для своей работы глубокого (криогенного) охлаждения активной среды. Разработки таких лазеров в основном были направлены на создание мощных систем, которые так и не стали массовыми из-за весьма высокой сложности и стоимости.

И, наконец, отсутствуют детальные исследования плазмохимических процессов, происходящих в активной среде отпаянных СО лазеров при криогенных температурах, которые приводят к деградации активной среды и не позволяют создавать такие лазеры, способные работать продолжительное время. Между тем, отсутствие известных механизмов, замедляющих необратимые плазмохимические реакции или компенсирующих потерю активных частиц, и, в то же время, оказывающих минимальное влияние на генерационные характеристики лазера, не позволяло создать компактные отпаянные СО лазеры с криогенным охлаждением и, как следствие, наилучшими энергетическими характеристиками.

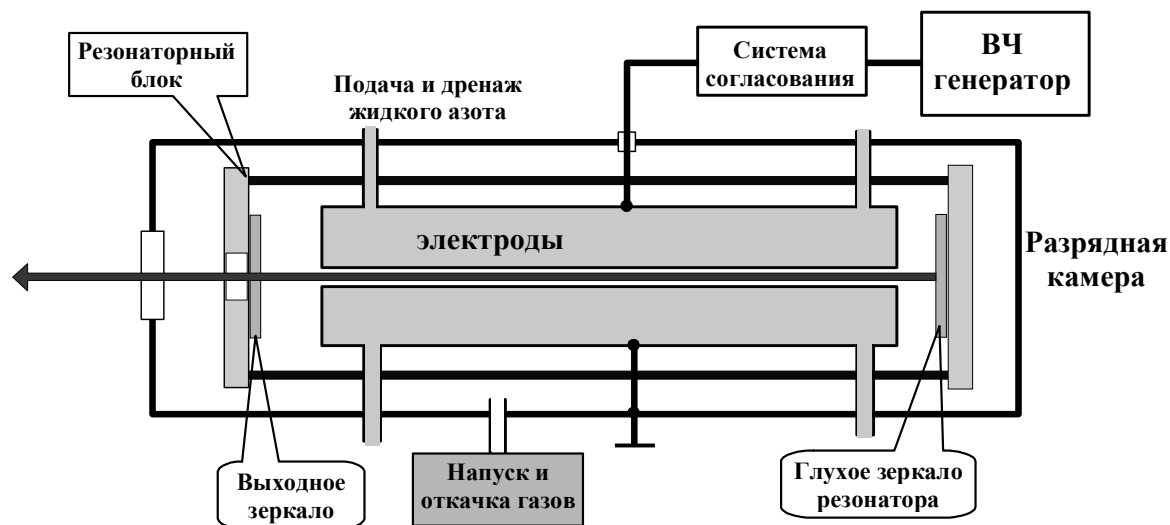
Все вышесказанное привело к тому, что, несмотря на очевидную потребность, в настоящее время нет компактных, надежных источников когерентного ИК излучения на базе СО лазеров небольшой мощности, которые могли бы работать как в диапазоне 5-7 мкм (на основных переходах) так и на длинах волн первого колебательного обертона молекулы СО (диапазон 2.5-4 мкм).

Настоящая работа направлена на создание и исследование характеристик компактных лазерных источников с накачкой поперечным емкостным ВЧ разрядом и криогенным охлаждением электродов, действующих без принудительной прокачки активной среды как на основных, так и на обертонных переходах молекулы СО в непрерывном и импульсно-периодическом режимах.

## Глава 2. Экспериментальные установки

Для многих применений лазерных источников излучения важным параметром являются габариты установки, в частности при создании мобильных лазерных комплексов или лабораторных установок. Относительно небольшими для газовых лазеров габаритами при высоких энергетических характеристиках обладают волноводные и щелевые конструкции с накачкой поперечным емкостным высокочастотным (ВЧ) разрядом. Отведение тепла из активной среды таких лазеров осуществляется через охлаждаемые электроды, на которые подается ВЧ напряжение. Сочетание компактности и простоты ВЧ систем с возможностями СО лазеров (высокая эффективность, широкий спектральный диапазон, большое количество рабочих длин волн) делает щелевой СО лазер с ВЧ накачкой активной среды весьма привлекательным источником излучения для решения многих научных и прикладных задач.

Все экспериментальные исследования, результаты которых приведены в настоящей диссертации, выполнены на двух щелевых СО лазерных установках с накачкой высокочастотным (ВЧ) разрядом и криогенным охлаждением электродов, созданных в лаборатории Газовых лазеров ОКРФ ФИАН. Конструктивно (**Рис. 2.1**) обе установки устроены одинаково и принципиально отличаются только длиной активной среды (250 и 400 мм).

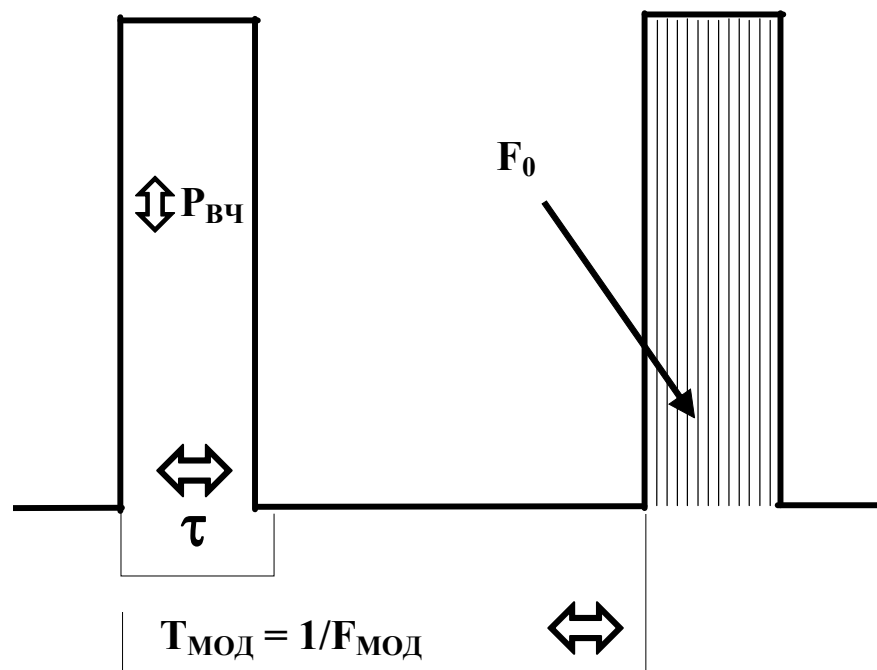


**Рис.2.1.** Схема щелевой СО лазерной установки с ВЧ возбуждением.

Основой конструкции установок (см. **Рис.2.1**) являются разрядные камеры прямоугольного и круглого сечений из нержавеющей стали, внутри которой находятся электродные системы и лазерный резонатор. Накачка разрядного промежутка осуществлялась ВЧ генераторами через систему согласования выходного сопротивления генератора с нагрузкой. Кроме того, использовались вспомогательные системы, предназначенные для вакуумной откачки и напуска газов, для подачи жидкого азота к электродной системе, для измерения энергетических, временных и спектральных характеристик лазерного излучения.

## 2.1. ВЧ генератор

Для возбуждения разряда использовались два высокочастотных генератора: RFPS-500AM с несущей частотой  $F_0 = 81.36$  МГц и максимальной выходной мощностью  $P_{\max} = 620$  Вт и Dressler CESAR с несущей частотой  $F_0 = 60$  МГц и максимальной выходной мощностью  $P_{\max} = 1000$  Вт. Генераторы могут работать как в непрерывном режиме, так и в импульсно-периодическом режиме с низкочастотной амплитудной модуляцией выходной ВЧ мощности ( $F_{\text{мод}} = 0.01-25$  кГц) (**Рис.2.2**).

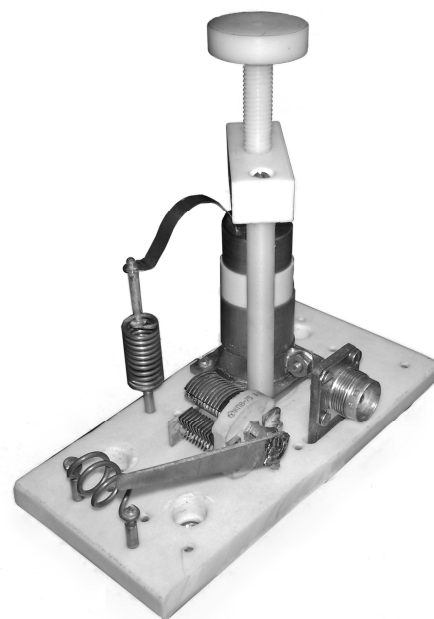
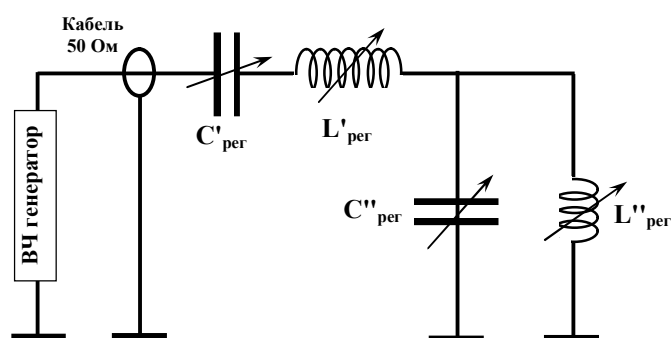


**Рис. 2.2.** Структура импульса ВЧ мощности возбуждения.  $T_{\text{мод}}$  - период модуляции;  $\tau$  - длительность импульса;  $P_{\text{ВЧ}}$  - пиковая мощность основного импульса.

При этом средняя ВЧ мощность  $\langle P_{\text{ВЧ}} \rangle$ , подводимая к разрядному промежутку, варьировалась при накачке основными импульсами как их скважность  $\tau/T_{\text{мод}} = 0.1 \div 1.0$ , так и мгновенной амплитудой ВЧ мощности  $P_{\text{ВЧ}}$  в каждом импульсе ( $T_{\text{мод}} = 1/F_{\text{мод}}$  - период модуляции,  $\tau$  - длительность модулирующего импульса). Информация о параметрах накачки будет приведена ниже для каждой экспериментальной серии.

## 2.2. Система ВЧ согласования

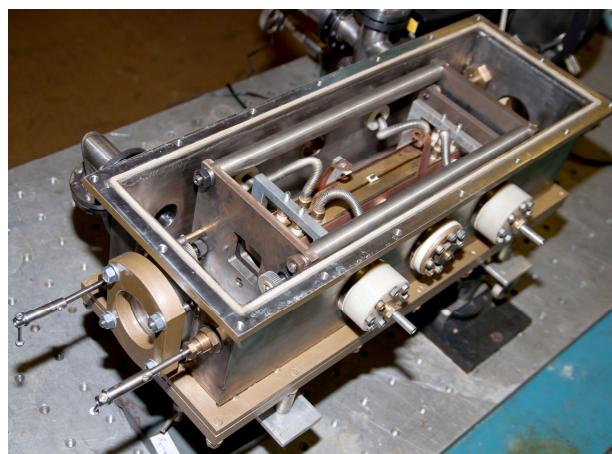
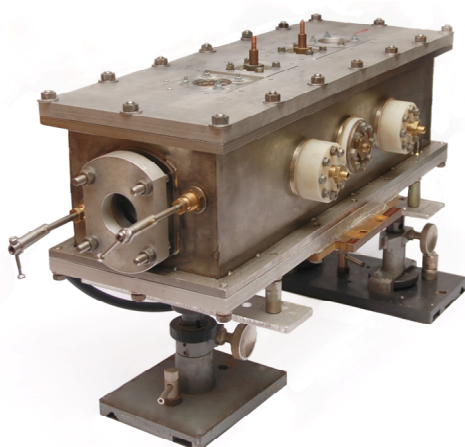
Для эффективной работы установки важной задачей является контроль величины ВЧ мощности, отраженной от разрядной камеры обратно в ВЧ генератор из-за рассогласования выходного импеданса генератора (50 Ом) и динамической нагрузки, каковой являлась плазма разряда, формируемая в электродной системе. Эта проблема решалась посредством использования регулируемой системы согласования (**Рис. 2.3**), через которую ВЧ мощность подводилась к разрядному промежутку. Схема состояла из двух катушек индуктивности  $L'_{\text{рег}}$ ,  $L''_{\text{рег}}$  и двух регулируемых емкостей  $C'_{\text{рег}}$ ,  $C''_{\text{рег}}$ , размещенных на тефлоновой пластине.



**Рис.2.3.** Электрическая схема и внешний вид цепи согласования выходного сопротивления ВЧ генератора с динамической нагрузкой.

### 2.3. Разрядная камера

Первая разрядная камера (**Рис. 2.4**), изготовленная из нержавеющей стали, рассчитана на использование электродной системы длиной 250 мм, имеет внутренний объем  $\sim 8$  л и может быть вакуумирована до остаточного давления  $\sim 10^{-2}$  Торр. На боковых стенках разрядной камеры имеются отверстия с фланцами для подсоединения системы вакуумной откачки, системы напуска компонентов газовой смеси, патрубков подачи жидкого азота к электродной системе и его дренажа (отдельно для каждого из двух электродов). На торцевых стенках камеры расположены оптические окна для вывода лазерного излучения и юстировочные устройства, обеспечивающие настройку зеркал резонатора, расположенного внутри камеры. На верхней крышке камеры расположены токовводы для подачи ВЧ напряжения на электроды и предусмотрена установка двух иллюминаторов для визуального наблюдения за ВЧ разрядом.



**Рис. 2.4.** Разрядная камера №1 криогенного щелевого СО лазера с ВЧ возбуждением: внешний вид (а) и вид со снятой верхней крышкой (б).



**Рис. 2.5.** Разрядная камера №2 криогенного щелевого СО лазера с ВЧ возбуждением: внешний вид (а) и вид резонаторного модуля с электродами (б).



**б**

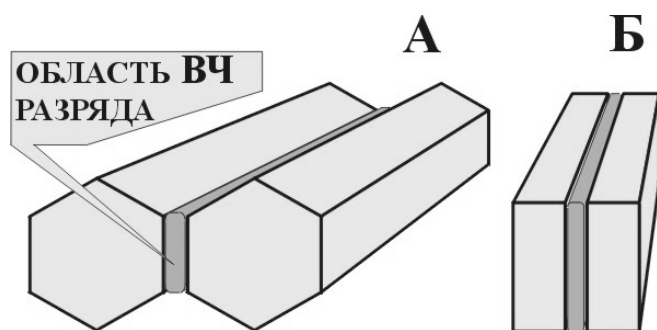
Вторая разрядная камера конструировалась с учетом всех модификаций, внесенных в первую установку и полученных экспериментальных данных (Рис. 2.5) и представляет собой цилиндрическую конструкцию, боковая поверхность которой изготовлена из нержавеющей стали, а торцевые стенки – из капролона (полиамид-6). Камера имеет внутренний объем ~15 л и рассчитана на использование электродной системы длиной 400 мм. На одной из торцевых стенок расположены отверстия с фланцами для подсоединения системы вакуумной откачки, системы напуска компонентов газовой смеси, патрубков подачи и дренажа жидкого азота к электродной системе (отдельно для каждого из двух электродов) а также токовводы для подачи ВЧ напряжения на электроды. На второй торцевой стенке расположено оптическое окно из  $\text{CaF}_2$  для вывода лазерного излучения и юстировочные устройства, обеспечивающие настройку зеркал резонатора, расположенных внутри камеры.



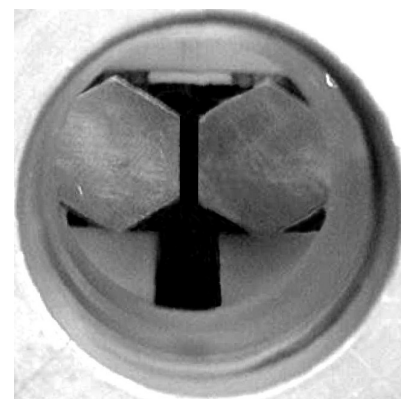
## 2.4. Электродная система

Электродные системы обеих установок сконструированы по одинаковому принципу и состоят из двух пустотелых латунных электродов, к каждому из которых подводятся две сильфонные трубки (для ввода и дренажа хладагента), через которые непрерывно подается жидкий азот. ВЧ разрядный зазор образован электродами, фиксированными на массивном металлическом основании при помощи диэлектрических держателей с регулировочными винтами. Расстояние между электродами в экспериментах варьировалось от 1 до 5 мм для изменения вкладываемой ВЧ мощности на единицу объема активной среды.

В экспериментах с первой разрядной камерой использовались две электродные системы различной конструкции (**Рис. 2.6, 2.7**). Высота разрядного промежутка составляла 16 мм для системы **А** и 30 мм для системы **Б**. Рабочие поверхности электродов были отполированы до зеркального блеска. Длина электродов обеих систем вдоль оси лазерного резонатора составляла 250 мм.

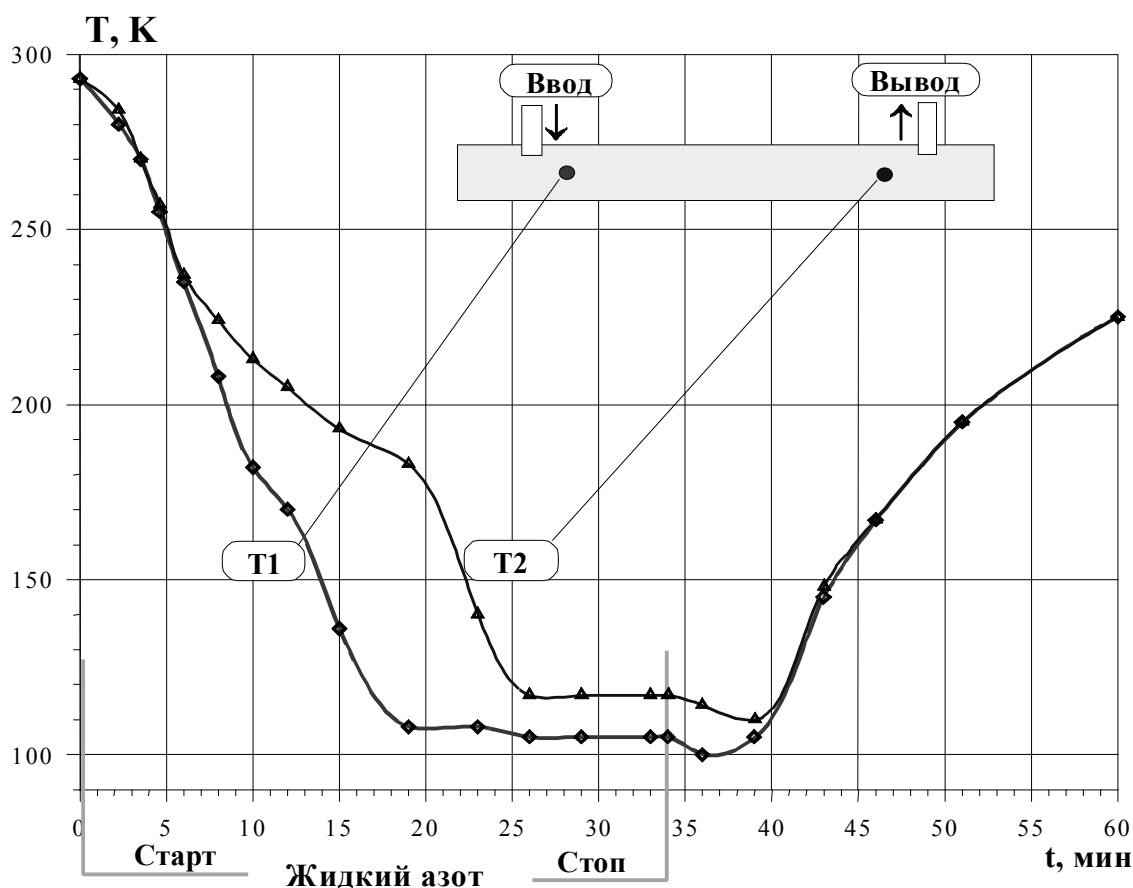


**Рис. 2.6.** Электродные системы различной конфигурации, использованные в экспериментах.



**Рис. 2.7.** Вид на электродную систему **А** через выходное окно разрядной камеры (без зеркал резонатора).

Как было отмечено выше, поступательная температура активной газовой смеси значительно влияет на эффективность работы СО лазера (уменьшение температуры приводит к повышению КПД). По этой причине были выполнены эксперименты по измерению динамики температуры для одной из электродных систем (**А**) при ее охлаждении жидким азотом без включения ВЧ разряда и при кратковременном его включении. Одновременно измерялся градиент температуры вдоль ВЧ электродов. Измерения проводились с помощью термопар, помещенных на электроды в двух точках: вблизи входного (Т1) и вблизи дренажного (Т2) патрубков ввода/вывода жидкого азота (см. **Рис. 2.8**). Точность измерения температуры составляла примерно  $\pm 2^{\circ}\text{C}$ .

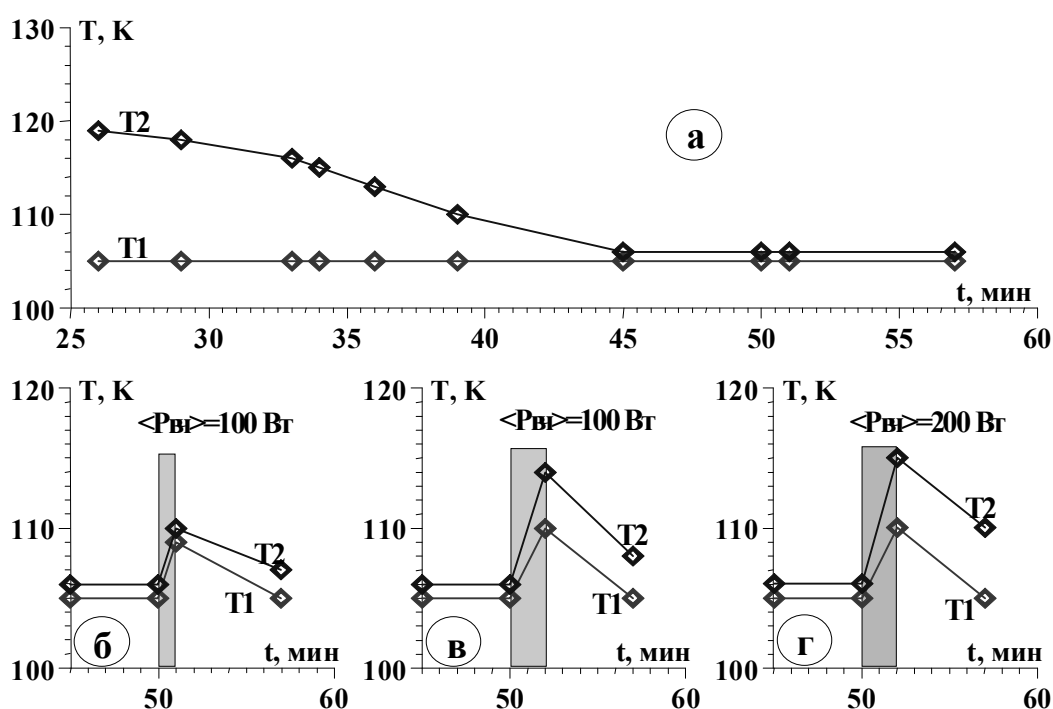


**Рис. 2.8.** Динамика температуры ВЧ электродов в процессе захлаживания без ВЧ разряда.

T1 (T2) – температура вблизи ввода (вывода) жидкого азота. Точка «Старт» (t=0) на оси времени соответствует началу подачи жидкого азота; «Стоп» - завершению подачи

В процессе захлаживания электродной системы возникал градиент температуры вдоль длины электродов. Его максимальное значение составило 60-80К (см. **Рис. 2.8**) на полной длине электродов (250 мм) на временном промежутке ~15-25 мин после начала подачи жидкого азота. Измерения показали, что при постоянной скорости подачи жидкого азота для термализации электродной системы необходимо примерно 30-35 минут. По истечении этого времени температура электродов стабилизировалась на уровне ~110 - 120К при разности температур ~10 – 15 К. Прекращение подачи жидкого азота приводило к симметризации тепловых процессов и, как следствие, к быстрому (3-4 мин) уменьшению температурной разности температур T1-T2 до величины ~3-5 К (см. период времени  $t > 35$  мин на **Рис. 2.8**). Примерно такое же уменьшение градиента температуры наблюдалось и при дальнейшем охлаждении электродной системы на временном интервале  $t \sim 45-50$  мин (**Рис. 2.9а**).

Далее были проведены эксперименты по измерению изменений температуры предварительно охлажденных электродов после включения между ними ВЧ разряда фиксированной мощности на заданное время (**Рис. 2.9 б-г**). После предварительного охлаждения электродной системы в течение  $\sim 45$  мин ( $T_1, T_2 \sim 105$  К), в разрядном промежутке на время  $\Delta t = 1$  мин поджигался ВЧ разряд со средней мощностью  $\langle P_{ВЧ} \rangle = 100$  Вт ( $F_0 = 81.36$  МГц, газ - чистый гелий при давлении 40 Торр, разрядный промежуток  $\sim 2.8$  мм) (**Рис. 2.9б**). При этом рост температуры электродов (синхронно  $T_1$  и  $T_2$ ) составил  $\sim 4$  К. Аналогичные измерения были проведены при  $\langle P_{ВЧ} \rangle = 100$  Вт и 200 Вт для временного интервала  $\Delta t = 2$  мин. В этих экспериментах рост  $T_1$  и  $T_2$  составил 5-6 К и 10-12 К, соответственно (**Рис. 2.9 в, г**). Таким образом, для глубокого криогенного охлаждения (до  $T \sim 105-110$  К) электродной системы и для выравнивания температуры вдоль электродов с точностью лучше  $\pm 3-5$  К необходим относительно длинный период времени, который в наших условиях составил  $\sim 1$  час. Также было показано, что вкладываемая в разряд ВЧ мощность  $\sim 200$  Вт не приводит к разогреву электродов и, соответственно, газовой смеси в разрядном промежутке.



**Рис. 2.9.** Временная динамика температуры электродов (обозначения  $T_1$  и  $T_2$  - как на **Рис. 2.8**) без ВЧ разряда (**а**) и с ВЧ разрядом в гелии, включенном на фиксированный промежуток времени  $\Delta t$  (**б-г**).  $\langle P_{ВЧ} \rangle = 100$  Вт (**б, в**) и 200 Вт (**г**);  $\Delta t = 1$  мин (**б**) и 2 мин (**в, г**);

Электродная система **Б** была конструктивно выполнена более легкой, а подающие и дренажные трубки системы подачи жидкого азота для нее – увеличенного диаметра. Эти факторы способствовали более быстрой динамике установления равновесной температуры электродов при их захолаживании (типичное время готовности лазера к работе составило для электродной системы **Б** не более 15 минут).

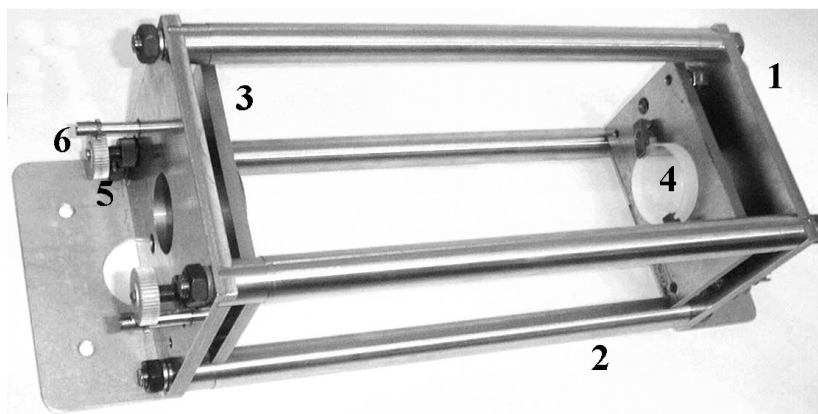
Следует также отметить, что работа электроразрядных СО лазеров при криогенных температурах кислородосодержащей плазмы активной среды (кислород обычно добавляется в активную газовую смесь для компенсации диссоциации СО в разряде), как правило, сопровождалась образованием в ней озона, который конденсируется и оседает в жидком виде на криогенных элементах конструкции лазера. Жидкий озон представляет собой сильное взрывчатое вещество, которое может и иногда приводит к разрушению экспериментальных криогенных электроразрядных установок, использующих газовые смеси, содержащие окись углерода и/или кислород [124]. Для предотвращения таких ситуаций, нарабатываемый жидкий озон необходимо непрерывно удалять из электроразрядной камеры. По этой причине криогенные СО лазеры ранее работали в режиме прокачки газа, который необходимо было поддерживать длительное время даже после выключения разряда. Описанная в настоящей работе конструкция компактного криогенного щелевого СО лазера с ВЧ накачкой не предусматривала принудительной прокачки газовой смеси через область разряда, а позволяла за счет вертикального расположения электродов реализовать удаление жидкого озона (и других конденсированных продуктов плазмохимических реакций) из области ВЧ разряда под действием силы тяжести и обеспечить его нагрев и газификацию на стенках разрядной камеры, имеющих комнатную температуру. Таким образом, был реализован квази-отпаянный режим работы криогенного щелевого СО лазера с накачкой ВЧ разрядом.

Электроды второй разрядной камеры имели прямоугольное сечение с длиной вдоль оси лазерного резонатора 400 мм и высотой разрядного промежутка - 16 мм. Рабочие поверхности электродов также были отполированы до зеркального блеска, а расстояние между электродами можно было варьировать. Термопарные измерения показали, что при охлаждении электродов жидким азотом температура газовой смеси в межэлектродном зазоре при отсутствии накачки достигает ~90 К за 15 мин.

### **2.5. Лазерный резонатор**

В различных экспериментальных сериях по исследованию генерационных лазерных характеристик использовались резонаторы различной конфигурации, общим параметром которых была длина, составлявшая 270 мм в первой лазерной камере и 420 мм во второй. Данные зеркал и оптические схемы будут приведены ниже в соответствующих разделах.

Юстировка зеркал резонатора производилась двухкоординатными регулировочными устройствами, обеспечивавшими механическую развязку оптических элементов от остальных узлов разрядной камеры с помощью карданных передач вращательных усилий. Термическая стабилизация резонаторного модуля (**Рис. 2.10**) осуществлялась четырьмя инваровыми стержнями, соединяющими оправы крепления зеркал.



**Рис. 2.10.** Резонаторный модуль. 1 - неподвижная пластина, 2 - инваровый стержень, 3 - подвижная пластина, 4 - зеркало резонатора, 5 - юстировочный винт, 6 - шестеренчатая пара.

### 2.6. Дополнительные системы обеспечения

Система криогенного охлаждения была образована теплоизолированным резервуаром и двумя симметричными выходами жидкого азота в нижней его части. Эти выходы были соединены гибкими полиэтиленовыми трубками с вводами жидкого азота на стенке разрядной камеры. Испаренный внутри электродов азот удаляется через дренажные выводы азота на боковой стенке разрядной камеры. Резервуар закрывался герметичной крышкой для принудительной (под давлением) подачи жидкого азота через систему охлаждения.

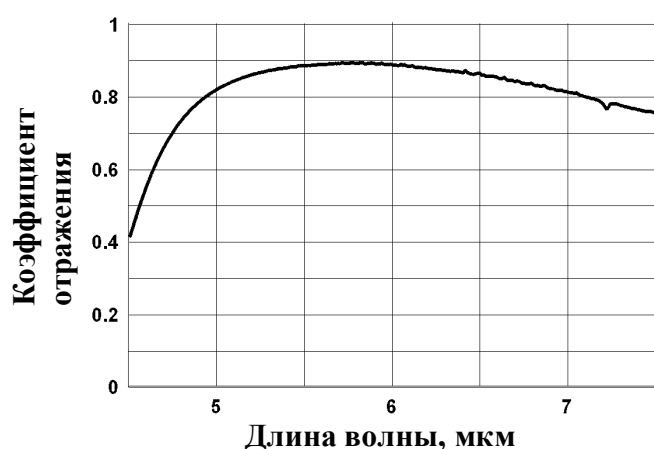
Система приготовления газовой смеси позволяла работать одновременно с пятью газовыми компонентами при полном давлении в лазерной камере до 1 Атм. Следует отметить, что измерение давления в лазерной камере производилось вблизи стенок камеры, т.е. в той области, в которой газовая смесь находилась при комнатной температуре. Однако в холодной части камеры (вблизи поверхности электродов и в разрядном промежутке) при том же давлении плотность частиц будет в  $\sim 3$  раза выше, чем при комнатной температуре, что учитывалось при определении удельных энергетических характеристик установки.

Временные характеристики импульсов лазерного излучения измерялись пленочными Hg-Cd-Zn-Te фотодетекторами PEM-L-3 с временным разрешением  $\sim 0.5$  нс, и PbSe фотодетектором Thorlabs PDA20H, подключенными к осциллографу Tektronix TDS-1012 или TDS-5052 с полосами пропускания 100 МГц и 500 МГц соответственно. Энергетические характеристики лазерного излучения измерялись калориметрами OPHIR 3A-SH и OPHIR 10A.

Измерения спектров излучения ВЧ СО лазера проводились с помощью ИК спектрографа "CO Spectrum Analyzer", Model 16-C со спектральным разрешением  $\sim 0.5$   $\text{см}^{-1}$  или зеркального дифракционного монохроматора МДР-2, калибровка которого осуществлялась по излучению HeNe лазера, а точность определения длины волны была не хуже  $0.3$   $\text{см}^{-1}$ . Спектры люминесценции активной среды в видимом и ультрафиолетовом диапазонах измерялись спектрометром ASP-150 (производство ООО "Авеста-Проект").

### Глава 3. Генерация излучения на переходах основной полосы молекулы СО

Для нахождения оптимальных условий работы криогенного щелевого СО лазера с ВЧ накачкой, при которых реализуется максимальная выходная мощность и/или КПД, были проведены серии экспериментов, в которых изменялись условия накачки (мощность и режим накачки, частота модуляции) или свойства активной среды лазера (состав смеси, ее давление) при ширине межэлектродного зазора 3 мм. Лазерный резонатор в этих экспериментах состоял из «глухого» (кварц с напылением из Al) сферического ( $R_{\text{крив}}=1500$  мм) зеркала и плоского выходного зеркала (пластина из  $\text{CaF}_2$  с диэлектрическим покрытием) с коэффициентом отражения  $(85\pm 5)\%$  в диапазоне длин волн 4.9-7.1 мкм (**Рис.3.1**).



**Рис. 3.1.** Спектр отражения выходного зеркала резонатора лазера, работающего на переходах основной полосы молекулы СО.

#### 3.1. Влияние состава и давления активной среды на энергетические характеристики лазера

Многочисленные исследования показали, что выходные характеристики газовых лазеров сильно зависят от состава активной среды и ее давления. В качестве основных составляющих активной среды СО лазеров обычно используются гелий, азот и кислород в различных пропорциях. В некоторых случаях также используются малые добавки Хе для снижения электронной температуры плазмы разряда и снижения скорости диссоциации молекул СО. В отпаянных СО лазерах, работающих при комнатной [124] или слегка пониженной [105, 116] температурах, а также в СО лазерах с быстрым протоком газа при криогенных температурах [103], обычно используются газовые смеси с небольшим содержанием кислорода  $\text{CO}:\text{O}_2:\text{Y} = 1:(0.03 - 0.05):\text{Y}$  (Y - суммарное содержание остальных компонент). Однако применение смесей с малыми добавками кислорода в наших экспериментах при криогенной температуре приводило к интенсивному образованию углеродной пленки на рабочих поверхностях охлаждаемых электродов, что существенно меняло структуру ВЧ разряда, а также сильно ухудшало оптические отражательные свойства рабочих поверхностей электродов, что существенно (в 4-5 раз) уменьшало выходные

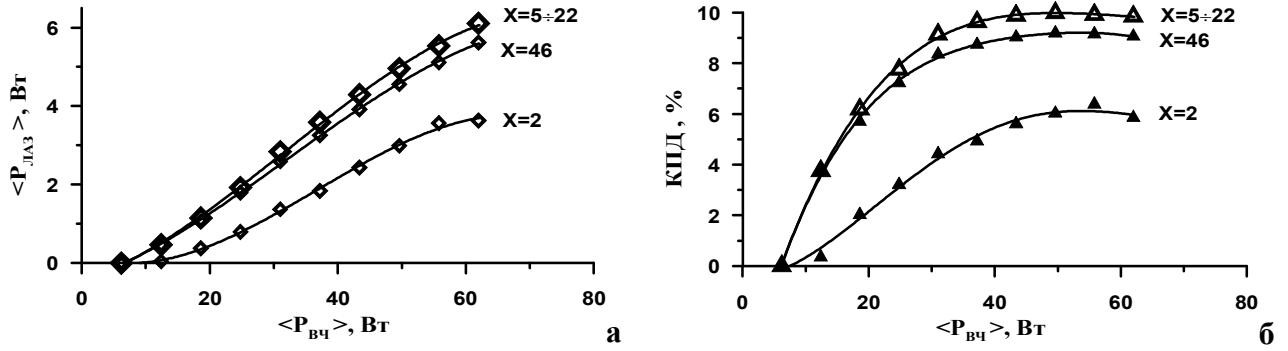
характеристики щелевого СО лазера с ВЧ возбуждением. Добавление Хе в активную среду оказалось неэффективно в связи с низким давлением его насыщенных паров при криогенных температурах ( $\sim 0.1$  Торр при  $T = 90$  К). Поэтому в наших экспериментах использовались газовые смеси с относительно высоким содержанием кислорода (20 – 60% от концентрации СО) для компенсации потерь активных частиц в результате диссоциации молекул СО.

В первых экспериментах в качестве добавок к газовой смеси СО:Не был использован воздух (соотношение концентраций азота к кислороду в нем принималось 4:1). Однако следует учитывать, что помимо плазмохимических процессов, добавка кислорода в активную среду СО лазера также влияет на формирование функции распределения по колебательным уровням молекулы СО, за счет создания дополнительного канала релаксации молекул на высоких ( $V > 20$ ) колебательных уровнях. При этом, добавки кислорода могут приводить к увеличению коэффициента усиления на низких колебательно-вращательных переходах ( $V < 20$ ) и, как следствие, к улучшению энергетических характеристик СО лазера, в том числе при генерации излучения на обертоновых переходах [126-129].

На **Рис. 3.2** представлены результаты оптимизации лазерных характеристик по содержанию гелия в трехкомпонентной газовой смеси СО:Воздух:Не = 1:1:Х в разрядной камере №1 с электродной системой А (высота разрядного промежутка 16 мм). В этой серии экспериментов изменение средней мощности накачки происходило за счет изменения длительности импульсов накачки  $\tau$  при постоянной амплитуде импульсов ВЧ накачки. Как и для СО лазеров других типов, в щелевом СО лазере существует оптимальная концентрация гелия в активной газовой смеси. Эта концентрация определяется следующими факторами:

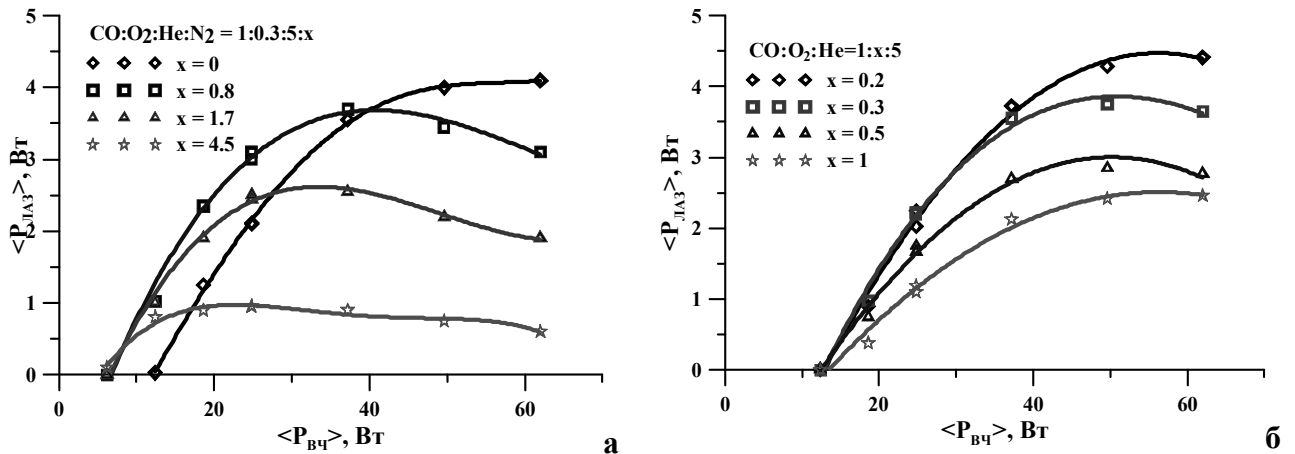
- 1) при малых концентрациях Не теплопроводность активной среды недостаточна для эффективного отвода тепла из зоны разряда и выходные характеристики лазера оказываются невысокими;
- 2) увеличение концентрации Не ведет к повышению выходной лазерной мощности и КПД благодаря увеличению удельной мощности накачки в пересчете на одну молекулу СО и улучшению условий теплопроводности;
- 3) при очень больших концентрациях гелия происходит снижение выходных характеристик лазера из-за уменьшения полного количества активных молекул СО.

Проведенные измерения энергетических характеристик лазера показали (**Рис. 3.2**), что в наших экспериментальных условиях предпочтительно использовать активные газовые смеси с относительно высоким ( $\sim 70 \div 90\%$ ) содержанием Не.



**Рис. 3.2.** Выходные характеристики щелевого СО лазера с ВЧ накачкой (**а** – средняя выходная мощность, **б** – эффективность) для газовых смесей с различным содержанием гелия. Газовая смесь СО:Воздух:Не = 1:1:Х, давление 26 Торр,  $F_{\text{мод}} = 500$  Гц,  $P_{\text{ВЧ}} = 620$  Вт,  $\tau$  - изменяемый параметр. Электродная система А.

Также были проведены эксперименты по определению влияния концентраций азота и кислорода в активной среде щелевого СО лазера с ВЧ накачкой на энергетические характеристики лазерного излучения. Добавление азота в газовую смесь СО:О<sub>2</sub>:Не = 1:0.3:5 позволяло снизить пороговое значения мощности ВЧ накачки (**Рис. 3.3а**), при котором возникала лазерная генерация. Однако максимальная мощность лазерного излучения уменьшалась с ростом концентрации азота. И если при концентрациях азота, сравнимых с концентрацией окиси углерода, мощность лазерного излучения незначительно отличалась от мощности излучения при использовании безазотной смеси, то дальнейшее увеличение концентрации N<sub>2</sub> приводило к значительному снижению лазерной мощности. Увеличение концентрации кислорода в активной среде (**Рис. 3.3б**) также приводило к снижению мощности многочастотного лазерного излучения, что связано с появлением дополнительного канала релаксации колебательного возбуждения молекул СО [126-129].



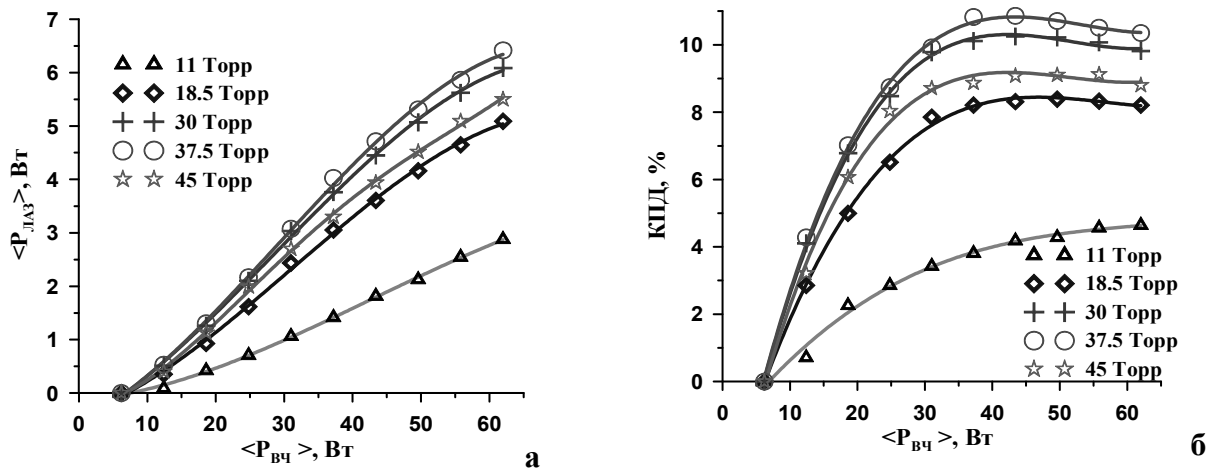
**Рис. 3.3.** Выходные характеристики щелевого СО лазера с ВЧ накачкой для газовых смесей с различным содержанием **а** – азота, **б** – кислорода (смесь СО:О<sub>2</sub>:N<sub>2</sub>:Не, давление 30 Торр),  $F_{\text{мод}} = 500$  Гц,  $P_{\text{ВЧ}} = 620$  Вт,  $\tau$  - изменяемый параметр. Электродная система А.

Следует отметить, что использование в качестве активной среды газовой смеси СО:Воздух:Не с равным содержанием СО и воздуха позволяет получить характеристики лазерного излучения близкие к максимальным, а при замене воздуха на смесь чистых газов



$O_2:N_2=1:4$  значительных изменений в характеристиках лазерного излучения не наблюдалось, что объясняется конденсацией остальных компонент атмосферы на поверхности электродов (вне области разряда).

Экспериментально было найдено оптимальное давление активной газовой смеси (Рис. 3.4), определяемое балансом между теплопроводностью смеси, числом активных лазерных молекул и удельной мощностью накачки в пересчете на молекулу CO. Максимальный достигнутый в экспериментах с электродной системой А КПД щелевого CO лазера с ВЧ возбуждением был получен при давлении смеси 37.5 Торр (что соответствует плотности частиц в разрядном промежутке  $N \sim 0.15 \text{ Амага}^1$ ) и его величина составила  $\sim 11\%$ . В данных экспериментах импульсное значение вкладываемой ВЧ мощности, и соответственно, среднее квадратичное значение напряжения на электродах, были постоянны, а средняя вкладываемая мощность варьировалась длительностью импульсов модуляции. Поэтому эффективность возбуждения колебательных степеней свободы молекул CO, которая определяется значением параметра  $E/N$  (отношение напряженности поля к плотности газовой смеси), имела максимум при давлении  $\sim 35\text{-}40$  Торр (смесь CO:Воздух:He=1:1:10). Следует отметить, что при использовании электродной системы Б (см. раздел 3.4) с увеличенной (до 30 мм) высотой разрядного промежутка и, соответственно, площадью электродов, оптимальное значение давления активной среды находилось в диапазоне  $\sim 20\text{-}25$  Торр.



**Рис. 3.4.** Выходные характеристики щелевого CO лазера с ВЧ накачкой (а – средняя выходная мощность, б – эффективность) для различных давлений активной среды. Смесь CO:Воздух:He = 1:1:10,  $F_{\text{мод}} = 500$  Гц,  $P_{\text{вч}} = 620$  Вт,  $\tau$  - изменяемый параметр. Электродная система А.

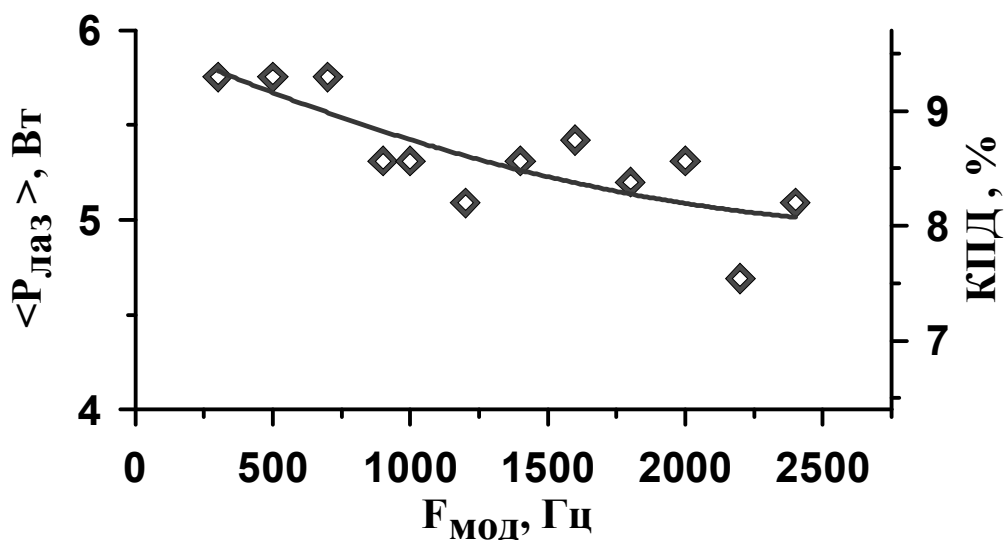
### 3.2. Выбор частоты модуляции ВЧ мощности накачки

Для дальнейшего параметрического исследования CO лазера с ВЧ возбуждением необходимо было определить оптимальную частоту модуляции ВЧ мощности накачки. В этой

<sup>1</sup> Амага – единица плотности газа, численно равная количеству молей газа в молярном объеме (22.414 л). При плотности газа  $N$  [Амага] концентрация частиц равна  $N \times 2.687 \cdot 10^{25} \text{ м}^{-3}$ .

серии экспериментов (**Рис. 3.5**) состав газовой смеси ( $\text{CO}:\text{Воздух}:\text{He}=1:1:10$ ) и ее давление (37 Торр) были фиксированы.

При постоянной величине средней мощности ВЧ возбуждения  $\langle P_{\text{ВЧ}} \rangle = 62$  Вт, вариации частоты модуляции  $F_{\text{мод}}$  (длительность модулирующих импульсов составляла 10% от периода модуляции и изменялась обратно-пропорционально  $F_{\text{мод}}$ ) приводили к небольшому уменьшению средней мощности излучения и эффективности с увеличением частоты. Для дальнейших экспериментов частота модуляции выбиралась в диапазоне 100-1000 Гц, что соответствует наибольшим значениям мощности излучения и эффективности СО лазера (см. **Рис. 3.5**).



**Рис. 3.5.** Средняя выходная мощность ( $\langle P_{\text{лаз}} \rangle$ ) и эффективность (КПД) щелевого СО лазера в зависимости от частоты модуляции ВЧ мощности возбуждения.

Газовая смесь -  $\text{CO}:\text{Воздух}:\text{He} = 1:1:10$ ; давление - 37 Торр;

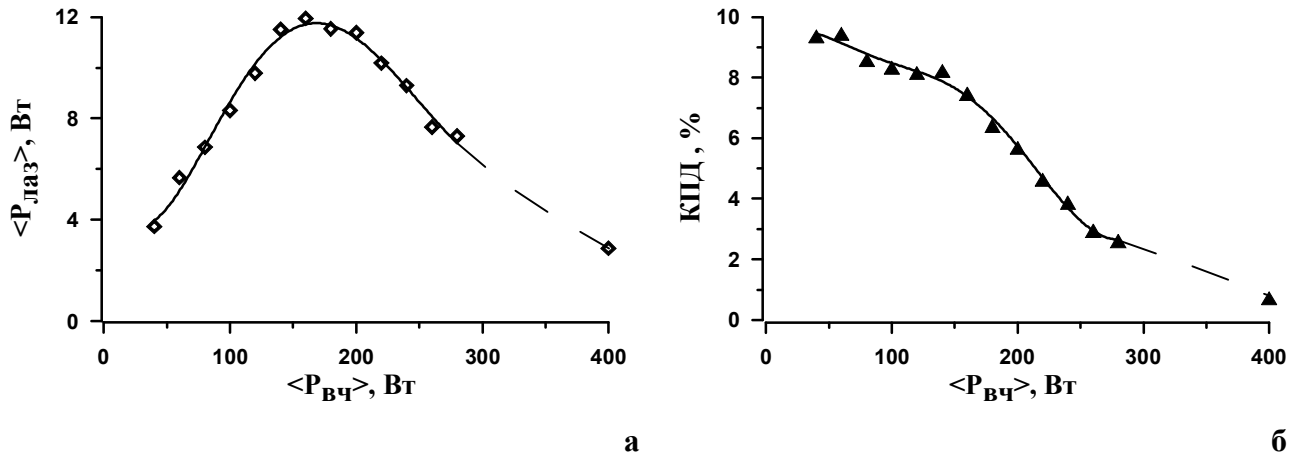
$\langle P_{\text{ВЧ}} \rangle = 62$  Вт. Электродная система А.

В режиме накачки рабочей смеси импульсами с фиксированной скважностью (условия **Рис. 3.5**), при увеличении частоты модуляции одновременно (обратно-пропорционально) уменьшается длительность импульсов ВЧ накачки (при частоте модуляции  $F_{\text{мод}} = 2500$  Гц максимальная длительность импульсов составляла  $\tau = (0.1 \cdot T_{\text{мод}}) = 40$  мкс). Таким образом, при высоких частотах модуляции ( $\sim 1.5$ -2 кГц и выше) и фиксированных импульсной и средней мощностях, вкладываемых в ВЧ разряд, оптимальный уровень возбуждения активной среды лазера не достигается, а энергетические характеристики лазера снижаются.

### 3.3. Влияние мощности ВЧ возбуждения на энергетические характеристики лазера

Мощность ВЧ возбуждения в следующей серии экспериментов изменялась путем увеличения длительности основного импульса ВЧ разряда, переходя в итоге к непрерывному режиму накачки. Был определен верхний предел мощности ВЧ возбуждения, выше которого нагрев активной газовой смеси в разрядной области начинает существенно уменьшать выходную мощность щелевого СО лазера и его КПД (**Рис. 3.6**). В этих экспериментах режим

ВЧ возбуждения был выбран следующим образом:  $F_{\text{мод}} = 1000$  Гц ( $T_{\text{мод}} = 1$  мс), пиковая мощность импульса ВЧ мощности  $P_{\text{ВЧ}} = 400$  Вт. Средняя мощность ВЧ возбуждения  $\langle P_{\text{ВЧ}} \rangle$  изменялась от 40 Вт до 280 Вт путем вариации длительности импульса модуляции  $\tau$  в диапазоне  $\tau = (0.1 - 0.7) \cdot T_{\text{мод}}$ . Крайние правые точки на **Рис. 3.5 а, б** соответствуют непрерывному режиму работы ВЧ генератора при  $P_{\text{ВЧ}} = 400$  Вт ( $\tau = T_{\text{мод}}$ ).



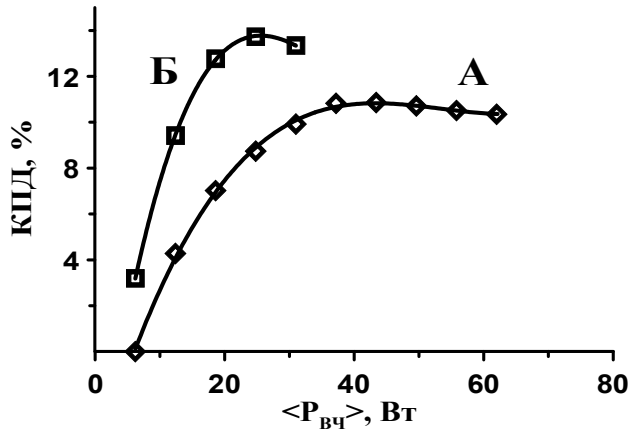
**Рис. 3.6.** Зависимости средней выходной мощности (а) и КПД (б) щелевого СО лазера от средней мощности ВЧ возбуждения. Газовая смесь - СО:Воздух:Не = 1:1:5; давление – 26 Торр;  $F_{\text{мод}} = 1000$  Гц,  $P_{\text{ВЧ}} = 400$  Вт,  $\tau$  - изменяемый параметр. Электродная система А.

При увеличении средней мощности ВЧ возбуждения от  $\sim 40$  Вт до  $\sim 150$  Вт средняя выходная мощность СО лазера возрастала и достигала своего максимального значения  $\sim 12$  Вт (см. **Рис. 3.6 а**). В этом диапазоне  $\langle P_{\text{ВЧ}} \rangle$  эффективность щелевого СО лазера с ВЧ возбуждением оставалась примерно на одном уровне и составляла  $\sim 8 - 9\%$  (**Рис. 3.6 б**). Дальнейшее увеличение  $\langle P_{\text{ВЧ}} \rangle$  ( $\sim 150 - 200$  Вт и выше) приводило к резкому падению и выходной мощности СО лазера и его КПД. По-видимому, в данных условиях жидкий азот вскипает внутри электродов, в результате чего между поверхностью электрода и жидким азотом появляется слой пара с низкой теплопроводностью, который препятствует отводу тепла из ВЧ разряда. Обеспечить более эффективный отвод тепла можно, например, за счет увеличением скорости прокачки жидкого азота через электроды, что было учтено при конструировании электродной системы Б.

### 3.4. Геометрия электродной системы

Аналогичные описанным выше серии экспериментов были проведены при использовании электродной системы Б с увеличенной до 30 мм высотой разрядной щели. Такие изменения рабочего объема лазера примерно вдвое уменьшили среднюю плотность вкладываемой в активную среду ВЧ мощности, изменили условия охлаждения и конвекции газа. На **Рис. 3.7** представлены энергетические характеристики щелевого СО лазера с разрядной камерой №1, оснащенного различными электродными системами, в оптимальных для каждой системы условиях накачки.

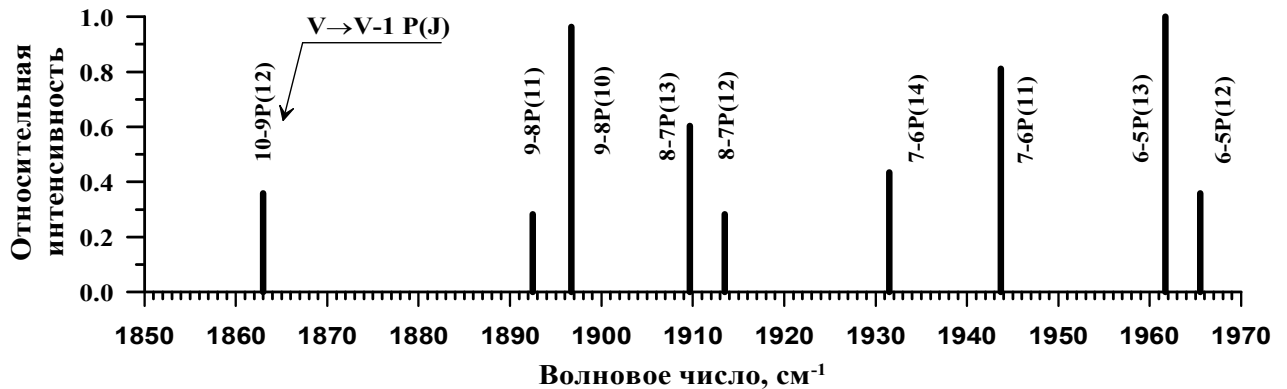
Максимальная эффективность была получена для электродной системы **Б** и достигала 14%. По этой причине все дальнейшие эксперименты были выполнены с этой электродной системой.



**Рис. 3.7.** Зависимость КПД щелевого СО лазера от средней мощности ВЧ возбуждения для различных электродных систем. Высота электродов 16 мм (А) и 30 мм (Б). Газовая смесь СО:Воздух:Не = 1:1:10.

### 3.5. Спектрально-временные характеристики излучения

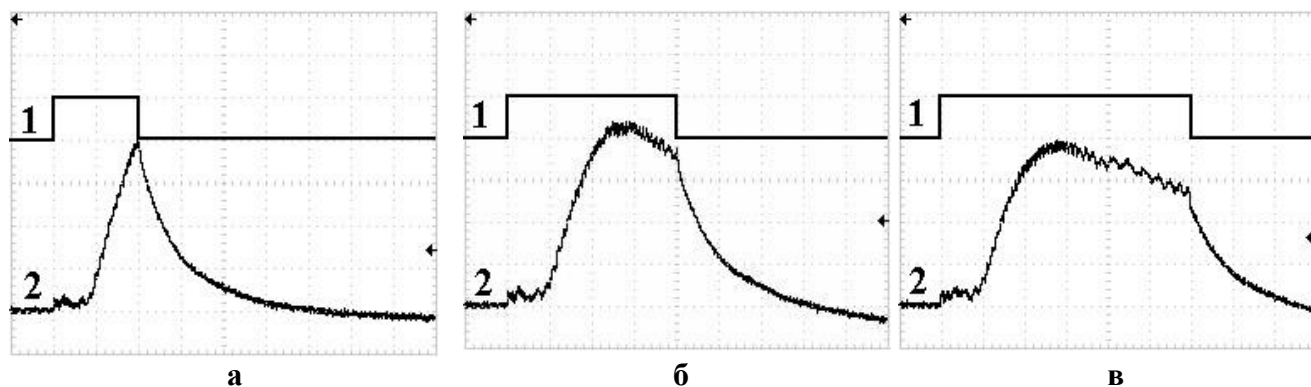
Выходной спектр излучения щелевого СО лазера с ВЧ возбуждением зависел от условий экспериментов. Спектральные характеристики лазера в деталях не исследовались. Для примера на **Рис. 3.8** приведен один из полученных спектров излучения СО лазера. Следует заметить, что процедура регистрации спектра в этих экспериментах была оценочная и имела относительно высокий порог чувствительности. Измеренный спектр излучения лазера состоял из ~10 линий в диапазоне длин волн от 5.08 до 5.37 мкм.



**Рис. 3.8.** Типичный выходной спектр излучения щелевого СО лазера с ВЧ возбуждением. Газовая смесь СО:Воздух:Не = 1:1:10, давление 30 Торр,  $F_{\text{мод}} = 500$  Гц.

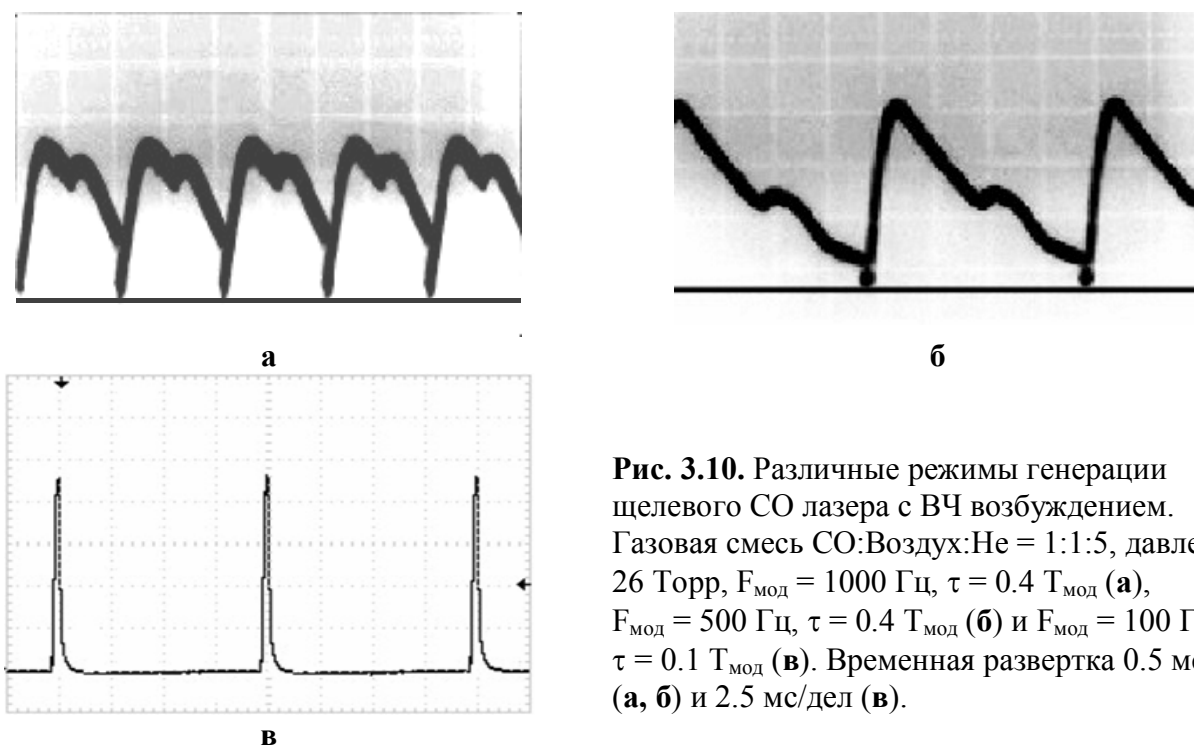
Типичные осциллограммы интенсивности выходного излучения щелевого СО лазера с ВЧ возбуждением в режиме низкочастотной модуляции мощности ВЧ накачки представлены на **Рис. 3.9**. Возбуждение активной среды проводилось импульсами, следующими с частотой модуляции  $F_{\text{мод}} = 100$  Гц и имеющими разную длительность.

Эксперименты показали, что в наших условиях уже при длительности импульса накачки ~400 мкс (**Рис. 3.9 б**) интенсивность генерации начинает спадать еще до окончания импульса накачки вследствие перегрева смеси. При длительности импульса возбуждения ~600 мкс это видно еще более явно (**Рис. 3.9 в**).



**Рис. 3.9.** Осциллограммы огибающей импульса ВЧ накачки (1) и интенсивности импульсов лазерного излучения (2) для различных длительностей импульсов ВЧ накачки при фиксированной частоте модуляции ( $F_{\text{мод}} = 100$  Гц). СО:Воздух:Не = 1:1:10, давление 26 Торр, развертка 100 мкс/дел.

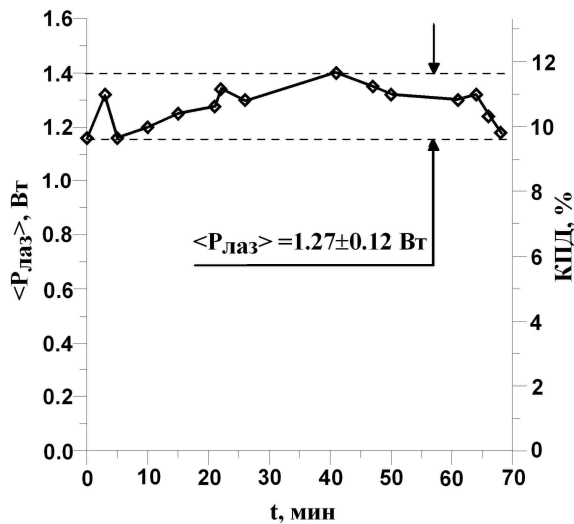
В целом, необходимо отметить, что в зависимости от режима ВЧ возбуждения (частота модуляции, скважность и абсолютная длительность импульсов) ВЧ СО лазер может работать как в импульсно-периодическом (короткие импульсы с большой скважностью), так и в квазинепрерывном режимах (**Рис. 3.10**).



**Рис. 3.10.** Различные режимы генерации щелевого СО лазера с ВЧ возбуждением. Газовая смесь СО:Воздух:Не = 1:1:5, давление 26 Торр,  $F_{\text{мод}} = 1000$  Гц,  $\tau = 0.4 T_{\text{мод}}$  (**а**),  $F_{\text{мод}} = 500$  Гц,  $\tau = 0.4 T_{\text{мод}}$  (**б**) и  $F_{\text{мод}} = 100$  Гц,  $\tau = 0.1 T_{\text{мод}}$  (**в**). Временная развертка 0.5 мс/дел (**а**, **б**) и 2.5 мс/дел (**в**).

### 3.6. Долговременная стабильность лазерной генерации

Поскольку в каждой серии экспериментов лазер работал без принудительной замены смеси в области разряда, т.е. аналогично отпаянным лазерным системам [9], была проведена серия измерений средней выходной мощности щелевого СО лазера на большом временном промежутке (**Рис. 3.11**). При этом режим работы ВЧ генератора оставался неизменным в течение всего времени эксперимента.



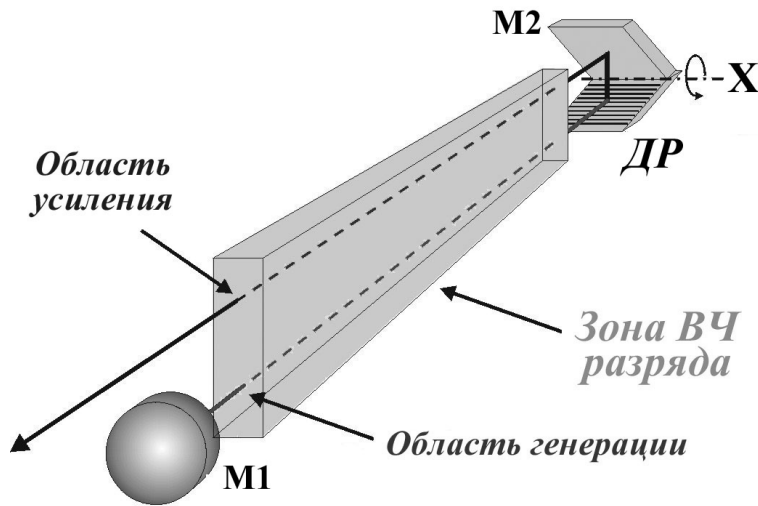
**Рис. 3.11.** Зависимость средней выходной мощности щелевого СО лазера от времени при неизменных условиях накачки ( $\langle P_{\text{ВЧ}} \rangle \sim 12 \text{ Вт}$ ).

$F_{\text{мод}} = 100 \text{ Гц}$ ,  $\tau = 0.02 T_{\text{мод}}$ ,  
 $\text{СО:Воздух:Не} = 1:1:10$ , давление 22 Торр.

В течение более чем одного часа флуктуации средней выходной мощности лазера не превышали  $\sim 10\%$ . Следует отметить, что общее количество циклов ВЧ накачки (и, соответственно, лазерных импульсов) при котором не наблюдается существенной деградации лазерной газовой смеси и падения выходных лазерных характеристик, достигает величины  $\sim (3 - 5) \cdot 10^5$ . При этом, в зависимости от конкретной задачи, для решения которой можно использовать исследуемый СО лазер, частота следования лазерных импульсов может быть изменена в широких пределах - от единиц герц до нескольких килогерц, а время стабильной непрерывной работы (при минимальных частотах) может быть увеличено многократно.

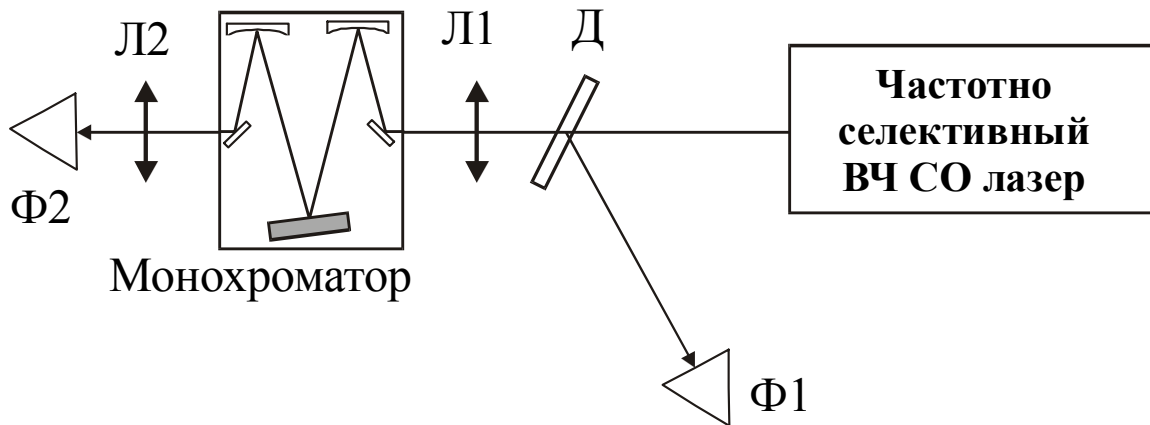
### 3.7. Частотно-селективный режим генерации

Для исследования возможностей применения щелевого СО лазера с ВЧ накачкой в задачах качественного и количественного спектроскопического анализа была проведена серия экспериментов по определению характеристик такого лазера, работающего в частотно-селективном режиме. В этих экспериментах использовалась электродная система Б и лазерный резонатор, схема которого приведена на **Рис. 3.12**. Активная среда была условно поделена на две равновеликие области - область генерации и область усиления. Область генерации была помещена в лазерный резонатор, состоящий из “глухого” (кварцевая подложка с напылением из Al) вогнутого ( $R = 1 \text{ м}$ ) зеркала М1 и дифракционной решетки ДР (210 штр/мм) с выводом излучения в нулевой порядок. Зеркало М2 и ДР были скомпонованы в единый блок (угол между ними равен  $90^\circ$ ). При вращении блока ДР+М2 вокруг оси X в процессе частотной перестройки лазерного резонатора, излучение, выведенное в нулевой порядок ДР, проходило по области усиления строго параллельно оси резонатора. Такая конфигурация лазерного резонатора позволяла не только избежать потери излучения, выходящего из резонатора в нулевой порядок дифракции (что было бы неизбежно при использовании частично отражающего выходного зеркала), но и реализовать в щелевой геометрии разрядного промежутка оптическую схему задающий генератор – лазерный усилитель.



**Рис. 3.12.** Схема резонатора частотно селективного щелевого СО лазера с ВЧ возбуждением.

Оптическая схема измерения перестроечных характеристик частотно-селективного щелевого СО лазера с ВЧ возбуждением приведена на **Рис. 3.13**.

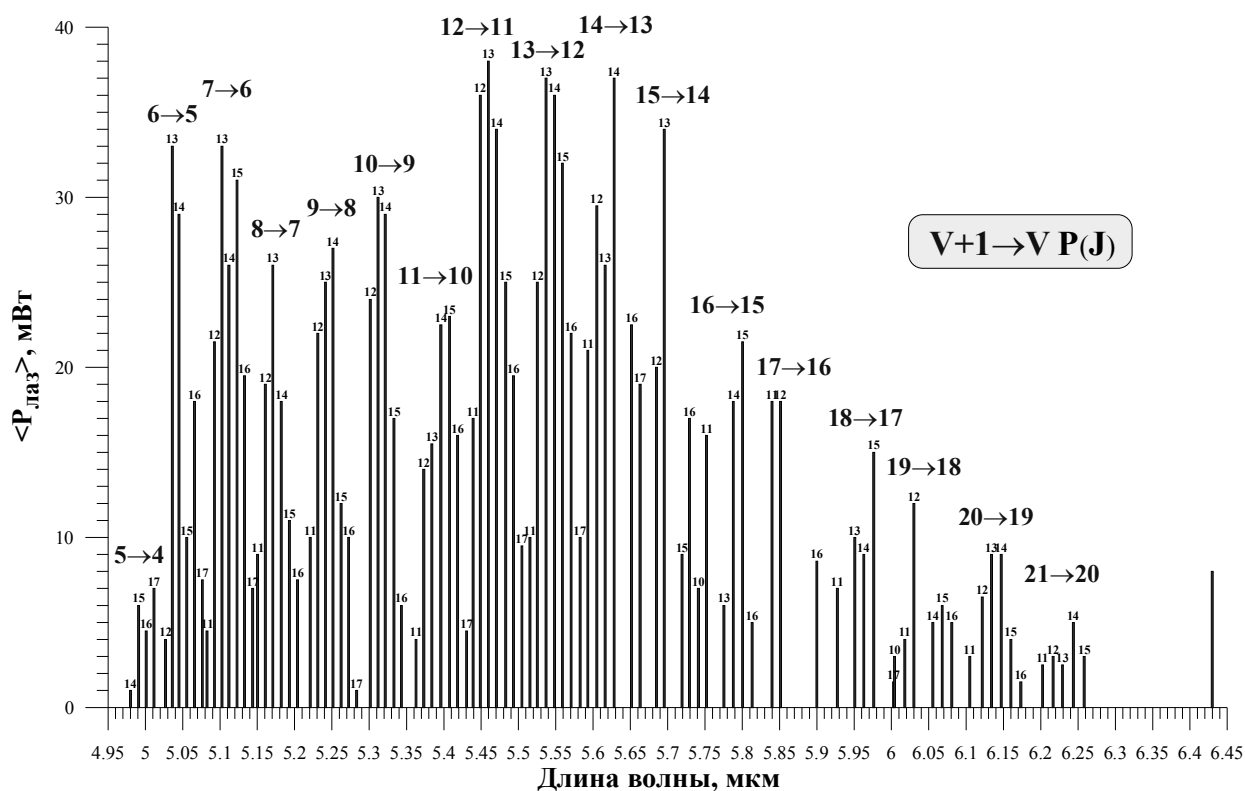


**Рис. 3.13.** Схема экспериментов по исследованию частотно-селективного режима генерации щелевого СО лазера с ВЧ возбуждением.

Часть излучения, вышедшего из частотно-селективного щелевого СО лазера, отраженная от светоделителя Д (плоская пластина из  $\text{CaF}_2$ ), попадала на фотоприемник Ф1. По сигналу с этого приемника настраивался максимум выходной мощности лазера при перестройке резонатора по линиям генерации. Прошедшее через светоделитель Д излучение фокусировалось короткофокусной линзой Л1 на входную щель монохроматора. Вышедшее из монохроматора излучение с помощью линзы Л2 фокусировалось на приемную площадку фотоприемника Ф2, по максимуму сигнала с которого настраивался монохроматор, и определялась длина волны излучения лазера. Калибровка монохроматора осуществлялась по излучению HeNe лазера. Совокупная точность определения длины волны генерации СО лазера с использованием описанной оптической схемы (**Рис. 3.13**) была не хуже  $0.3 \text{ см}^{-1}$ . Кроме того, при каждом спектральном измерении между входной щелью монохроматора и линзой Л1 помещался измеритель мощности лазерного излучения (на **Рис. 3.13** не показан), что

позволило измерить спектральное распределение выходной мощности частотно-селективного щелевого СО лазера с ВЧ возбуждением.

При фиксированных экспериментальных условиях (газовая смесь СО:Воздух:Не = 1:1:10, давление 22 Тор,  $F_{\text{мод}} = 500$  Гц,  $\tau = 0.05 \cdot T_{\text{мод}}$ ) была получена перестроечная характеристика, представленная на **Рис. 3.14**.



**Рис. 3.14.** Перестроечная спектрально-энергетическая характеристика частотно-селективного щелевого СО лазера с ВЧ возбуждением.

Одночастотный режим генерации лазера в этих условиях был реализован на  $\sim 100$  лазерных линиях в спектральном диапазоне от 4.98 мкм до 6.26 мкм со средней выходной мощностью от нескольких единиц до нескольких десятков милливатт в отдельной линии. На **Рис. 3.14** около каждой линии указан лазерный переход  $V+1 \rightarrow V P(J)$ . Следует также отметить, что небольшое увеличение средней мощности ВЧ возбуждения путем увеличения длительности импульса накачки (до  $\tau = 0.07 \cdot T_{\text{мод}}$ ) существенно расширяет спектр возможных линий генерации лазера в длинноволновую область (крайняя правая линия на **Рис. 3.14** в районе 6.43 мкм соответствует границе спектра в этих условиях).

### 3.8. Режим модуляции добротности резонатора

Длительность лазерных импульсов в представленных ранее экспериментах варьировалась от нескольких сотен микросекунд до нескольких миллисекунд (в зависимости от условий эксперимента), а интегральная по спектру пиковая мощность не превышала нескольких десятков ватт. В основном это связано с колебательной кинетикой активной среды,

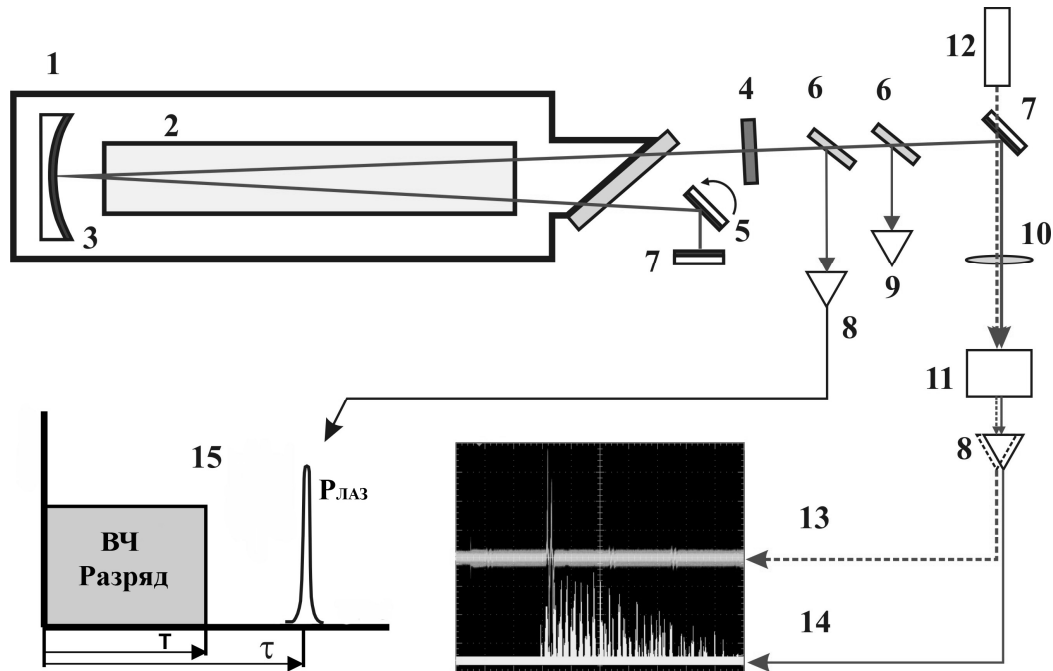


присущей всем электроразрядным СО лазерам: медленные процессы формирования инверсии населенностей и релаксации возбуждения не позволяют быстро извлечь всю колебательную энергию, накопленную активной средой в виде когерентного излучения в режиме свободной генерации. Однако для некоторых применений, таких как преобразование частоты излучения СО лазера в нелинейных кристаллах [130] или дистанционном зондировании, необходимы источники излучения с как можно более короткими импульсами и высокой пиковой мощностью. Такие режимы генерации могут быть реализованы в СО лазерах только в режиме модуляции добротности резонатора и / или синхронизации мод.

Хотя методика получения режима модуляции добротности резонатора с помощью вращающегося зеркала известна давно, она все еще актуальна для СО лазеров. Это связано с тем, что СО лазер может работать в широком спектральном диапазоне (от 4.6 до 8.7 мкм [15, 18]), а отражение металлических зеркал слабо зависит от длины волны в этой области спектра. Кроме того, модуляция добротности вращающимся зеркалом является наиболее простым методом. Другие методы (акустооптические модуляторы или электрооптические затворы) требуют высокочастотных и / или высоковольтных драйверов и, что более важно, специальных оптических элементов с просветляющими покрытиями, которые довольно сложно сделать для широкого спектрального диапазона. Поэтому до настоящего времени режим модуляции добротности в СО лазерах был получен только при использовании вращающегося зеркала (например, [31, 131-133]). Акустооптический модулятор использовался только в двух экспериментальных сериях для организации режима синхронизации мод [134-136]. И, наконец, пассивные методы модуляции добротности, такие как насыщающиеся поглотители или плазменные зеркала, вообще не применимы к многочастотным СО лазерам. Известна только одна работа, в которой была реализована пассивная модуляция добротности одночастотного СО лазера всего на одном колебательно-вращательном переходе [137]. Поэтому в данной работе была экспериментально исследована возможность получения генерации излучения в щелевом СО лазере с накачкой ВЧ разрядом и криогенным охлаждением электродов при модуляции добротности резонатора вращающимся зеркалом.

Для проведения этих экспериментов использовалась вторая лазерная камера с длиной активной среды 400 мм и высотой электродов 16 мм. В первых экспериментах расстояние между электродами составляло 3 мм. Оптическая схема экспериментов представлена на **Рис.3.15**. В экспериментах использовался V-образный резонатор длиной 1.7 м с двойным проходом через активную среду (2), который обеспечивался находящимся внутри лазерной камеры сферическим зеркалом (3) с радиусом кривизны 1.8 м (Au на стекле). Излучение из лазерной камеры выводилось через окно из  $\text{CaF}_2$ , расположенное под углом Брюстера к оси резонатора. В качестве выходного зеркала использовалась плоскопараллельная пластиной из

полированного кремния (Френелевское отражение  $\sim 50\%$  от двух граней в спектральной области от 5 до 6.5 мкм). Отражение от плоского глухого зеркала резонатора (Au на стекле) (7) происходило через промежуточное зеркало (Al на стекле) (5), которое вращалось с частотой до 130 Гц. Лазерный резонатор занимал  $\sim 50\%$  объема активной среды. Средняя мощность лазерного излучения измерялась калориметром OPHIR-12A (9), а временные параметры излучения – фотодетекторами PEM-L-3 (8).

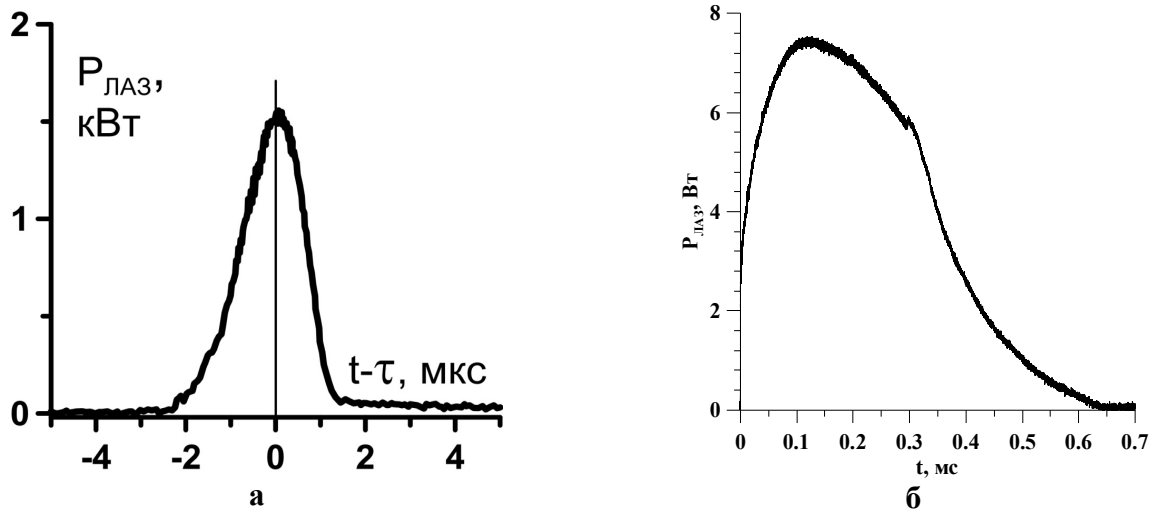


**Рис.3.15.** Оптическая схема экспериментов. 1 – лазерная камера; 2 – электродная система; 3 – сферическое зеркало; 4 – выходное зеркало; 5 – плоское вращающееся зеркало (Al на стекле); 6 – плоскопараллельная пластина из CaF<sub>2</sub>; 7 – плоское зеркало (Au на меди); 8 – калориметр OPHIR-12A; 9 – фотодетектор PEM-L-3; 10 – линза из CaF<sub>2</sub>; 11 – сканирующий монохроматор; 12 – HeNe лазер; 13 – канал коррекции длины волны; 14 – канал измерения спектра лазера; 15 – обозначения.

Включение ВЧ генератора обеспечивалось управляющим сигналом с генератора импульсов Г5-63, позволяющим регулировать в широком диапазоне параметров длительность и задержку начала импульсов от получения сигнала синхронизации. Сигнал синхронизации заводился с оптического датчика, излучение на который попадало с вспомогательного полупроводникового лазера после отражения от вращающегося зеркала за  $\sim 1/8$  часть оборота от положения, при котором резонатор оказывался съюстирован.

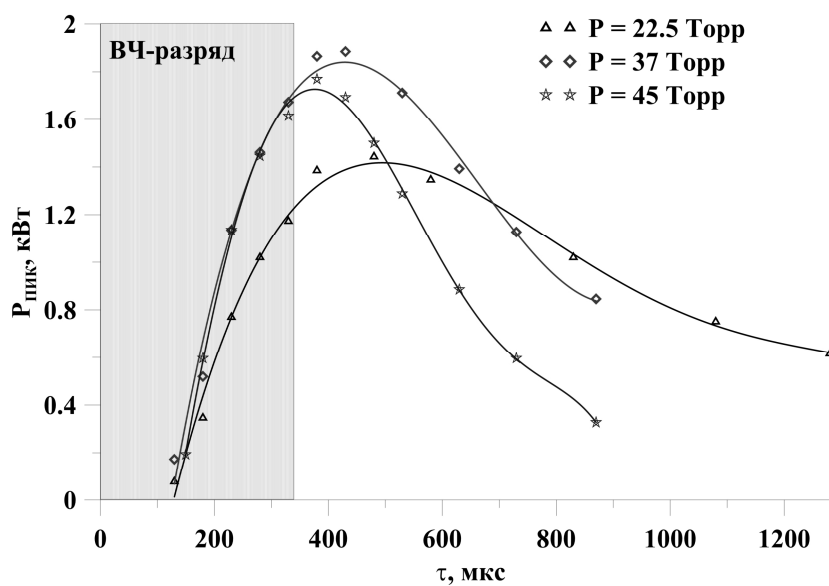
В первой серии экспериментов изменяемым параметром была задержка  $\tau$  времени начала генерации относительно времени начала импульса накачки. Во время этих экспериментов длительность импульса ВЧ накачки  $T$  была фиксирована и составляла 330 мкс при мощности ВЧ генератора  $P_{ВЧ}=880$  Вт. Скорость вращения зеркала составляла 6000 об/мин (частота следования импульсов 100 Гц). Измерения проводились для трех давлений (22.5, 37 и 45 Торр) лазерной смеси CO:O<sub>2</sub>:He=1:0.3:10. В этих условиях излучение CO лазера с

модуляцией добротности наблюдалось для диапазона временной задержки  $\tau$  от 150 до 1500 мкс. При этом длительность лазерных импульсов (FWHM) варьировалась от  $\sim 2.5$  мкс (при  $\tau \sim T$ ) (**Рис.3.16а**) вплоть до  $\sim 1.1$  мкс при  $\tau > (600 \div 800)$  мкс. Для сравнения, длительность импульса в режиме свободной генерации (с остановленным и съюстированным вращающимся зеркалом) составляла  $\sim 600$  мкс (**Рис.3.16 б**) при тех же параметрах накачки.



**Рис.3.16.** Временная динамика импульсов излучения щелевого криогенного СО лазера в режимах а) модуляции добротности резонатора, б) свободной генерации.  $P_{\text{вч}} = 880$  Вт,  $T = 300$  мкс,  $f = 100$  Гц.

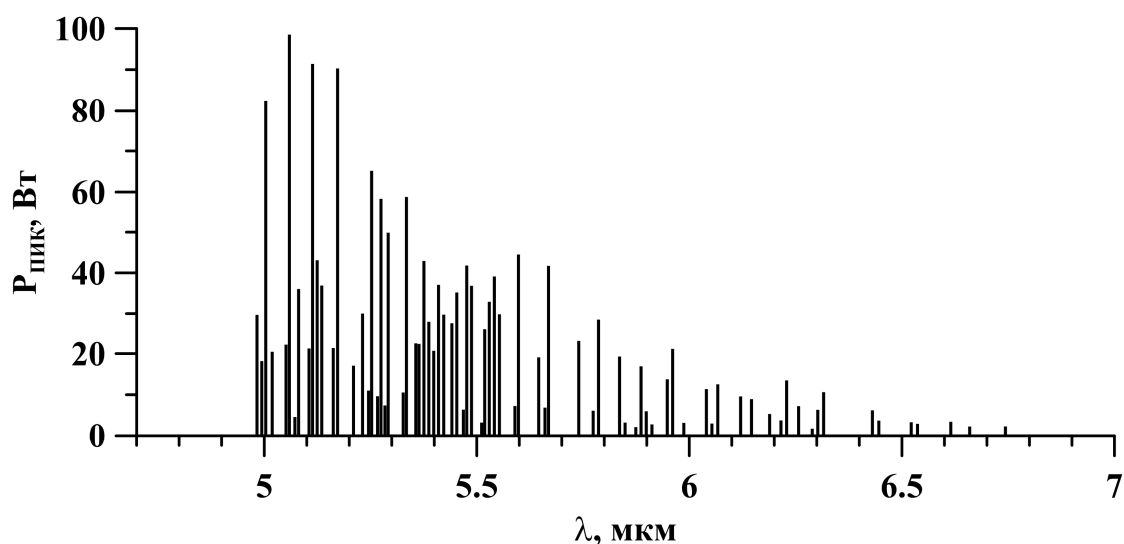
Интегрированные по выходному спектру зависимости пиковой мощности излучения СО лазера с модуляцией добротности от длительности задержки представлены на **Рис.3.17**. Максимум мощности излучения достигался при задержках  $\sim 50 \div 200$  мкс после окончания накачки, при этом оптимальная задержка была тем меньше, чем выше давление активной среды.



**Рис.3.17.** Зависимость мощности лазерных импульсов от времени задержки после включения разряда при различных давлениях лазерной смеси  $\text{CO}:\text{O}_2:\text{He} = 1:0.3:10$ .

В описанных выше экспериментах измерялась пиковая мощность лазерного импульса интегрированного по спектру с использованием измерителей 8 и 9 оптической схемы (см **Рис. 3.15**). Следующая серия была выполнена с использованием всех элементов оптической схемы для измерения спектрального состава излучения криогенного щелевого СО лазера с модуляцией добротности резонатора, что дало возможность оценить пиковую мощность на каждой отдельной спектральной линии. Измерения проводились с помощью перестраиваемого дифракционного монохроматора (дифракционная решетка 150 штр/мм) с одновременной регистрацией ИК излучения и разложенного на решетке излучения юстировочного лазера (7÷10-й порядки дифракции HeNe лазера), которое в дальнейшем использовалось для расчетов длин волн ИК излучения. Процесс записи одного спектра длился около 100 секунд, с помощью цифрового осциллографа с полосой пропускания 500 МГц, что позволило нам идентифицировать каждую вращательную компоненту в выходном лазерном спектре.

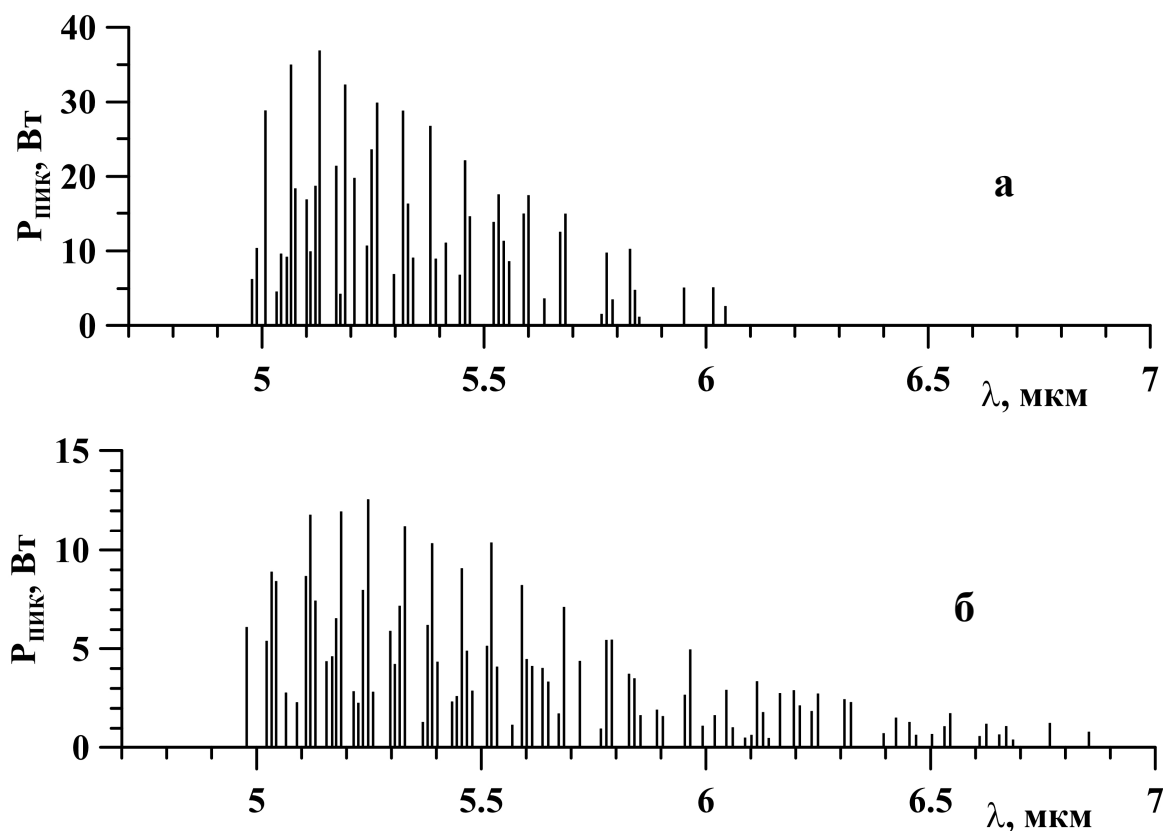
Спектр, представленный на **Рис.3.18**, был измерен при увеличенной до 4 мм ширине межэлектродного зазора. Длительность импульса ВЧ накачки Т была зафиксирована на уровне 350 мкс, а его мощность  $P_{ВЧ} = 800$  Вт. В качестве активной среды использовалась газовая смесь  $СО:O_2:He = 1:0.3:10$  при давлении 37 Торр. Скорость вращения зеркала была увеличена до 7800 об/мин (частота повторения импульсов 130 Гц), величина задержки  $\tau$  была выбрана равной 400 мкс. Кроме того, в лазерный резонатор вблизи выходного зеркала была добавлена диафрагма (диаметром ~4 мм). При использовании диафрагмы длительность импульсов лазерной генерации изменилась в пределах  $0.65\div 0.85$  мкс в зависимости от величины задержки после начала импульса накачки.



**Рис.3.18.** Спектральное распределение мощности излучения криогенного щелевого СО лазера с ВЧ накачкой в режиме модуляции добротности при  $\tau=400$  мкс.

Спектр лазерного излучения при  $\tau=400$  мкс, представленный на **Рис.3.18**, охватывал диапазон длин волн 4.95-6.75 мкм и состоял из ~80 колебательно-вращательных компонент.

Выходная пиковая мощность более чем 30 отдельных спектральных линий превышала 20 Вт, а суммарная пиковая мощность достигала 3 кВт. Следует отметить, что в зависимости от длительности задержки начала импульса генерации от начала импульса накачки изменялась не только мощность лазерных импульсов, но и спектр лазерного излучения. Поэтому были измерены спектры излучения СО лазера для задержек  $\tau$  вблизи окончания импульса ВЧ накачки ( $\tau \sim 250$  мкс), а также ближе к концу времени жизни инверсной населенности ( $\tau \sim 700$  мкс) (**Рис.3.19**). Во время импульса накачки основная часть колебательной энергии сосредоточена на нижних колебательных уровнях, а спектр излучения охватывал интервал длин волн 5-6 мкм с резким максимумом вблизи 5 мкм (что соответствует колебательным уровням с квантовым числом  $V \sim 5-6$ ) (**Рис.3.19а**). После окончания импульса накачки, колебательное возбуждение распространяется на верхние колебательные уровни, а спектр лазерного излучения расширяется до длины волны  $\sim 7$  мкм (что соответствует колебательному уровню  $V \sim 25-26$ ), а спектральное распределение стало более плоским (**Рис.3.19б**). При этом средняя (и пиковая) выходная мощность СО лазера уменьшалась в  $\sim 2$  раза в условиях **Рис.3.19а** и в  $\sim 5$  раз для условий **Рис.3.19б** по сравнению с оптимальными условиями (**Рис.3.18**).

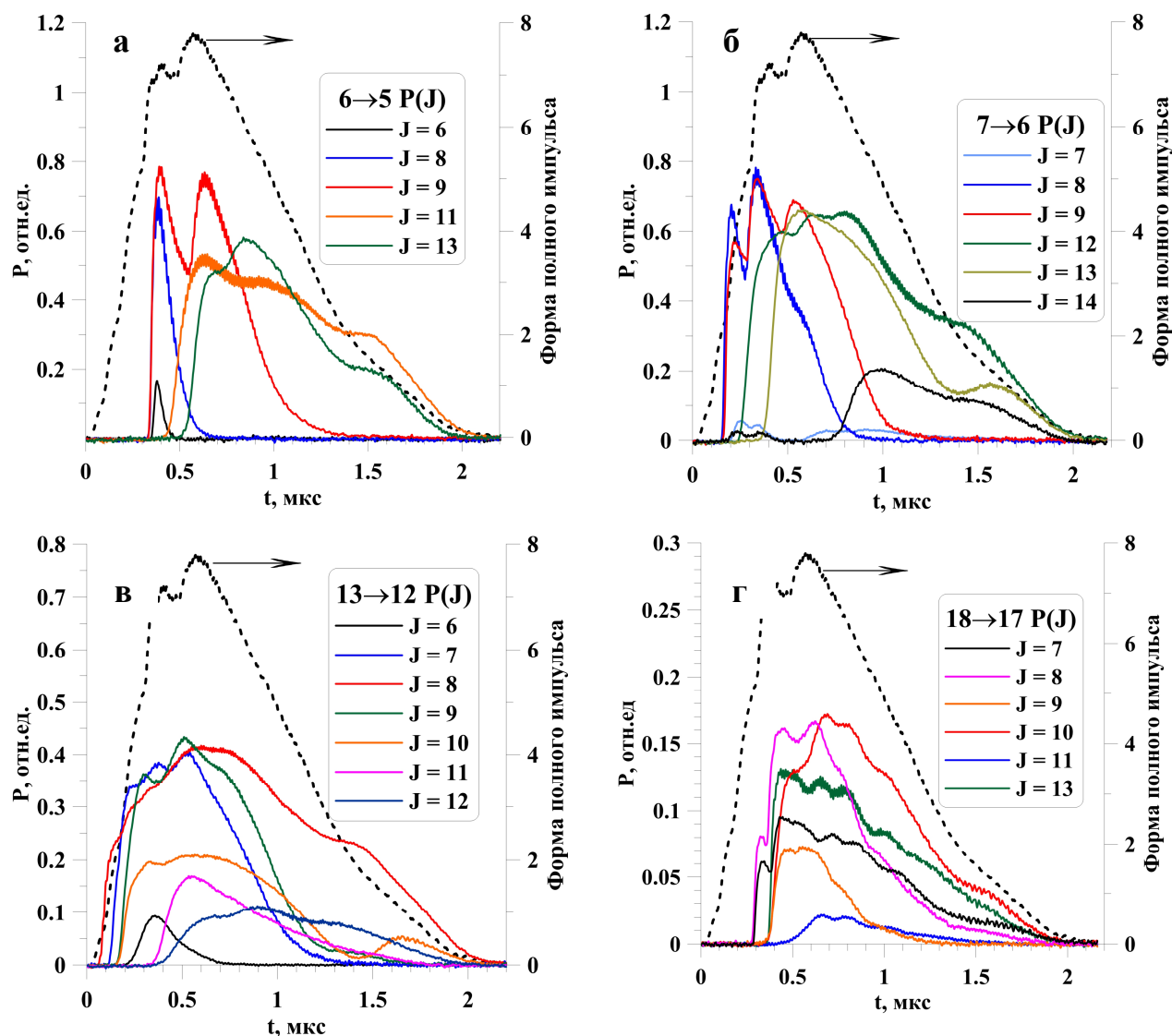


**Рис.3.19.** Спектральное распределение мощности излучения криогенного щелевого СО лазера с ВЧ накачкой в режиме модуляции добротности при  $\tau=250$  мкс (а) и  $\tau=700$  мкс (б).

Зависимость спектральных характеристик лазера от величины задержки обусловлена тем, что, во-первых, накачка высоких колебательных уровней молекулы СО происходит за счет колебательно-колебательного обмена в результате столкновений молекул и время формирования распределения молекул СО по колебательным уровням может достигать сотен микросекунд. А во-вторых, между импульсами накачки происходит охлаждение активной среды, что приводит к увеличению длины плато колебательной функции распределения в сторону более высоких переходов, и, кроме того, к перераспределению населенностей по вращательным подуровням в каждой колебательной полосе в соответствии с распределением Больцмана.

В этих экспериментах также была измерена временная динамика излучения на отдельных вращательных компонентах различных колебательных полос из многочастотного спектра излучения СО лазера (**Рис.3.20**). Генерация большинства наиболее сильных лазерных линий перекрывалась по времени. Это контрастирует с режимом свободной генерации СО лазера при импульсном или импульсно-периодическом возбуждении, когда излучение на разных спектральных линиях происходит, как правило, в существенно отличающиеся моменты времени в течение сравнительно длительных (до нескольких сотен микросекунд) импульсов излучения (см., например, [126, 138], а также главу 4, **Рис.4.12, 4.13**). Однако в режиме модуляции добротности на некоторых спектральных линиях, как правило, компонентах колебательных полос с вращательными квантовыми числами  $J=5\div 6$  и  $J=13\div 14$ , имеющих относительно низкую интенсивность, излучение происходило в разные моменты времени. Принимая во внимание одно из возможных применений такого лазера – создание относительно компактного источника ИК излучения на основе СО лазера с преобразованием частоты его излучения в нелинейных кристаллах – необходимо учитывать временные особенности генерации отдельных линий для расчета ожидаемых спектров суммарных и разностных частот.

В заключении следует отметить, что использованная конфигурация резонатора, являющаяся нетрадиционной для щелевых лазеров вообще, и для щелевого СО лазера в частности, позволила получить достаточно высокую пиковую мощность в различных спектральных компонентах многочастотного излучения, что при достаточно простом управлении выходными характеристиками лазера дает широкие перспективы для его использования как в задачах преобразования излучения в нелинейных кристаллах, так и в задачах лазерного спектрального анализа, в том числе многокомпонентных газовых смесей.



**Рис.3.20.** Временная форма отдельных вращательных компонент колебательных полос а) 6→5, б) 7→6, в) 13→12, г) 18→17 импульсов излучения криогенного щелевого ВЧ СО лазера с модуляцией добротности резонатора.

### 3.9. Выводы к главе 3.

Создан компактный щелевой СО лазер с накачкой емкостным ВЧ разрядом и криогенным охлаждением электродов с длиной активной среды 250 мм. Проведено параметрическое исследование этого лазера, работающего на колебательно-вращательных переходах основной колебательной полосы молекулы СО. Определены оптимальные условия работы лазера в режиме свободной многочастотной генерации:

- оптимальное давление активной среды лежало в пределах от 20 до 40 Торр и зависило от конфигурации электродной системы (площадь электродов и межэлектродный зазор);
- состав активной среды –  $\text{CO}:\text{O}_2:\text{N}_2:\text{He}$  с концентрациями He – 70 - 90% в смеси,  $\text{O}_2$  – 20 - 30% от концентрации СО,  $\text{N}_2$  – 0 - 30% от концентрации СО;

- использование в качестве активной среды газовой смеси CO:Воздух:Не с равным содержанием CO и воздуха позволяло получить характеристики лазерного излучения близкие к максимальным при работе в диапазоне основных переходов молекулы CO;

- режим ВЧ накачки – импульсно-периодический со средней мощностью 150 - 200 Вт и частотой повторения импульсов в пределах 100 - 1000 Гц.

Спектр многочастотного лазерного излучения располагался в диапазоне 5.1 - 5.4 мкм. Максимальная полученная в экспериментах средняя мощность лазера составила ~12 Вт, а его КПД достигал ~14%. Все результаты были получены без принудительной замены газовой смеси. При фиксированных экспериментальных условиях без принудительной замены активной среды была реализована стабильная генерация (с флуктуациями выходных характеристик не более  $\pm 10\%$ ) более чем  $10^5$  импульсов лазерного излучения, что позволяет говорить о том, что впервые был осуществлен режим работы криогенного щелевого CO лазера с ВЧ возбуждением максимально приближенный к отпаянному.

Реализован частотно-селективный режим работы криогенного щелевого CO лазера с ВЧ возбуждением. Одночастотная генерация была получена на ~100 лазерных линиях в спектральном диапазоне 4.9 - 6.5 мкм со средней выходной мощностью от нескольких единиц до нескольких десятков милливатт.

Использование двухпроходного V-образного резонатора с модуляцией добротности с помощью вращающегося зеркала позволило получить генерацию импульсов излучения с минимальной длительностью 0.65 нс (FWHM), пиковой мощностью до 3 кВт и частотой повторения импульсов до 130 Гц. При этом средняя мощность лазера достигала 0.5 Вт, лазерный спектр состоял из ~ 80 одновременно генерирующих лазерных линий в диапазоне длин волн от 4.95 до 6.75 мкм с пиковой мощностью отдельных компонент до 100 Вт.

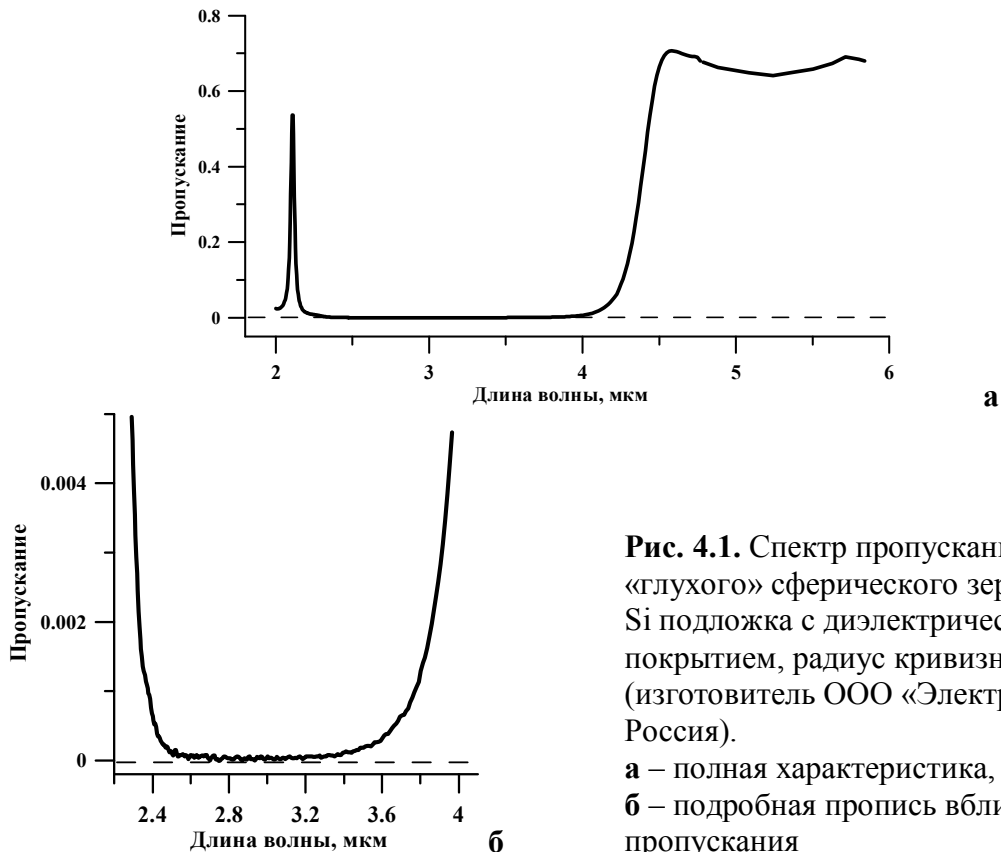


## Глава 4. Генерация излучения на переходах первого колебательного обертона молекулы CO

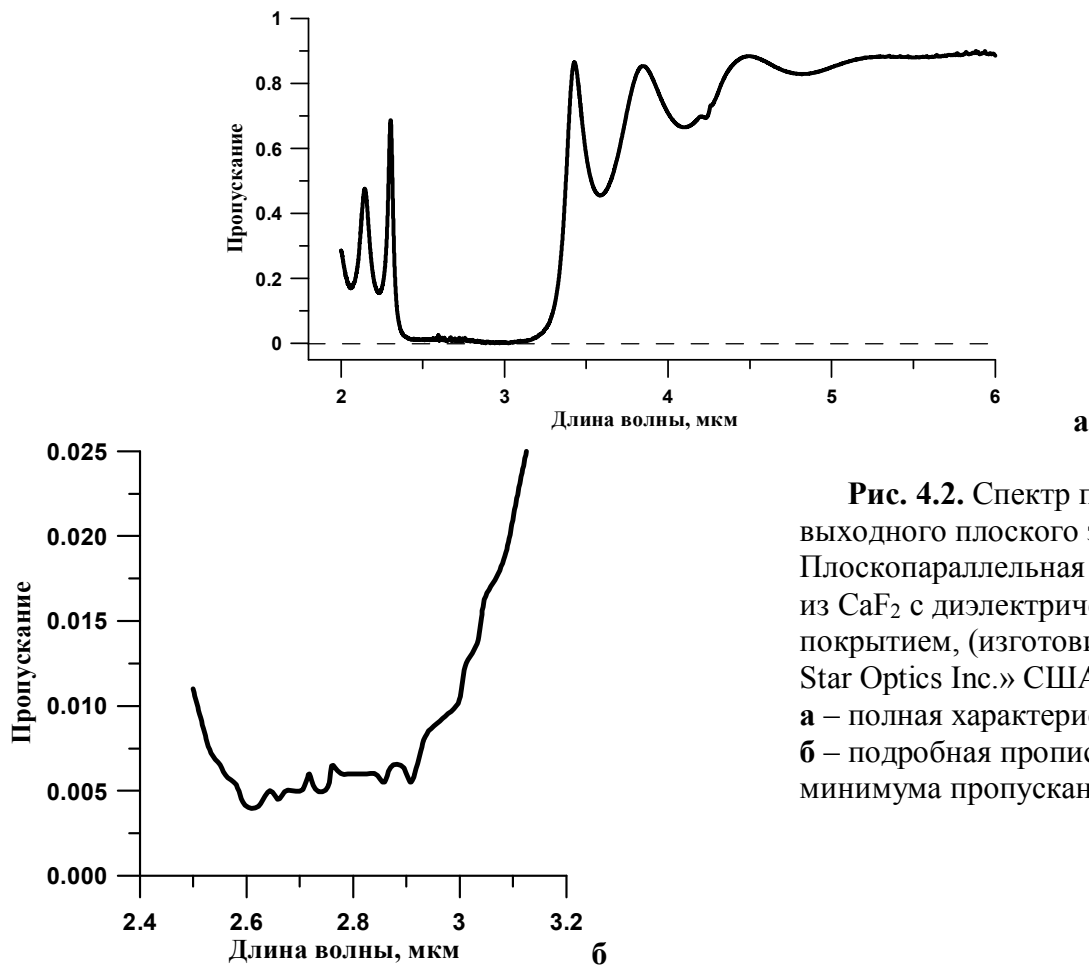
Основываясь на экспериментальных результатах, полученных при исследовании различных режимов генерации щелевого CO лазера с ВЧ возбуждением на колебательно-вращательных переходах основной полосы молекулы CO, описанных выше, и на опыте работы с другими импульсными электроразрядными CO лазерами [12, 20, 21, 26], были проведены эксперименты с целью получения генерации излучения в щелевом CO лазере с ВЧ возбуждением на обертоновых переходах молекулы CO.

### 4.1. Обертоновая генерация в лазере с первой разрядной камерой

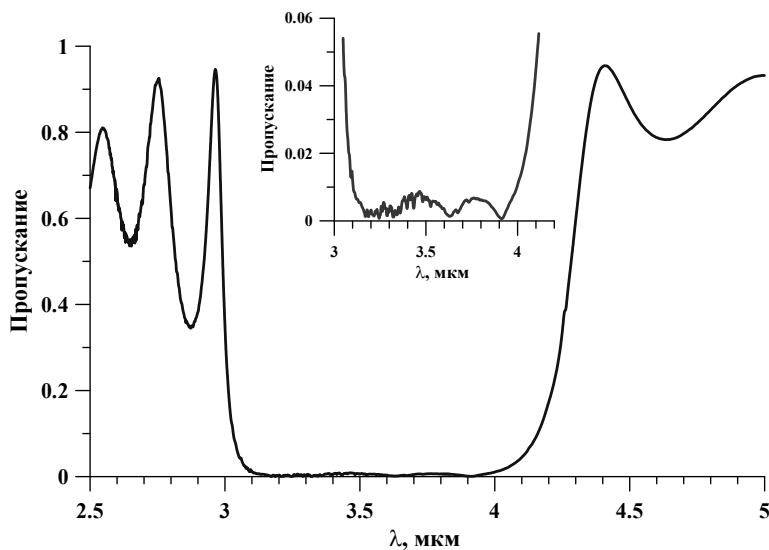
Учитывая относительно небольшую длину активной среды в щелевом CO лазере и существенно более низкий ожидаемый коэффициент усиления на обертоновых переходах по сравнению с переходами основной полосы [12], в экспериментах использовался устойчивый лазерный резонатор с интерференционными зеркалами с высоким отражением (более 99%) в области 2.5-3.5 мкм, и малым отражением в спектральной области с длиной волны  $\lambda > 5$  мкм, для подавления генерации на основных переходах молекулы CO, что важно для реализации эффективной обертоновой генерации [12, 20]. Спектральные характеристики зеркал лазерного резонатора, которые использовались в экспериментах, приведены на **Рис. 4.1- 4.3**.



**Рис. 4.1.** Спектр пропускания заднего «глухого» сферического зеркала М0. Si подложка с диэлектрическим покрытием, радиус кривизны  $R = 2$  м (изготовитель ООО «Электростекло», Россия).  
**а** – полная характеристика,  
**б** – подробная пропись вблизи минимума пропускания



**Рис. 4.2.** Спектр пропускания выходного плоского зеркала М1. Плоскопараллельная подложка из  $\text{CaF}_2$  с диэлектрическим покрытием, (изготовитель «Lohn Star Optics Inc.» США).  
**а** – полная характеристика,  
**б** – подробная пропись вблизи минимума пропускания.

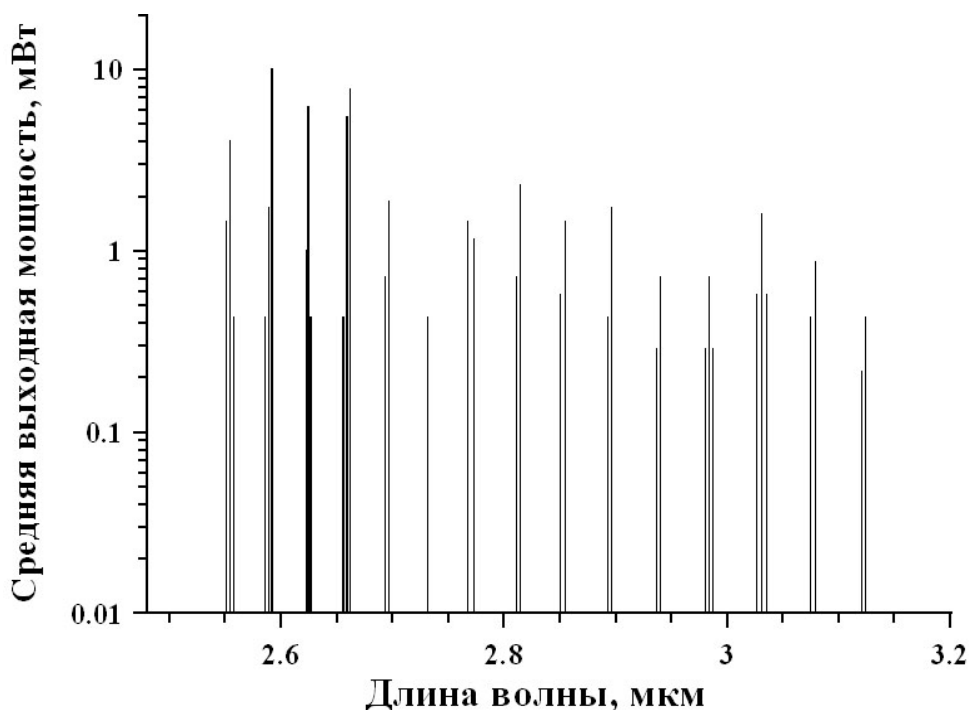


**Рис. 4.3.** Спектр пропускания выходного плоского зеркала М2. Плоскопараллельная подложка из  $\text{CaF}_2$  с диэлектрическим покрытием, (изготовитель «Lambda Research Optics Inc.» США).

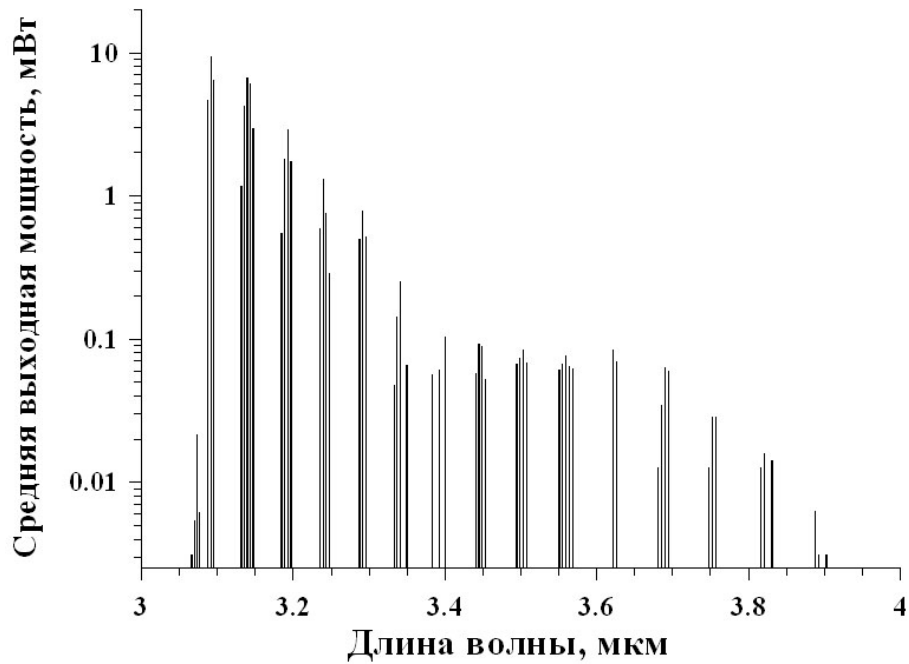
Для регистрации спектрально-энергетических параметров лазера была использована немного модифицированная оптическая схема, представленная на **Рис. 3.13**. Между лазером и светодетелем Д была помещена плоская пластина из ИК кварца толщиной 20 мм, полностью поглощающая излучение с длиной волны более 4 мкм (для отсечения люминесценции и генерации на основных переходах молекулы  $\text{CO}$ , если таковая возникала). Для измерения мощности генерации, сосредоточенной в отдельных линиях, после настройки монохроматора

и измерения длины волны, между выходной щелью монохроматора и линзой Л2 помещался измеритель мощности лазерного излучения. Абсолютная калибровка спектрально-энергетического распределения лазерной мощности проводилась по второму измерителю мощности, который помещался вместо фотодетектора Ф1 (см. **Рис. 3.13**).

На **Рис. 4.4** и **Рис. 4.5** представлены типичные измеренные распределения мощности генерации по спектральным линиям лазера с импульсно-периодическим ВЧ возбуждением в режиме неселективной свободной генерации при наборах зеркал резонатора М0+М1 и М0+М2 соответственно. В обоих случаях спектр излучения состоял из ~50 лазерных линий. При использовании набора зеркал резонатора М0+М1 спектр располагался в диапазоне длин волн  $2.5 \div 3.1$  мкм, что соответствует обертонам колебательным полосам молекулы СО от  $8 \rightarrow 6$  до  $22 \rightarrow 20$ , а при использовании набора М0+М2 – в спектральном диапазоне  $3.05 \div 3.9$  мкм (переходы колебательных полос от  $21 \rightarrow 19$  до  $36 \rightarrow 34$ ). Суммарный (по двум наборам зеркал резонатора) выходной спектр лазера состоял из ~100 линий из колебательных полос от  $8 \rightarrow 6$  до  $36 \rightarrow 34$  и строго соответствовал спектральной области с максимальным коэффициентом отражения выходных зеркал резонатора. Падение мощности излучения при использовании кварцевого светофильтра составляло не более 20 мВт, что не превышает потерь на френелевское отражение от двух граней подложки. То есть генерация излучения на основных переходах молекулы СО не возникала.



**Рис. 4.4.** Спектр свободной многочастотной генерации обертонового щелевого СО лазера с лазерным резонатором, образованном зеркалами М0+М1.



**Рис. 4.5.** Спектр свободной многочастотной генерации оберточного щелевого СО лазера с лазерным резонатором, образованном зеркалами М0+М2.

Поскольку число Френеля при размере межэлектродной щели 3 мм больше единицы ( $N_A = w^2/\lambda L$ , где  $w$  – полуширина щели, а  $L$  – длина электродов) и равно  $N_A \approx 3$  для излучения с длиной волны 3 мкм, лазер может работать как в волноводном режиме, так и в режиме устойчивого резонатора. Более того, поскольку качество полировки поверхностей электродов недостаточно высоко, потери при отражении от поверхности электродов и низкий коэффициент усиления в полосе оберточных переходов молекулы СО не позволяли реализовать генерацию излучения в волноводных модах резонатора, что подтверждалось большой чувствительностью резонатора к угловой расстройке в горизонтальном направлении (направлении меньшего размера щели). При этом расходимость лазерного излучения  $\theta$  в горизонтальном направлении составляла  $\theta \approx 2 \cdot 10^{-3}$  рад. В случае генерации излучения на основных переходах молекулы СО, где коэффициенты усиления оказываются выше почти на порядок величины, наблюдалась генерация излучения как устойчивых, так и волноводных мод резонатора ( $N_A = 1.8$  для излучения с длиной волны 5 мкм), что подтверждалось слабым влиянием угловой расстройки резонатора в горизонтальном направлении на мощность генерации. Более того, наблюдалось несколько максимумов мощности излучения при различных углах поворота одного из зеркал резонатора в горизонтальном направлении.

При использовании зеркал лазерного резонатора М0+М1 было проведено исследование зависимости выходных характеристик лазера от состава и давления активной среды (**Рис. 4.6**). Варьирование средней мощности накачки при исследовании зависимости мощности излучения от состава смеси производилось за счет изменения длительности импульсов накачки при постоянной мощности ВЧ генератора ( $P_{ВЧ} = 600$  Вт) и частоте следования импульсов накачки

$F_{\text{мод}} = 500$  Гц (Рис. 4.6 а). При исследовании зависимости мощности излучения от давления активной среды проводилось при варьировании амплитуды мощности накачки  $P_{\text{вч}}$ , и постоянных частоте следования (50 Гц) и длительности импульсов  $\tau = 1$  мс (Рис. 4.6 б, в).

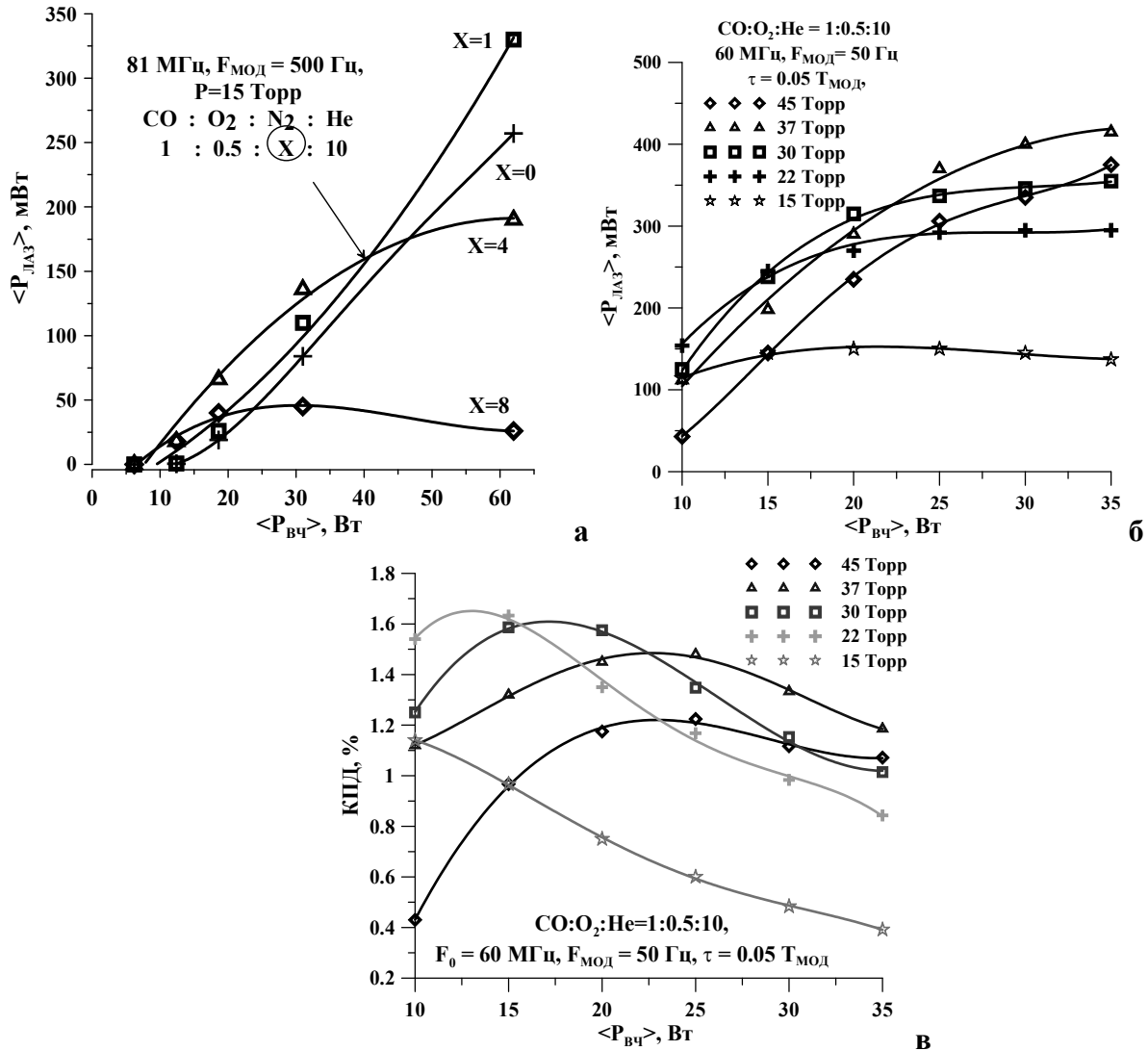
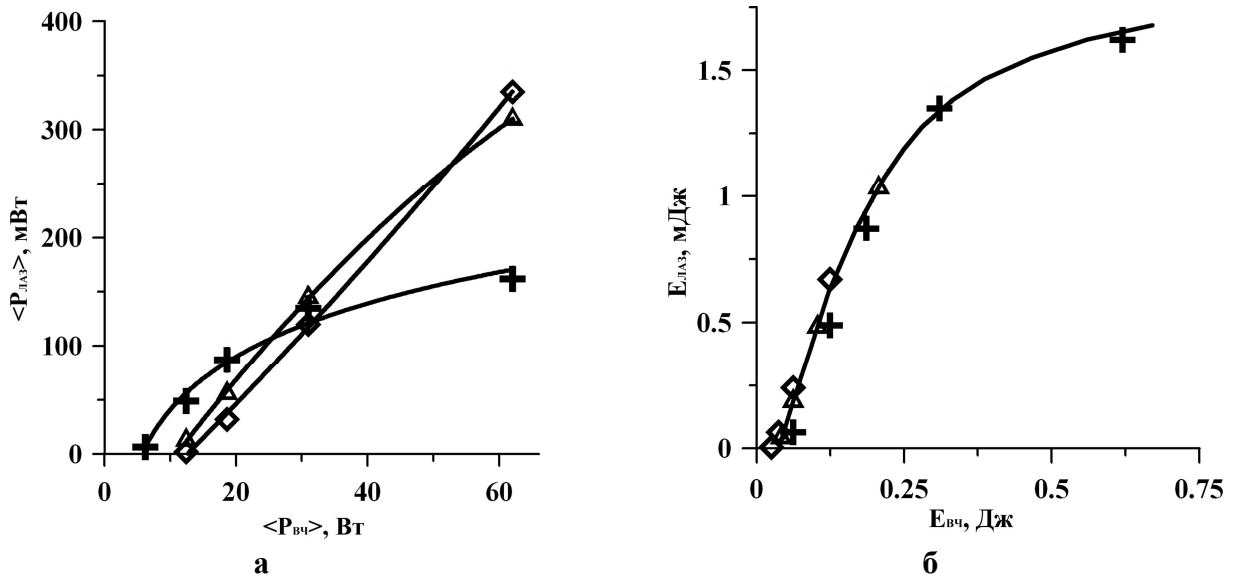


Рис. 4.6. Средняя мощность и эффективность обертонового СО лазера при использовании активных сред различного состава.

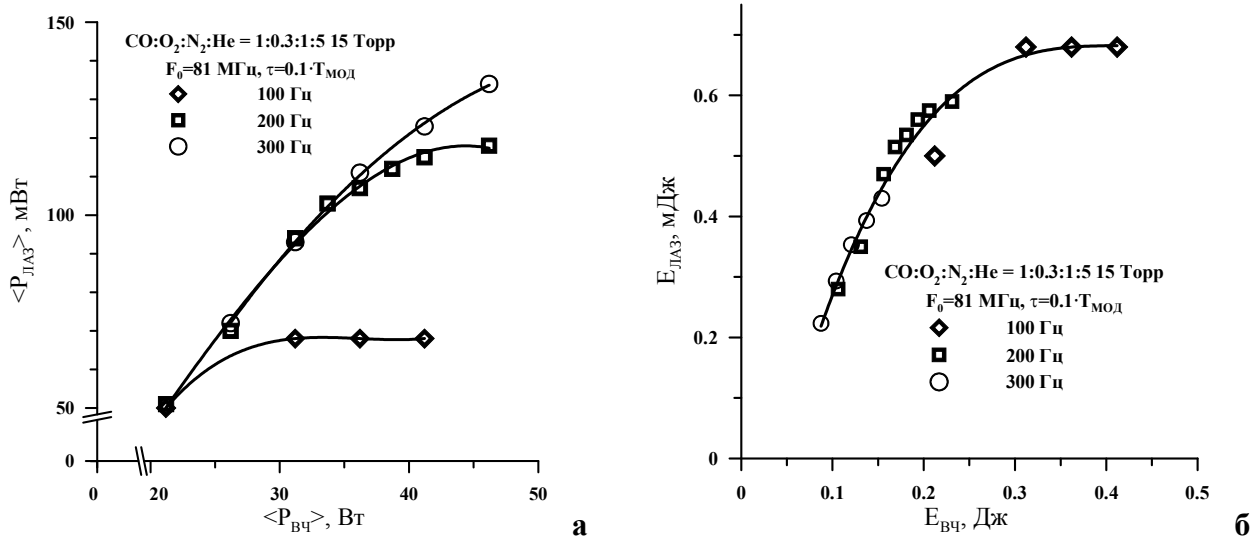
На Рис. 4.7 а также представлены зависимости средней выходной мощности СО лазера от средней мощности накачки, полученные при различных режимах работы ВЧ генератора (варьировались частота следования и скважность импульсов ВЧ разряда). Варьирование мощности накачки осуществлялось путем изменения амплитуды ВЧ импульсов. При более низких частотах следования импульсов накачки, снижалось пороговое значение ВЧ мощности, при котором возникала лазерная генерация. Однако следует отметить, что при одинаковой средней мощности энергия, вложенная в активную среду за один импульс накачки, обратно пропорциональна длительности импульсов, которая различна для различных частот следования импульсов накачки. Таким образом, более корректно будет сравнение энергетических характеристик накачки и излучения лазера за один импульс. Такая зависимость представлена на Рис. 4.7 б.



**Рис. 4.7.** Зависимость средней мощности лазера от средней мощности ВЧ разряда (а) и энергии одиночного лазерного импульса от энергии импульса ВЧ разряда (б).  $F_{\text{мод}} = 100(+)$ ,  $300(\Delta)$ , и  $500(\diamond)$  Гц.

В этом случае порог лазерной генерации, который соответствует энергии накачки  $\sim 50$  мДж или удельному энергокладу около  $100$  Дж/л Атм, и эффективность лазерной генерации не зависят от частоты следования импульсов накачки, а зависят только от вложенной в разряд энергии, по крайней мере, в диапазоне частот от  $100$  до  $500$  Гц. Этот факт может свидетельствовать также о том, что в исследованном диапазоне параметров ВЧ разряда температура активной среды в момент начала импульса накачки остается одинаковой.

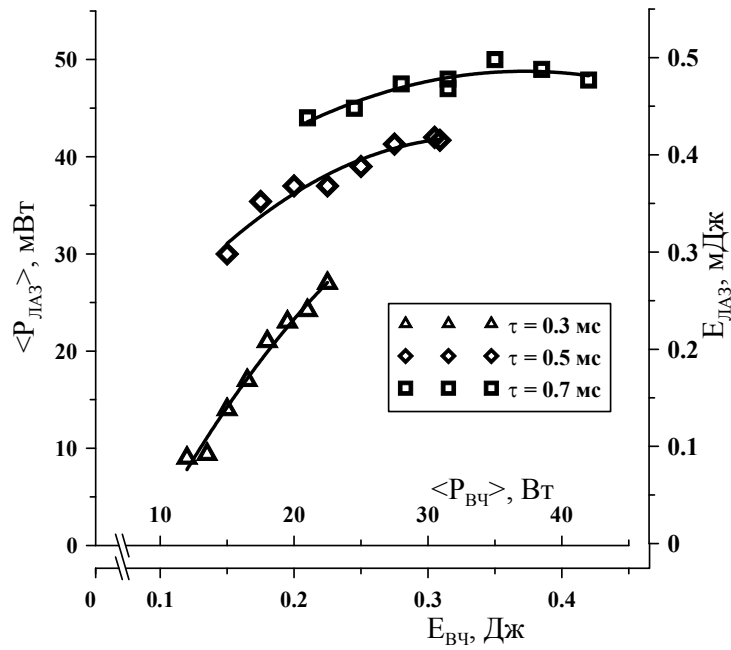
Аналогичные измерения были проведены при использовании набора зеркал лазерного резонатора  $M0+M2$  (см. **Рис. 4.8**). Была измерена зависимость средней мощности лазерной генерации  $\langle P_{\text{ЛАЗ}} \rangle$  от средней мощности накачки  $\langle P_{\text{ВЧ}} \rangle$ , полученные при различных частотах следования импульсов накачки и постоянной скважности (длительность импульсов  $\tau = 0.1 T_{\text{мод}}$ , при частоте ВЧ генератора  $81$  МГц). Изменение мощности накачки осуществлялось за счет изменения амплитуды выходной мощности ВЧ генератора от  $200$  Вт до  $\sim 450$  Вт. Те же результаты, что на **Рис. 4.8 а**, но пересчитанные на величины энергии лазерного импульса и энергию импульса накачки представлены на **Рис. 4.8 б**. Следует отметить, что все данные на **Рис. 4.8 б** ложатся на одну кривую. Это свидетельствует о том, что в этом диапазоне изменений экспериментальных условий и при используемом методе изменения средней мощности накачки (т.е. при постоянном значении  $\tau \cdot F$ ) эффективность лазерной генерации зависит главным образом от энергии импульсов накачки, а не от средней мощности.



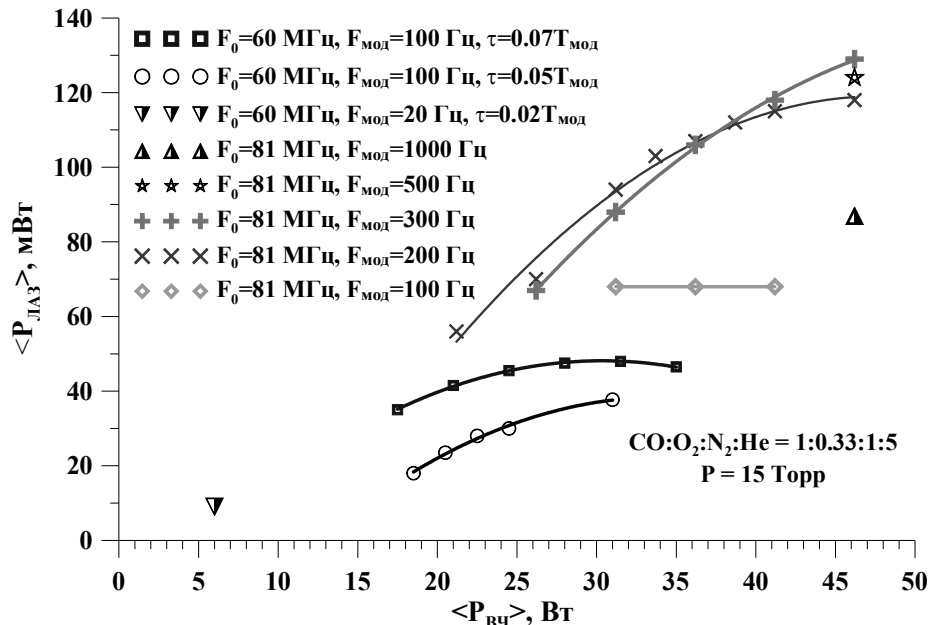
**Рис. 4.8.** Зависимость средней мощности лазера от средней мощности ВЧ разряда (а) и энергии одиночного лазерного импульса от энергии импульса ВЧ разряда (б) при различных частотах следования импульсов накачки.

Однако в том случае, если изменение мощности накачки производилось не только за счет увеличения мощности ВЧ генератора, но и изменения длительности накачки при постоянной частоте повторения импульсов, зависимость энергии лазерного импульса от энергии импульса накачки имеет характер, аналогичный зависимости соотношения средних мощностей. Пример такой зависимости представлен на **Рис. 4.9**. В этом случае использовался ВЧ генератор с несущей частотой  $F_0 = 60$  МГц и частотой повторения импульсов  $F_{\text{мод}} = 100$  Гц. Величина средней мощности накачки изменялась за счет увеличения пиковой мощности ВЧ генератора при различных длительностях импульсов накачки  $\tau$ . Из полученных зависимостей также следует, что при любой длительности импульсов накачки максимальная эффективность лазера достигается при наименьших величинах энерговклада.

На **Рис. 4.10** представлены зависимости средней мощности лазера от средней мощности ВЧ накачки при различных частотах повторения импульсов, полученные при использовании лазерного резонатора М0+М2. В этой серии экспериментов использовались два ВЧ генератора с несущими частотами 60 и 81 МГц. Генератор с  $F_0 = 81$  МГц действовал в режиме с предимпульсами ( $t_{\text{п}} = 0.01 T_{\text{мод}}$ , и пиковая мощность 620 Вт) совместно с основной накачкой ( $\tau = 0.1 T_{\text{мод}}$ ), изменением амплитуды которой регулировалась полная мощность ВЧ накачки. Длительность импульсов генератора с несущей частотой  $F_0 = 60$  МГц составляла 0.02 - 0.07  $T_{\text{мод}}$ . Наиболее оптимальными для достижения наибольшей эффективности и максимальной мощности излучения обертонового СО лазера оказались режимы накачки с частотами повторения импульсов от 200 до 500 Гц и длительностью импульсов накачки 0.2 - 0.5 мс.



**Рис. 4.9.** Зависимость средней мощности лазера от средней мощности ВЧ накачки (левая ось Y и верхняя ось X) и пересчитанная зависимость значений энергии одиночного лазерного импульса от энергии импульса накачки (правая ось Y и нижняя ось X) при различных длительностях импульса накачки  $\tau$ .



**Рис. 4.10.** Зависимости средней мощности лазера от средней мощности ВЧ накачки при различных частотах повторения импульсов.

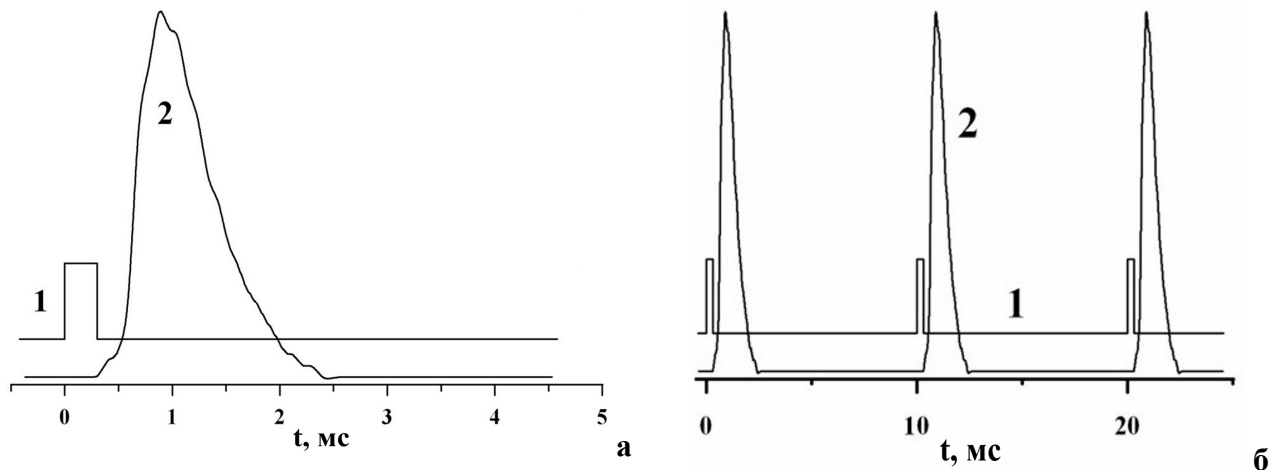
Максимальная наблюдавшаяся выходная мощность СО лазера, полученная при использовании набора зеркал резонатора M0+M1 составила  $\sim 0.4$  Вт для лазерной смеси CO:O<sub>2</sub>:He=1:0.33:10. При этом максимальная эффективность лазера достигала  $\sim 1.6\%$ . Небольшие добавки азота в газовую смесь (до концентраций, равных концентрации молекул СО) приводили к некоторому росту эффективности лазера (см. **Рис. 4.6 а**). Использование газовых смесей с большим содержанием азота приводило к значительному росту эффективности при малых значениях средней мощности накачки, но при больших значениях



$\langle P_{\text{вч}} \rangle$  наблюдалось насыщение выходной мощности. Варьирование концентрации гелия в смеси в пределах от 70 до 95% оказывало небольшое влияние на выходные характеристики лазера, как и при исследовании генерации излучения лазера на фундаментальных переходах молекулы CO.

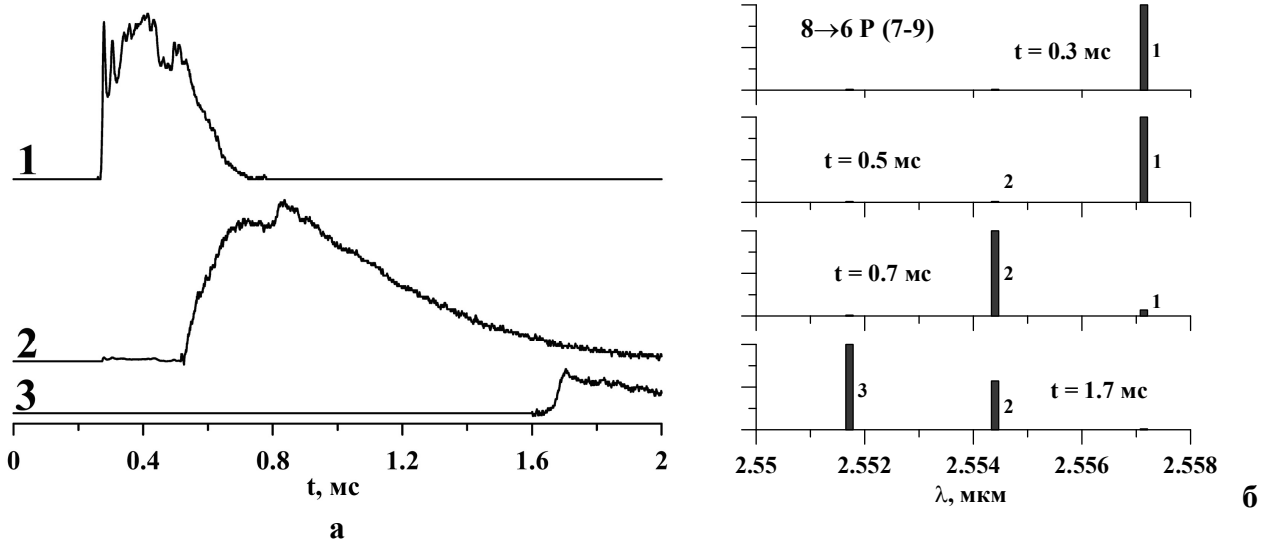
Наибольшая полученная в экспериментах средняя выходная мощность оберточного CO лазера с набором зеркал резонатора M0+M2 была несколько меньше (~130 мВт суммарно по всем линиям генерации), чем выходная мощность лазера, действующего на более низких колебательных переходах (т.е. при использовании набора зеркал резонатора M0+M1). Это связано, по-видимому, с тем, что коэффициент вывода излучения из резонатора при использовании выходного зеркала M1 был ближе к оптимальному. А поскольку коэффициент усиления на оберточных переходах молекулы CO невысок, то даже небольшие изменения коэффициента вывода значительно влияют на эффективность работы лазера.

Типичная временная динамика импульсов излучения оберточного CO лазера в режиме свободной генерации при частоте следования импульсов накачки 100 Гц представлена на **Рис. 4.11**. Форма и длительность импульсов излучения зависели от длительности и частоты следования импульсов накачки. Как правило, генерация излучения возникала по окончании импульса накачки (см. также **Рис. 4.6**), а длительность импульса генерации составляла несколько миллисекунд.

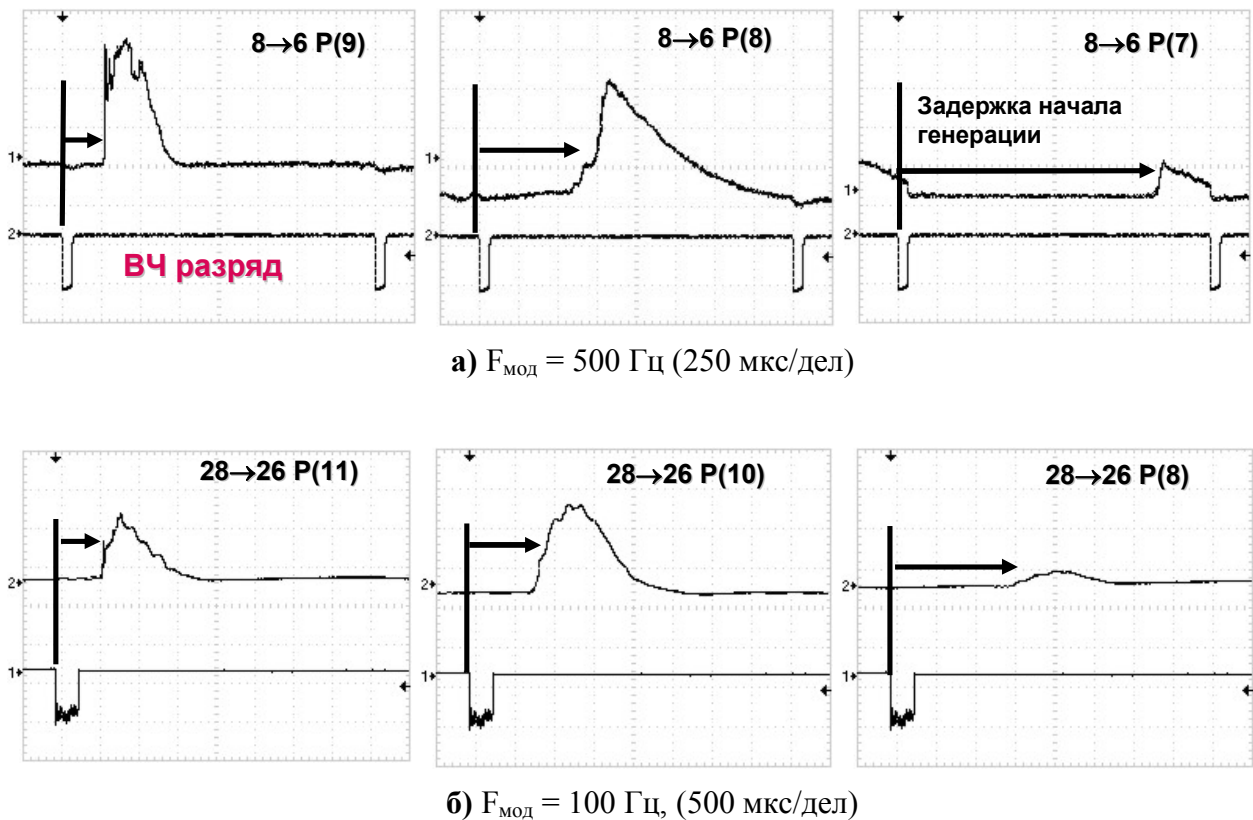


**Рис. 4.11.** Временная динамика импульса ВЧ разряда (1) и импульса излучения оберточного CO лазера (2) (а - одиночный импульс, б- общий вид) при частоте модуляции 100 Гц.

Следует отметить, что для различных колебательно-вращательных переходов в спектре многочастотного излучения форма импульса генерации и время задержки начала генерации относительно начала импульса накачки были различными и зависели, в пределах одной колебательной полосы, главным образом, от номера вращательного квантового числа  $J$ . Пример такой зависимости представлен на **Рис. 4.12**, для трех колебательно-вращательных переходов 8-6P(J) ( $J=7-9$ ).



**Рис. 4.12.** Временная динамика излучения щелевого обертонового СО лазера на колебательно-вращательных переходах: **1** -  $8 \rightarrow 6$  P(9); **2** -  $8 \rightarrow 6$  P(8); **3** -  $8 \rightarrow 6$  P(7) (**а**) и относительное распределение мощности излучения по линиям внутри колебательной полосы  $8 \rightarrow 6$  в различные моменты времени (**б**). Частота повторения импульсов 500 Гц, средняя мощность накачки  $\sim 20$  Вт.

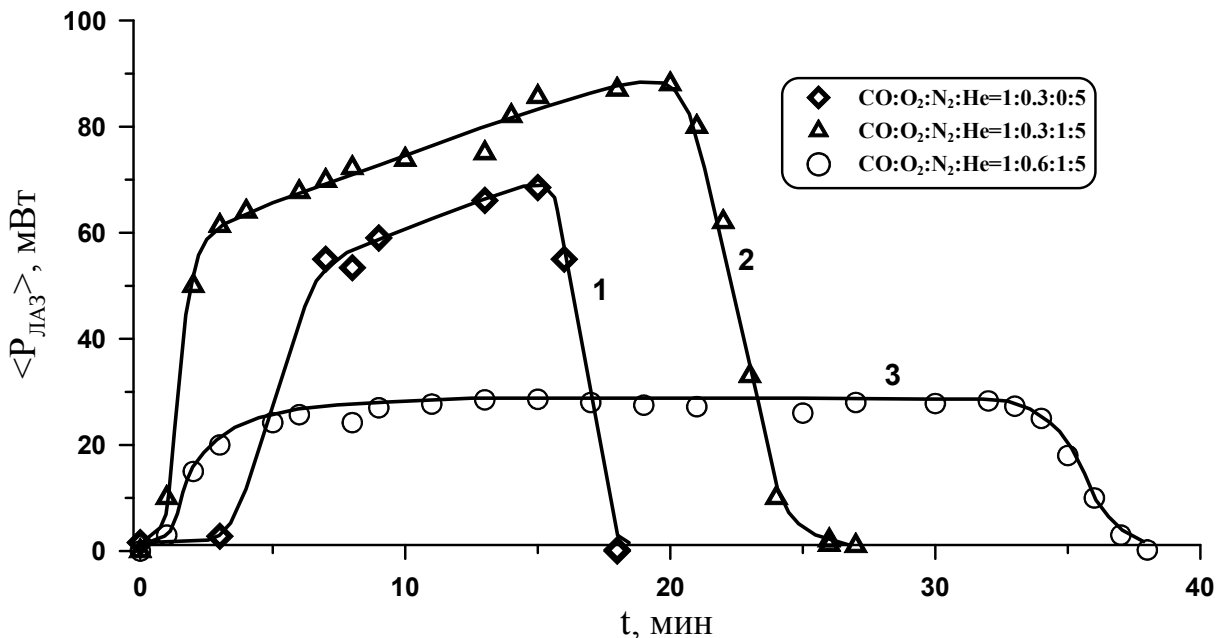


**Рис. 4.13.** Временная динамика излучения щелевого обертонового СО лазера на колебательно-вращательных переходах колебательных полос  $8 \rightarrow 6$  (**а**) и  $28 \rightarrow 26$  (**б**).

Аналогичная зависимость наблюдалась на переходах других колебательных полос (**Рис. 4.13 б**). Начало оси абсцисс соответствует началу импульса ВЧ разряда, длительность которого в данном случае составляла 100 мкс. Такое различие временной задержки начала генерации излучения связано, по-видимому, с процессом термодиффузии активной среды, которая охлаждается в промежутке времени между импульсами накачки, а этот процесс

изменяет Больцмановское распределение населенностей молекулы СО по вращательным подуровням. Это приводит к смещению оптимальных условий для генерации излучения от лазерных переходов с большим номером вращательного квантового числа  $J$  сразу после импульса накачки к переходам с меньшим номером  $J$  в процессе охлаждения смеси.

Учитывая, что одним из важнейших параметров любого лазера является стабильность выходной мощности, была проведена серия измерений по измерению динамики мощности излучения щелевого обертонового СО лазера с ВЧ накачкой на больших временных интервалах при использовании активных сред различного состава. Параметры накачки ( $F_0 = 81$  МГц,  $F_{\text{мод}} = 100$  Гц,  $t_{\text{п}} = 0.05 T_{\text{мод}}$ ,  $P_{\text{ВЧ}} = 620$  Вт), а также давление смеси (15 Торр) были неизменными во всей серии экспериментов, а в качестве зеркал лазерного резонатора был использован набор  $M0+M2$ . При этих экспериментальных условиях средняя мощность лазерного излучения составляла половину максимальной мощности, полученной для каждой из исследуемых смесей. В ходе экспериментов, результаты которых представлены на **Рис. 4.14**, был обнаружен относительно длительный период “молчания” – временной интервал, в течение которого, после включения ВЧ накачки, генерация излучения не наблюдалась. Для безазотных активных сред (см. кривую 1 на **Рис. 4.14**) этот период составлял  $\sim 3-4$  мин. Для активных сред, содержащих азот (см. кривые 2 и 3), период “молчания” был значительно короче ( $\sim 1$  мин). Однако в любом случае наличие периода “молчания” нельзя было объяснить термодинамическими процессами в лазерной камере.



**Рис. 4.14.** Долговременная стабильность мощности излучения лазера при использовании различных газовых смесей.

Длительность и мощность относительно стабильного периода генерации лазера зависела от состава газовой смеси. Наибольшая мощность генерации лазера достигалась при использовании активной среды с меньшим содержанием кислорода ( $\sim 30$  % по отношению к

концентрации молекул СО) (кривые 1 и 2 на **Рис. 4.14**), а наилучшая долговременная стабильность – в смесях с наибольшим содержанием кислорода (до 60%) (кривая 3 на **Рис. 4.14**). Таким образом, с увеличением концентрации кислорода в лазерной смеси долговременная стабильность генерации излучения лазера возрастает, в то время как средняя мощность лазерного излучения снижается.

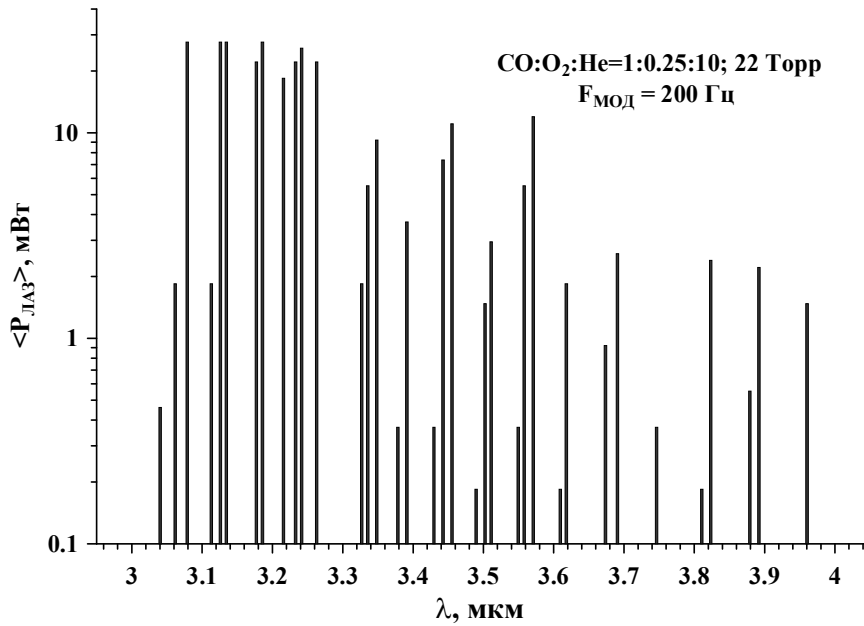
В течение стабильного периода генерации было обнаружено медленное возрастание мощности лазера при неизменных условиях накачки. Наиболее ярко этот эффект проявлялся в активной среде с низким содержанием кислорода (см., например, кривую 2 на **Рис. 4.14**). Для всех газовых смесей наблюдалось резкое падение мощности лазера в конце стабильного периода генерации. Более детально долговременная динамика мощности излучения щелевого СО лазера с криогенным охлаждением электродов исследовалась во второй лазерной камере.

#### **4.2. Обертонная генерация в лазере со второй разрядной камерой**

В первых экспериментах по исследованию генерационных характеристик обертонного СО лазера с накачкой ВЧ разрядом и длиной активной среды 400 мм использовались лазерные резонаторы длиной ~420 мм, образованные парами зеркал М0 + М1 и М0 + М2 (см. **Рис. 4.1 - 4.3**), для сравнения с результатами, полученными на установке №1 с длиной активной среды 250 мм. Для накачки активной среды при работе на установке №2 использовался ВЧ генератор с несущей частотой 60 МГц. В качестве лазерной смеси использовалась газовая смесь  $\text{CO}:\text{O}_2:\text{He} = 1:0.25:10$ .

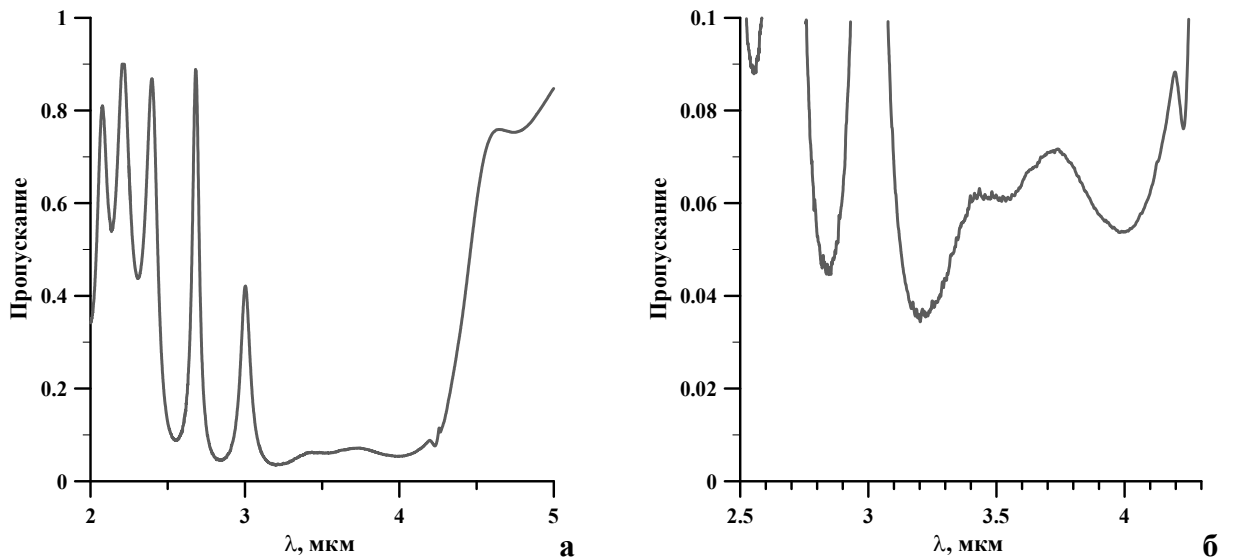
При ширине межэлектродного зазора 2.8 мм на нижних колебательных переходах средняя выходная мощность лазера не превышала, мощности, полученной на первой установке. Для газовой смеси  $\text{CO}:\text{O}_2:\text{He}=1:0.25:10$  была получена средняя мощность излучения  $\langle P_{\text{ЛАЗ}} \rangle \sim 0.3$  Вт с эффективностью  $\sim 0.9$  %. Кроме того, было установлено, что наиболее оптимальное давление для получения наибольших выходных мощностей при межэлектродном зазоре 2.8 мм составляет  $\sim 20$  Торр.

На высоких колебательных переходах была получена средняя выходная мощность лазера в три раза выше, чем на первой установке в аналогичных условиях. Для газовой смеси  $\text{CO}:\text{O}_2:\text{He}=1:0.25:10$  средняя мощность излучения достигала 450 мВт с эффективностью  $\sim 1$  %. При этом распределение мощности излучения по лазерным линиям (**Рис. 4.15**) соответствовало распределению, полученному на первой экспериментальной установке (см. **Рис. 4.5**), и определялось спектральными характеристиками выходного зеркала.

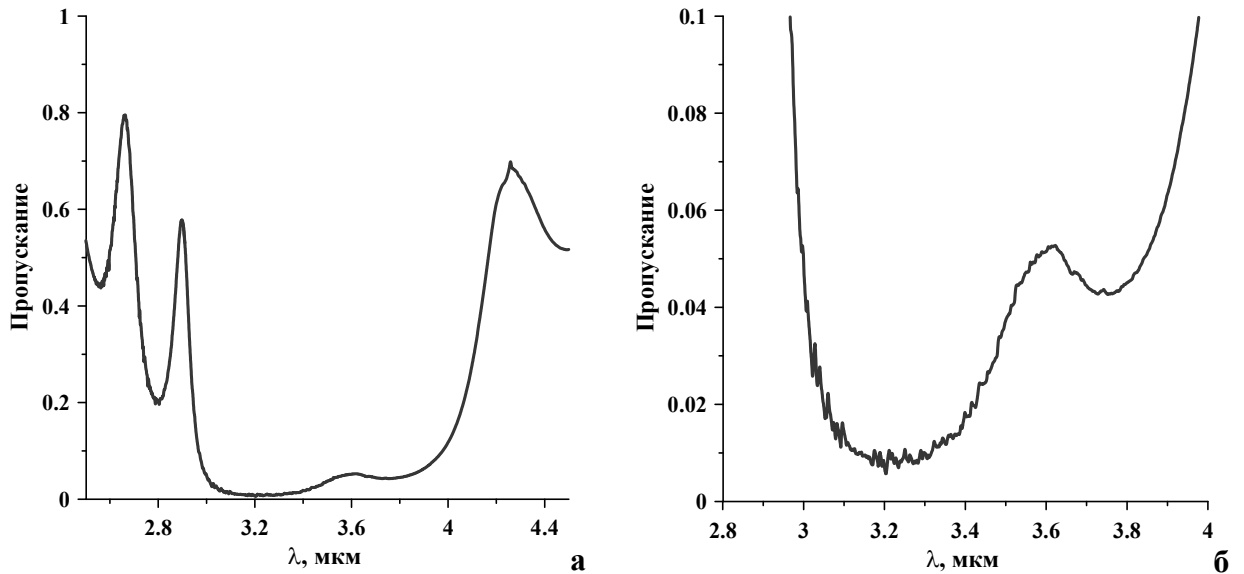


**Рис. 4.15** Типичное спектральное распределение мощности излучения лазера с резонатором М0+М2.

Отсутствие увеличения мощности излучения в случае использования зеркал М0+М1 при увеличении длины активной среды связано, по-видимому, с неоптимальными условиями вывода излучения из резонатора. Поэтому при проведении параметрического исследования лазерной генерации на этой установке помимо параметров ВЧ разряда и состава смеси также варьировались выходные зеркала резонатора. В качестве выходных зеркал использовались дополнительные зеркала М3 и М4 с диэлектрическим покрытием и различными коэффициентами отражения, имеющими максимумы в диапазоне длин волн от 3 до 4 мкм (**Рис. 4.16 – 4.17**).



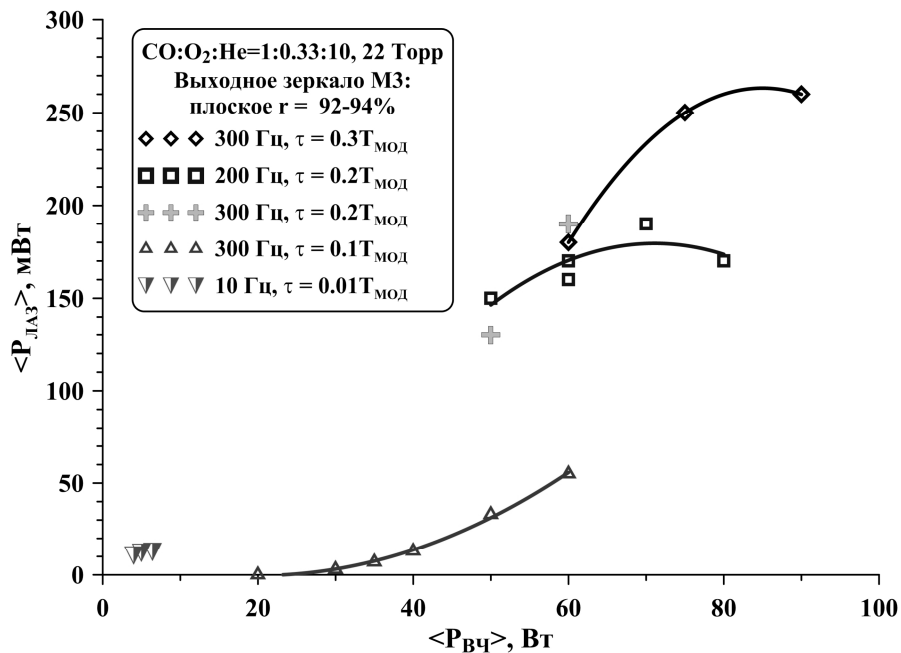
**Рис. 4.16.** Спектр пропускания выходного плоского зеркала М3 (изготовитель «Rocky Mountains Instruments» США, плоскопараллельная пластина из  $\text{CaF}_2$  с диэлектрическим покрытием,  $\tau \sim 92 \div 94\%$ )  
**а** – полная характеристика, **б** – подробная пропись вблизи минимума пропускания.



**Рис. 4.17.** Спектр пропускания выходного плоского зеркала М4 (изготовитель «Rocky Mountains Instruments» США,  $\text{CaF}_2$  с диэлектрическим покрытием, радиус кривизны  $R = 15$  м,  $r \sim 97\%$ )

**а** – полная характеристика, **б** – подробная пропись вблизи минимума пропускания.

Лазерная генерация наблюдалась при использовании обеих пар зеркал резонатора. В частности, при использовании выходного зеркала М3 (см. **Рис. 4.18**), пропускание которого было не менее 4 %, мощность лазерного излучения достигала 250 мВт. Получение генерации при использовании резонатора с такими потерями свидетельствует о потенциальной возможности реализации частотно-селективного режима работы этого лазера, поскольку усиления активной среды длиной 400 мм достаточно для развития лазерной генерации при использовании дифракционных решеток, отражение которых в автоколлимационном режиме, как правило, не превышает 95 %.



**Рис. 4.18** Зависимость средней мощности лазера от средней мощности ВЧ разряда при использовании лазерного резонатора М0+М3.

Наилучшие результаты были получены при использовании выходного зеркала М4 (Рис. 4.19) с пропусканием не менее 1%. Спектр излучения лазера при использовании этого резонатора располагался в области наибольшего отражения выходного зеркала в диапазоне длин волн от  $\sim 2.98$  до  $3.45$  мкм (Рис. 4.20). При этом мощность излучения достигала величины  $\sim 0.7$  Вт, а КПД – 1.5 %. Поэтому дальнейшие параметрические исследования этой установки проводились при использовании лазерного резонатора М0+М4.

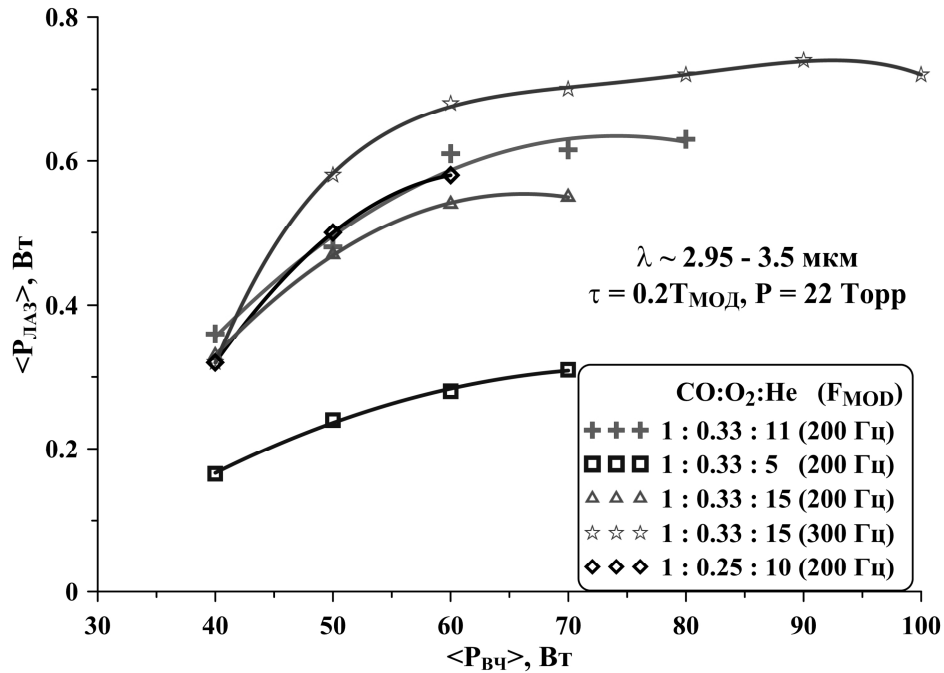


Рис. 4.19. Зависимость средней мощности лазера от средней мощности ВЧ разряда при использовании лазерного резонатора М0+М4.

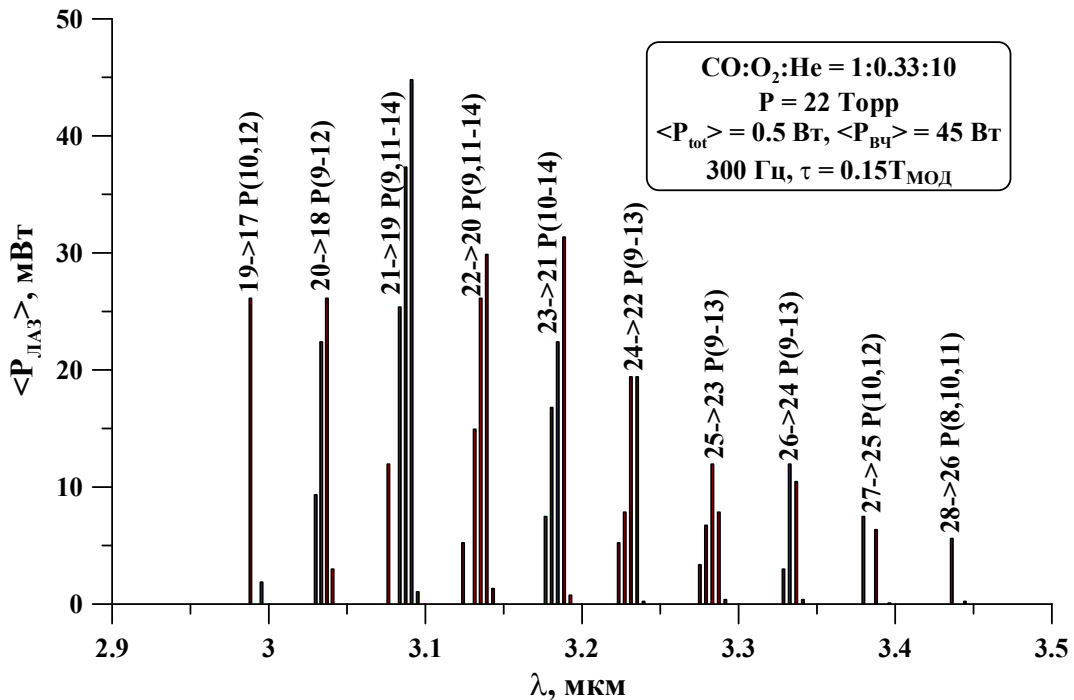
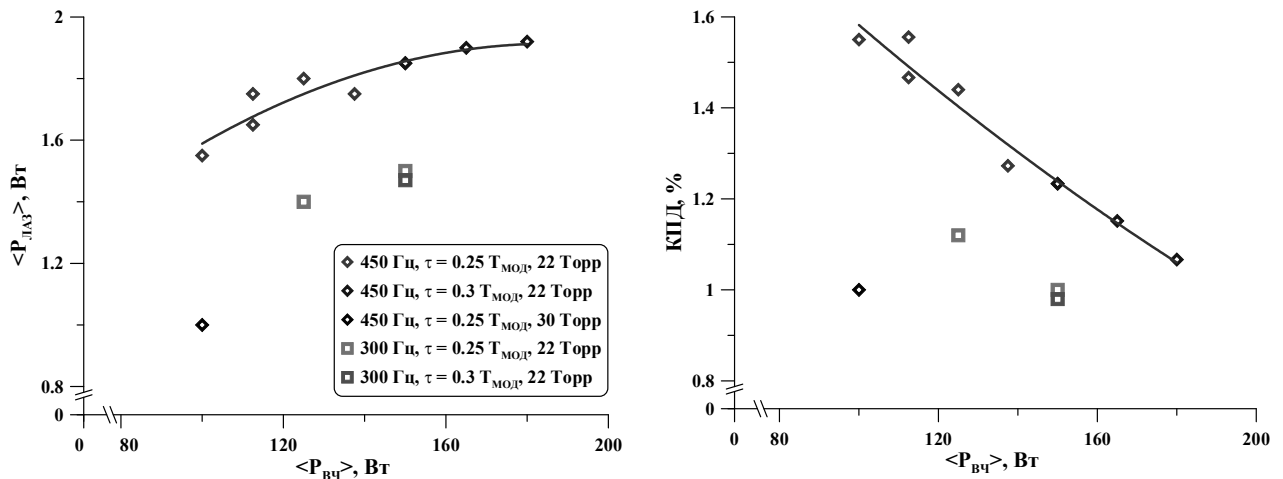
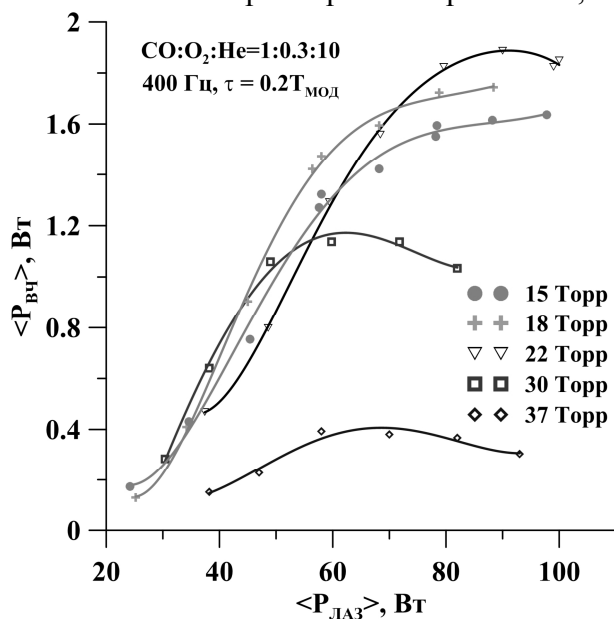


Рис. 4.20. Типичное спектральное распределение излучения лазера с зеркалами резонатора М0+М4.

В ходе дальнейшего параметрического исследования этого лазера было установлено, что наилучшие энергетические характеристики лазера достигаются при частоте следования импульсов накачки  $\sim 400\div 500$  Гц с длительностью  $\tau \sim 0.25\div 0.3 T_{\text{МОД}}$  и увеличенном до 3.3 мм межэлектродном зазоре. При этом средняя мощность излучения лазера достигала 1.95 Вт, что соответствует величине удельной средней мощности генерации с единицы площади поверхности электродов  $30 \text{ мВт/см}^2$ , а эффективность - 1.55% (Рис. 4.21). Наилучшие энергетические характеристики лазерного излучения были получены при давлении 22 Торр (Рис. 4.22) (газовая смесь  $\text{CO}:\text{O}_2:\text{He} = 1:0.33:10$ ). При этом удельная средняя мощность излучения с единицы объема активной среды составляла  $\sim 100 \text{ Вт/л}$ , что превышает удельную мощность обертоновых СО лазеров с накачкой продольным разрядом постоянного тока [30, 139], При такой ширине межэлектродного зазора была получена максимальная средняя мощность лазерного излучения. Дальнейшее увеличение межэлектродного зазора приводило к снижению средней мощности излучения.



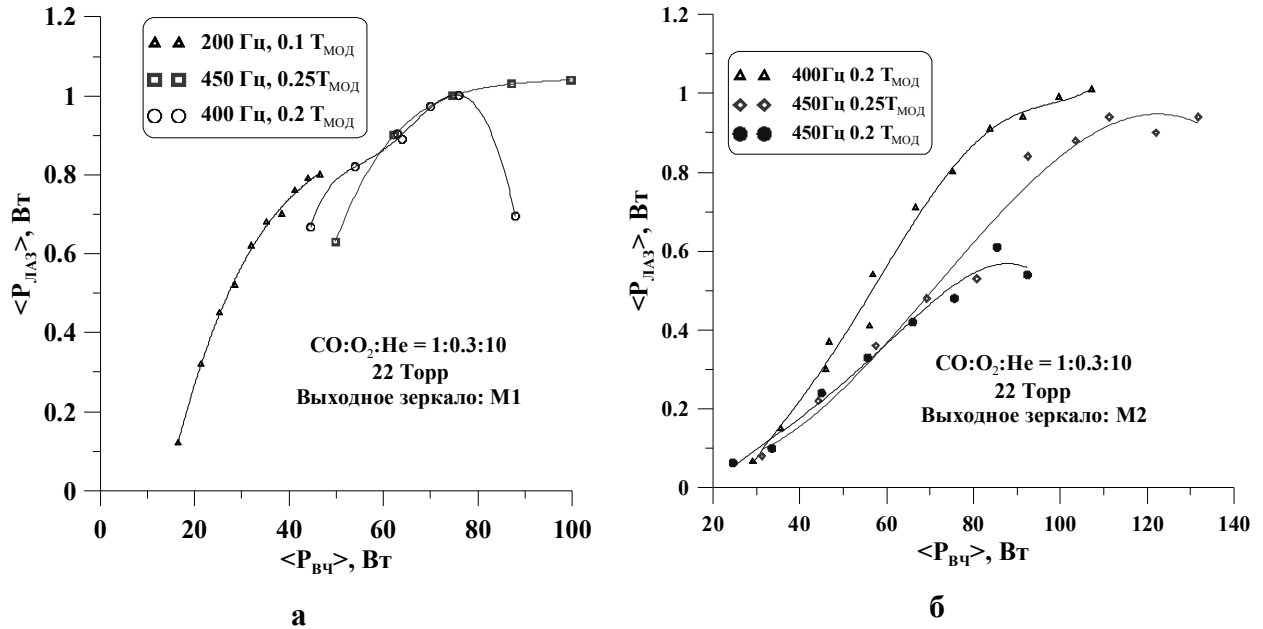
**Рис. 4.21.** Зависимость средней мощности (а) и эффективности (б) лазера от средней мощности ВЧ накачки при ширине межэлектродного зазора 3.3 мм. Лазерный резонатор М0+М4, смесь:  $\text{CO}:\text{O}_2:\text{He} = 1:0.33:10$ , 22 Торр.



**Рис. 4.22.** Зависимость средней мощности излучения обертонового СО лазера от средней мощности накачки при различных давлениях газовой смеси

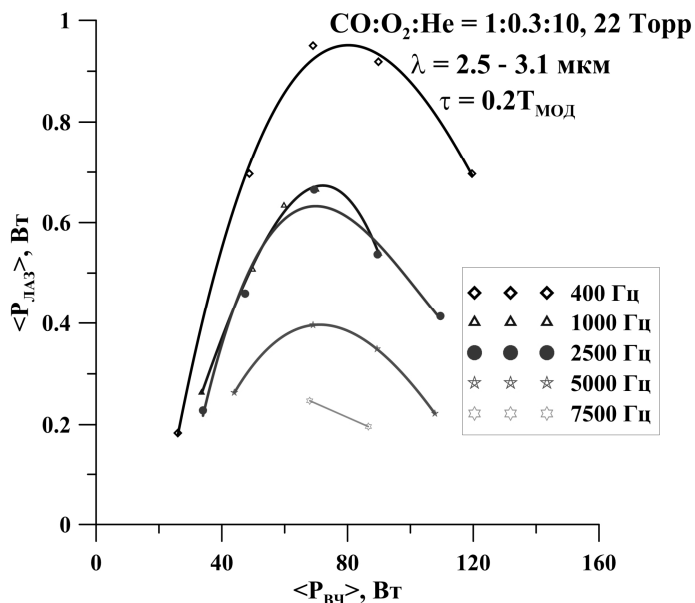


При оптимальных параметрах ВЧ накачки, определенных в предыдущих экспериментах, были проведены повторные эксперименты с лазерными резонаторами, образованными парами зеркал M0+M1 и M0+M2 (Рис. 4.23). При этом была получена средняя мощность лазерного излучения более 1 Вт, что значительно превышает результаты первых экспериментов, а также мощность излучения, полученного на установке с длиной электродов 250 мм.



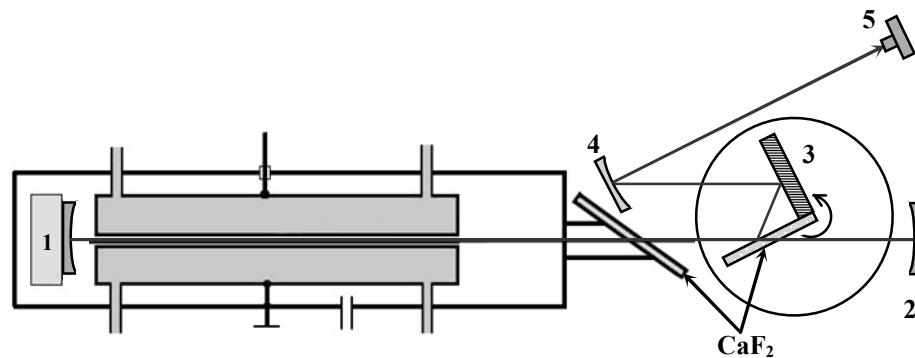
**Рис.4.23.** Зависимость средней мощности лазерной генерации от средней мощности ВЧ накачки при использовании лазерных резонаторов M0+M1 (а) и M0+M2 (б) и оптимальных параметрах накачки.

В результате дальнейшей работы была получена лазерная генерация на обертоновых переходах молекулы СО при частотах повторения импульсов накачки до 7.5 кГц. С ростом частоты модуляции ВЧ разряда от 500 до 7500 Гц с любым набором зеркал резонатора наблюдалось снижение средней мощности лазерного излучения (см., например, Рис. 4.24).



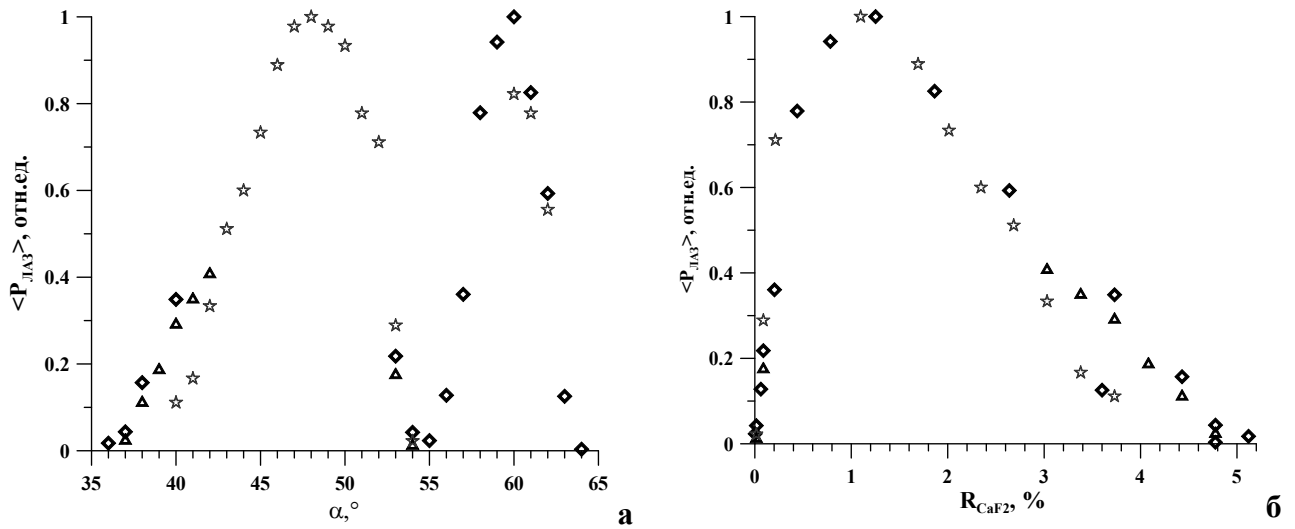
**Рис. 4.24.** Зависимость средней мощности лазерного излучения от мощности ВЧ накачки при частотах повторения импульсов до 7.5 кГц.

Поскольку генерация излучения обертоного СО лазера возникала только в режимах, соответствующих модам устойчивого резонатора, были проведены эксперименты с увеличенной длиной лазерного резонатора. При этом одно из зеркал резонатора было вынесено за пределы разрядной камеры. В такой схеме при ширине межэлектродного зазора 3.3 мм были проведены эксперименты по определению оптимального коэффициента вывода излучения из лазерного резонатора. Резонатор был образован парой зеркал М0 (1 и 2 на **Рис. 4.25**). Внутри резонатора размещались две плоскопараллельные пластины из  $\text{CaF}_2$ . Одна из пластин была закреплена на торце лазерной камеры под углом Брюстера к оси резонатора, а вторая пластина размещалась на вращающемся столике, что позволяло модулировать коэффициент вывода излучения из резонатора при ее повороте. Вывод излучения из резонатора осуществлялся за счет френелевского отражения излучения от вращающейся пластины. Эта пластина была жестко соединена с плоским зеркалом (3) таким образом, что направление распространения вышедшего из резонатора излучения сохранялось при повороте. Далее излучение лазера направлялось сферическим зеркалом (4) на калориметр (5).



**Рис. 4.25.** Оптическая схема экспериментов по определению оптимального коэффициента вывода излучения из резонатора.

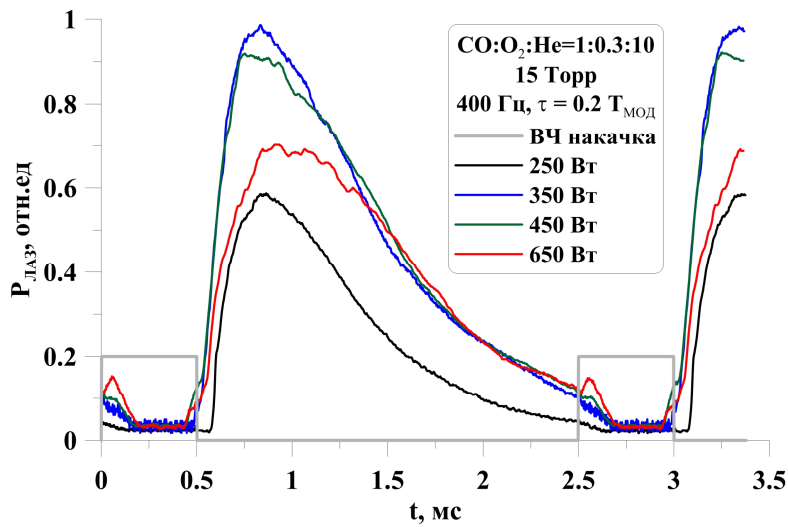
В ходе экспериментов была измерена зависимость средней мощности лазерного излучения от угла поворота пластины из  $\text{CaF}_2$  (см. **Рис. 4.26 а**). На рисунке различными символами обозначены результаты, полученные в разных сериях измерений. Повороты осуществлялись в обе стороны от угла Брюстера ( $\sim 54^\circ$ ). Далее угол поворота сопоставлялся с величиной френелевского отражения от двух граней пластины при двойном проходе через нее лазерного излучения. В результате была получена зависимость средней мощности обертоного СО лазера от величины потерь на вывод излучения из резонатора ( $R_{\text{CaF}_2}$ ), представленная на **Рис. 4.26 б**. Наибольшее значение выходной мощности было получено при коэффициенте отражения от подложки  $\sim 1.5\%$ . Однако потери на возможное рассеяние и поглощения излучения в материале подложек и на воздушном участке резонатора не учитывались.



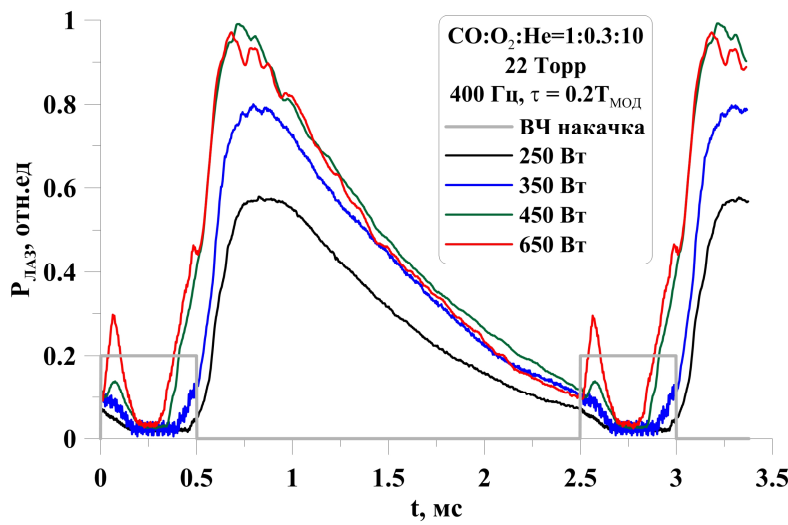
**Рис. 4.26.** Зависимость средней мощности излучения лазера от угла поворота пластины из  $\text{CaF}_2$  к оси резонатора (а) и от соответствующего ему коэффициента отражения (б).

### 4.3. Спектрально-временные особенности генерации многочастотного обертоного излучения

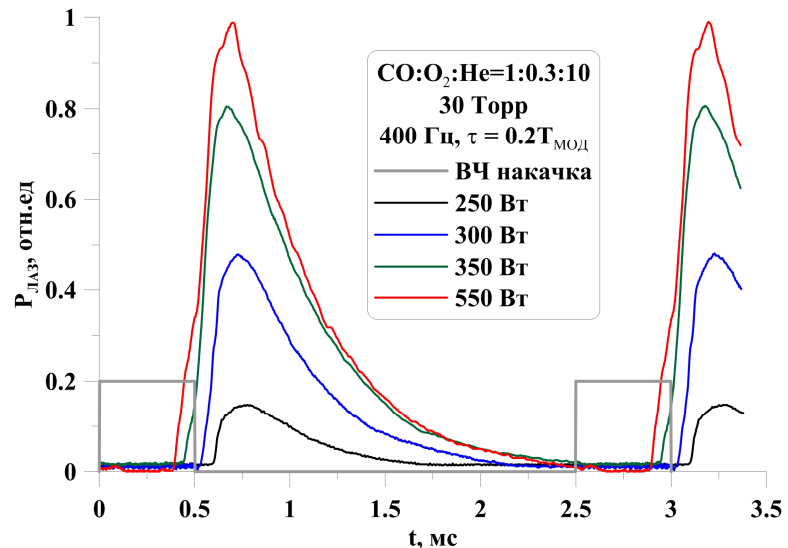
Для более детального исследования режимов работы щелевого обертоного СО лазера с криогенным охлаждением была измерена временная динамика импульсов лазерного излучения при различных параметрах ВЧ разряда и давлениях активной среды. На **Рис.4.27** представлена временная динамика импульсов излучения обертоного СО лазера при давлениях газовой смеси 15 (а), 22 (б) и 30 Торр (в) при различных мощностях ВЧ накачки с частотой повторения импульсов 400 Гц, полученная при использовании лазерного резонатора, образованного парой зеркал М0+М4, т.е. спектр излучения лазера лежал в диапазоне длин волн 3.0 – 3.5 мкм. Длительность импульсов обертоного излучения составляла несколько миллисекунд и увеличивалась с увеличением мощности накачки или снижении давления газовой смеси. При этом максимальная средняя мощность лазерного излучения была получена при давлении лазерной смеси 22 Торр (см. **Рис.4.22**). Генерация излучения начиналась с задержкой относительно начала импульса накачки, причем в некоторых случаях после окончания горения ВЧ разряда. Кроме того, в тех случаях, когда следующий импульс накачки начинался до завершения предыдущего импульса лазерной генерации, наблюдался срыв генерации предыдущего импульса. Следует отметить, что при больших мощностях накачки наблюдалось кратковременное увеличение мощности лазерного излучения в начале следующего импульса накачки, но затем, в любом случае, наблюдался срыв генерации.



а



б

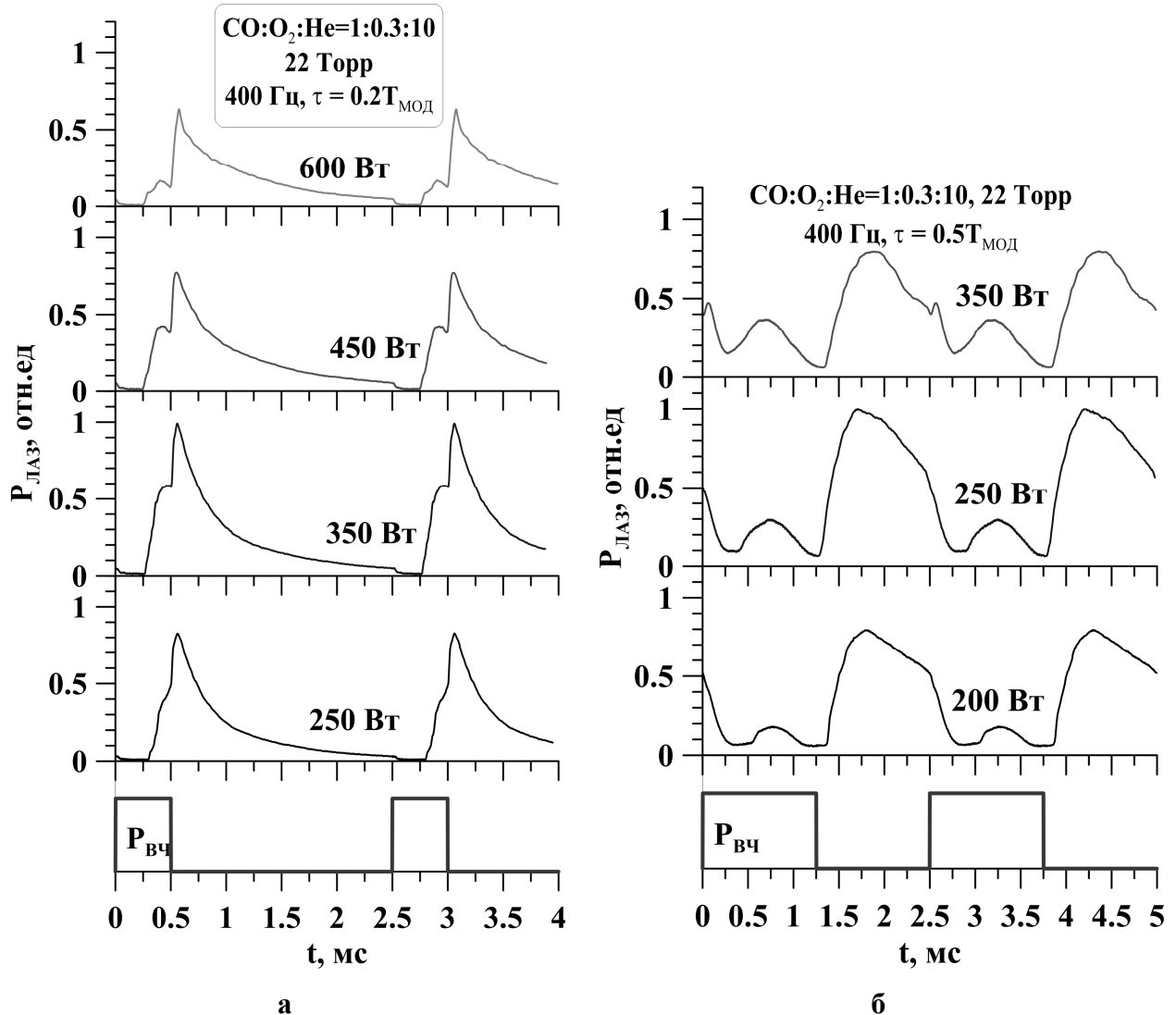


в

**Рис. 4.27.** Временная динамика импульсов излучения обертоного СО лазера при давлениях газовой смеси 15 (а), 22 (б) и 30 Торр (в) и различных мощностях ВЧ накачки.

Аналогичные зависимости были получены при использовании лазерного резонатора, образованного парой зеркал М0+М1 (Рис. 4.28а) (спектр излучения лазера лежит в диапазоне длин волн 2.55 – 3.1 мкм). Задержки начала генерации по отношению к началу импульса накачки были короче, что объясняется большей скоростью заселения нижних колебательных

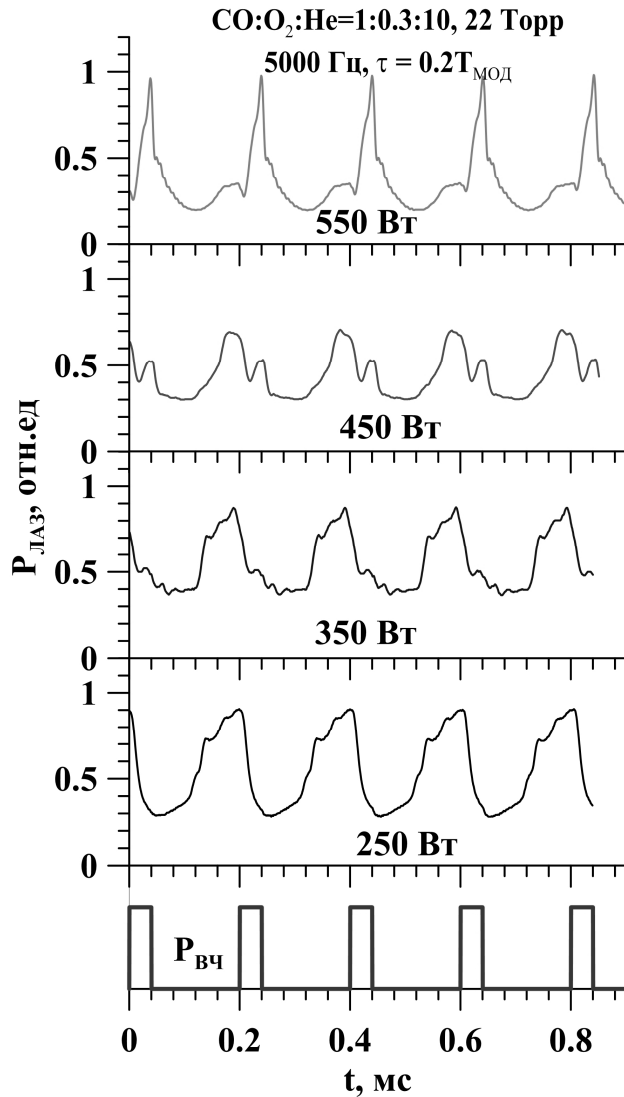
уровней молекулы CO. При наложении следующего импульса накачки на окончание лазерного импульса также приводило к срыву лазерной генерации.



**Рис. 4.28.** Временная динамика импульсов излучения обертонового CO лазера при использовании лазерного резонатора, образованного зеркалами M0+M1 при длительности импульсов накачки 0.5 мс (а) и 1.25 мс(б).

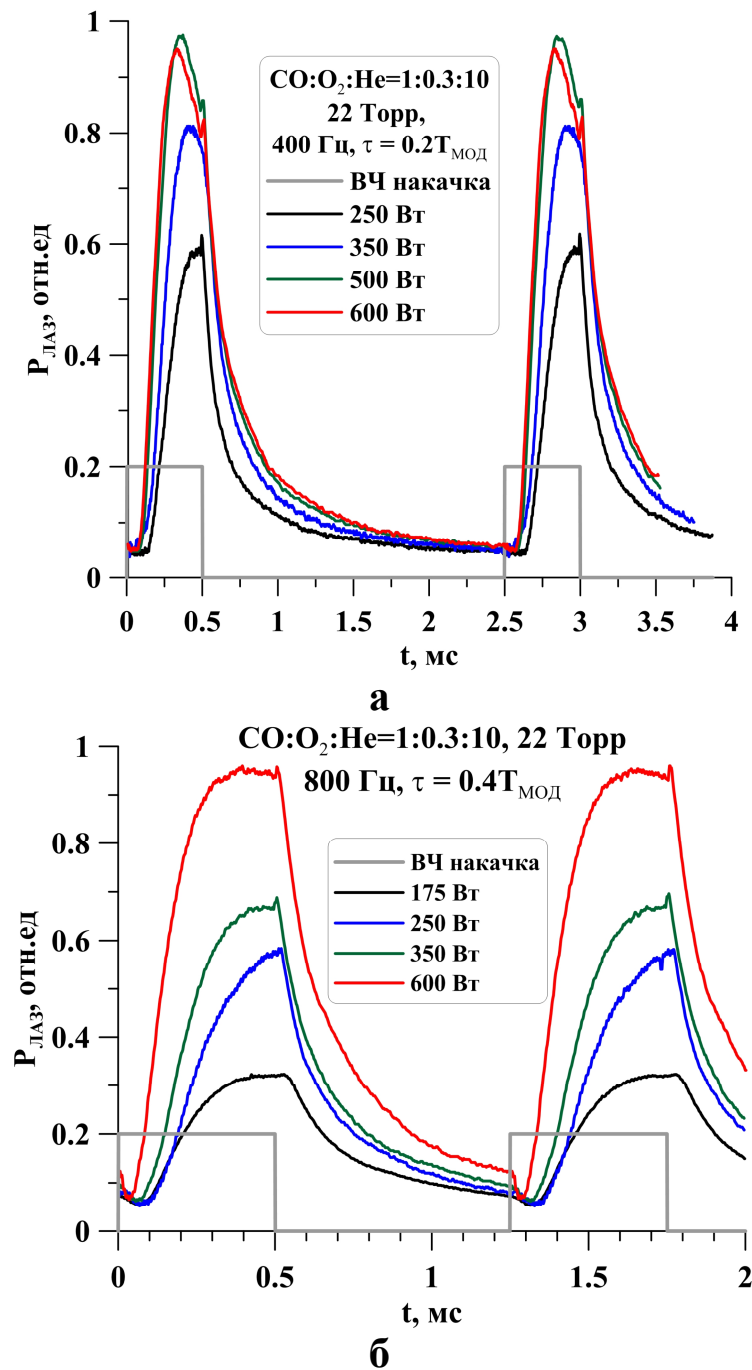
При увеличении длительности импульсов накачки (**Рис. 4.27б**) лазерная генерация успевает не только возникнуть во время накачки, но также достигнуть значительной величины и начать затухать в результате перегрева активной среды. Последующие импульсы ВЧ накачки также приводят к срыву лазерной генерации, а при больших мощностях накачки наблюдалось кратковременное увеличение мощности лазерного излучения в начале следующего импульса накачки. Кроме того, в таком режиме лазерная генерация не пропадала полностью, а провалы в форме импульсов не достигали нулевого значения. Т.е. устанавливался квазинепрерывный режим работы лазера. Такое поведение временной динамики импульсов лазерной генерации, а также рост мощности излучения в начале импульсов накачки, позволило предположить, что при более высоких частотах повторения и меньшей длительности импульсов накачки также должен наблюдаться квазинепрерывный режим работы лазера.

При увеличении частоты модуляции ВЧ разряда до 7500 Гц наблюдалось снижение средней мощности лазерного излучения (см. **Рис. 4.24**). Однако при этом наблюдалась квазинепрерывная лазерная генерация (**Рис. 4.29**), где импульсы накачки приводили либо к снижению мощности лазерной генерации по отношению к средней мощности излучения (при низких мощностях накачки), либо к увеличению мощности излучения (при больших мощностях накачки).



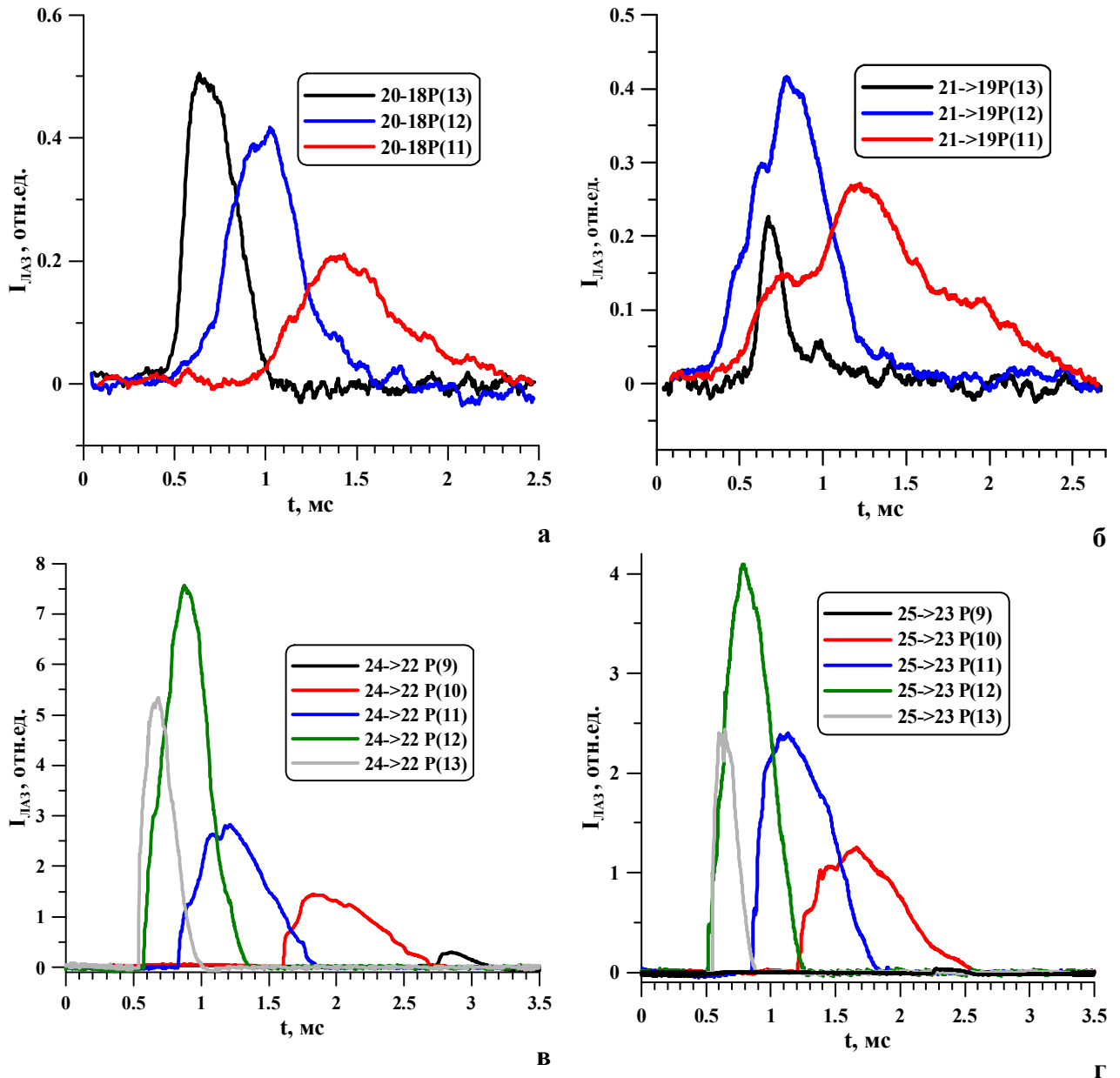
**Рис. 4.29** Временная динамика импульсов излучения обертонового СО лазера при частоте повторения импульсов 5 кГц. Лазерный резонатор - M0+M1.

Временная динамика лазерных импульсов была также измерена при генерации излучения на основных переходах молекулы СО. Генерация излучения начиналась с небольшой задержкой ( $\sim 100$  мкс) после начала импульса накачки и длилась в течение нескольких миллисекунд. Однако основная энергия в импульсе высвечивалась за  $\sim 1$  мс (**Рис.4.30а**). Поэтому оптимальная частота повторения импульсов ВЧ накачки для получения максимальной средней мощности составляла  $\sim 800$  Гц (см., например, **Рис.4.30б**) при сохранении длительности импульсов накачки  $\sim 0.5$  мс, что примерно вдвое превышает оптимальную частоту работы лазера на обертоновых переходах (450 Гц).



**Рис. 4.30** Временная динамика импульсов излучения лазера на основных переходах молекулы СО при частоте повторения импульсов накачки 400 Гц (**а**) и 800 Гц (**б**) и их длительности  $\tau = 0.5$  мс.

Аналогично результатам, полученным ранее (см. **Рис. 4.12**, **Рис. 4.13**), различные колебательно-вращательные переходы в спектре многочастотного излучения отличались по форме импульса генерации и времени задержки начала генерации относительно начала импульса накачки. Причем в пределах одной колебательной полосы, они зависели, главным образом, от номера вращательного квантового числа  $J$ . Осциллограммы интенсивности импульсов лазерной генерации на различных колебательно-вращательных переходах четырех колебательных полос представлены на **Рис. 4.31**. Измерения проводились как быстродействующими датчиками РЕМ-L-3 (**Рис. 4.31 а, б**), так и более чувствительными криогенными Ge:Аu детекторами (**Рис. 4.31 в, г**).



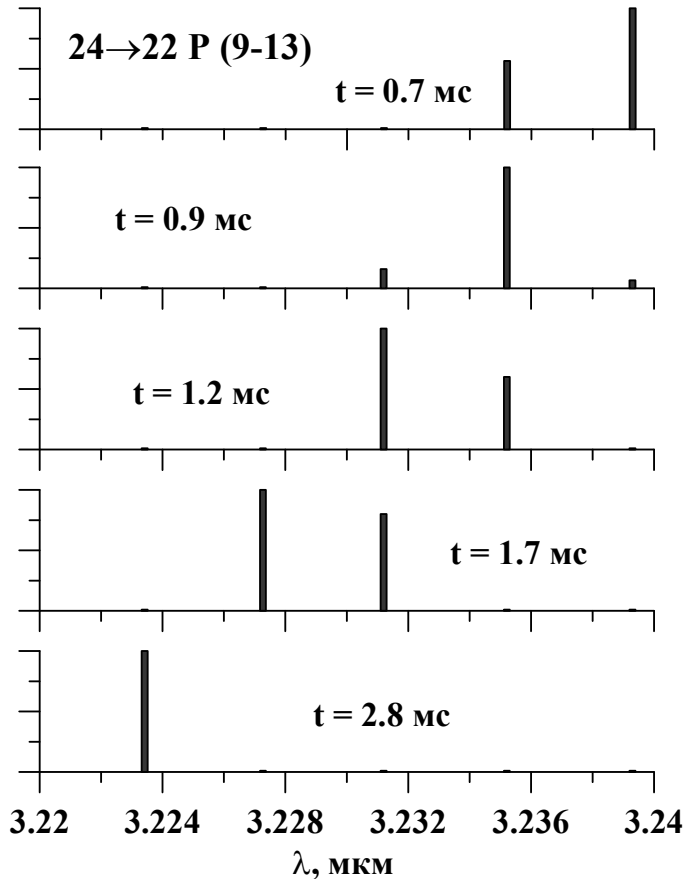
**Рис. 4.31.** Временная динамика интенсивности излучения щелевого обертонового СО лазера на колебательно-вращательных переходах колебательных полос  $20 \rightarrow 18$  (а),  $21 \rightarrow 19$  (б),  $24 \rightarrow 22$  (в) и  $25 \rightarrow 23$  (г).

Смесь:  $\text{CO}:\text{O}_2:\text{He} = 1:0.33:10$ , 22 Торр,  $\langle P_{\text{ЛАЗ}} \rangle = 0.5$  Вт, 300 Гц,  $\tau = 0.15 T_{\text{МОД}}$ .

На **Рис. 4.32** представлено относительное распределение мощности излучения по линиям внутри колебательной полосы  $24 \rightarrow 22$  в различные моменты времени. С увеличением временного интервала по окончании импульса накачки развивается генерация на переходах с меньшими значениями вращательного квантового числа  $J$ , при этом генерация на переходах с большим значением  $J$  затухает. Такое поведение активной среды объясняется процессом остывания газовой смеси в процессе термодиффузии, т.е. изменяется больцмановское распределение населенностей молекулы СО по вращательным подуровням. Это приводит к смещению оптимальных условий для генерации излучения от лазерных переходов с большим номером вращательного квантового числа  $J$  сразу после импульса накачки к переходам с



меньшим номером  $J$  в процессе охлаждения смеси. Аналогичная перестройка спектра излучения в течение импульса генерации наблюдалась на переходах как высоких (**Рис. 4.31**), так и низких (**Рис. 4.13**) колебательных полос.



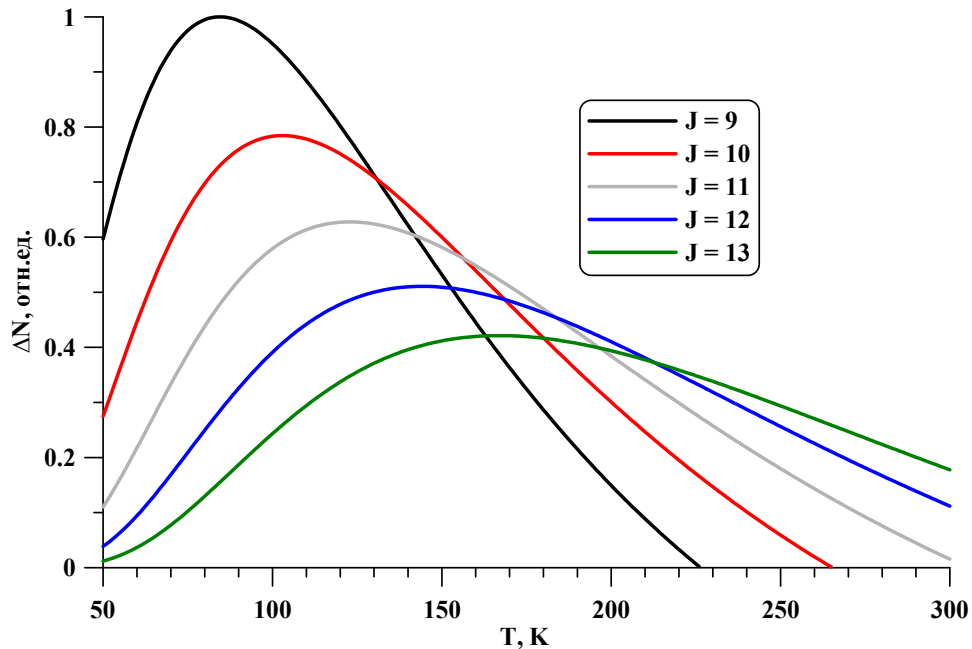
**Рис. 4.32.** Относительное распределение мощности излучения по линиям внутри колебательной полосы  $24 \rightarrow 22$  в различные моменты времени.

Информация о временной динамике коэффициента усиления слабого сигнала на различных линиях СО лазера позволяет восстановить динамику температуры активной среды и населенностей колебательно возбужденных уровней молекулы СО [25, 72]. Временная динамика интенсивности лазерного излучения на тех же линиях несет меньше информации. Однако в нашем случае этой информации вполне достаточно, чтобы оценить динамику поступательной температуры активной среды на временном интервале между последовательными импульсами накачки.

Как известно, в плазме газового разряда происходит заселение колебательных уровней  $V$  молекул ( $N_2$ ,  $O_2$ , СО и др.). Обмен энергией между молекулами приводит к формированию колебательной функции распределения, имеющей форму плато (см. **Рис.1.2**) [80, 81, 140], причем температура газа значительно влияет на скорость неравновесных кинетических процессов, происходящих в среде. Сечение вращательной релаксации молекулы СО при комнатной температуре является величиной, сравнимой с газокинетическим размером молекулы [141], а сечение переходов между колебательными состояниями на много порядков меньше этих величин. Поэтому распределение молекул СО по вращательным состояниям на каждом колебательном уровне описывается равновесной формулой Больцмана:

$$N_{V,J} = N_V(B_V / T) (2J+1) \exp[-(B_V / T) J(J-1)], \quad (4.1)$$

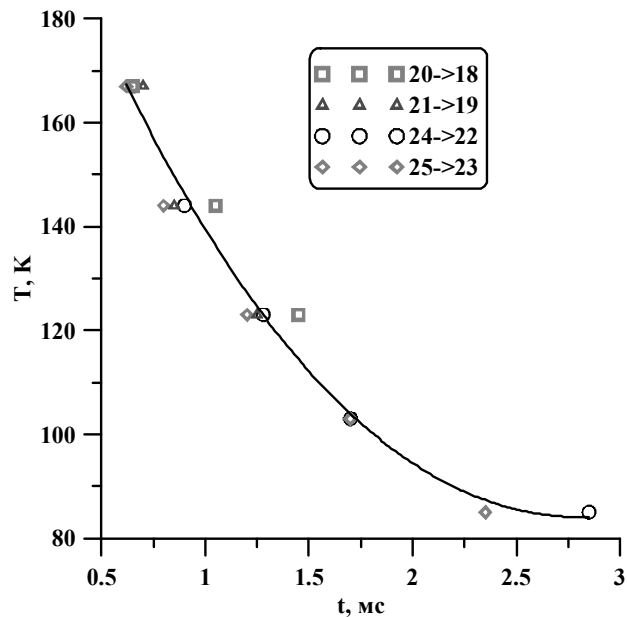
где  $N_V$  – число частиц на уровне  $V$ ,  $T$  – температура газа,  $J$  – вращательное квантовое число. Вращательная постоянная  $B_V$  – незначительно уменьшается с ростом  $V$ ,  $B_0 = 1.931271 \text{ см}^{-1}$ . Используя выражение (4.1) и определенный в работах [25, 72] угол наклона плато колебательной функции распределения, можно рассчитать разность населенностей  $\Delta N = N_{V+2,J-1} - N_{V,J}$  на различных колебательно-вращательных переходах молекулы СО в зависимости от температуры (см., например, **Рис. 4.33**). Далее предполагая, что максимум лазерного излучения на каждой линии соответствует наиболее благоприятным для лазерной генерации условиям, которые в отсутствии накачки и в условиях сформировавшейся функции распределения определяются только температурой, из сопоставления экспериментальных данных (**Рис. 4.31**) и расчетов можно восстановить динамику температуры активной среды ВЧ СО лазера после окончания импульса накачки.



**Рис. 4.33.** Зависимость инверсной населенности на различных колебательно-вращательных переходах колебательной полосы  $22 \rightarrow 20$  молекулы СО от температуры.

Результаты такой оценки приведены на (**Рис. 4.34**). В условиях проведения наших экспериментов (активная среда СО:О<sub>2</sub>:Не = 1:0.33:10, 22 Торр, частота повторения импульсов накачки 300 Гц с длительностью 0.5 мс) в процессе ВЧ разряда активная среда нагревалась до температуры ~170 К. А между импульсами накачки, за время ~2.5 мс остывала до начальной температуры ~88 К, которая согласуется с термопарными измерениями температуры газа между электродами в отсутствии разряда (см. Главу 2). Полученное время восстановления температуры в активной среде также подтверждается тем фактом, что наилучшие выходные характеристики лазера были получены при частоте повторения импульсов накачки 400 – 450 Гц (см. **Рис. 4.21**), что соответствует периоду повторения 2.2 – 2.5 мс. Теоретические

оценки динамики температуры в щелевом зазоре (2.8 мм) в процессе и после импульса ВЧ накачки, которые проводились в работах [142, 143], показали, что в чистом кислороде при давлении 15 Торр восстановление температуры до начальных условий происходит в течение  $\sim 3$  мс, что также по порядку величины согласуется с полученными результатами.



**Рис. 4.34.** Динамика температуры активной среды ВЧ СО лазера после окончания импульса накачки.

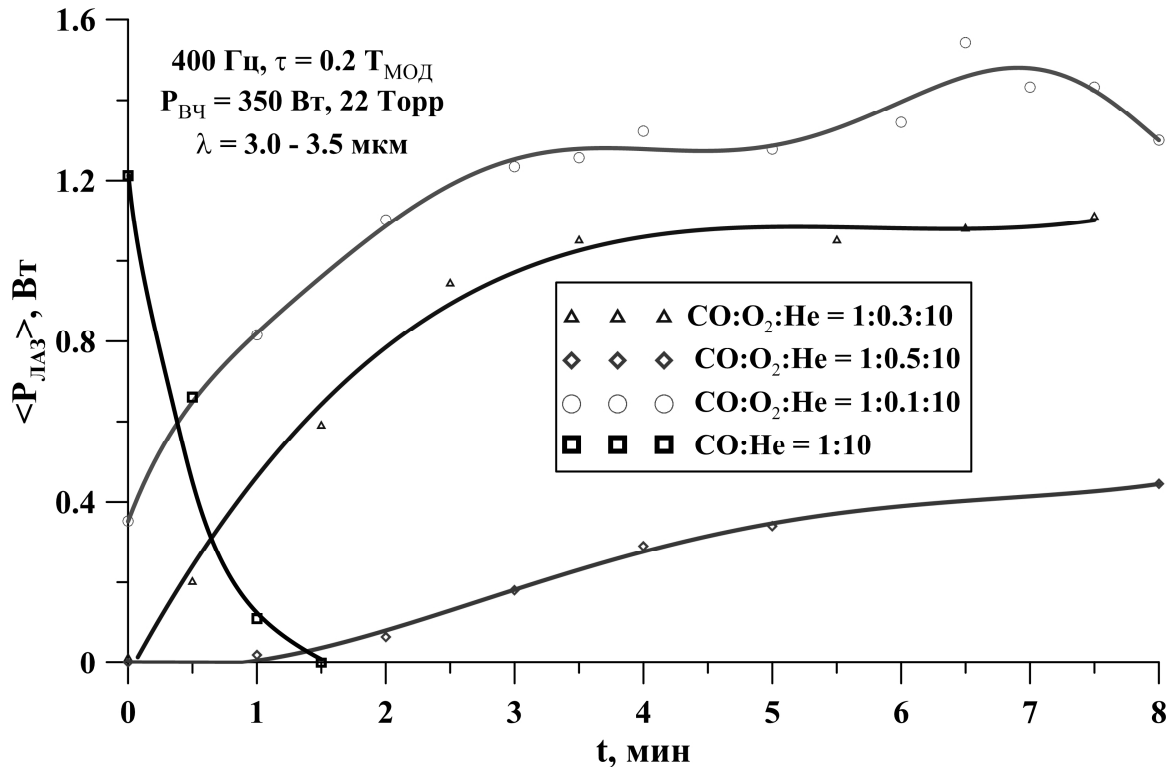
Несмотря на то, что наиболее эффективная генерация излучения СО лазера наблюдается при более низких температурах активной среды (см., например [30]) мощность излучения на линиях с меньшими значениями  $J$  (что соответствует более низкой температуре) падает в связи с тем, что к моменту формирования благоприятных условий для генерации на этих линиях, населенность на возбужденных колебательных уровнях уменьшается за счет генерации на других колебательно-вращательных переходах и поступательной релаксации. Поэтому реализация активной модуляции добротности резонатора с задержкой начала генерации относительно начала импульса накачки может существенно увеличить эффективность импульсно-периодического щелевого СО лазера.

#### 4.4. Долговременная стабильность работы лазера

На установке с длиной активной среды 400 мм было проведено более детальное исследование долговременной стабильности работы криогенного щелевого СО лазера с накачкой ВЧ разрядом. При этом измерялась временная динамика средней мощности лазерного излучения при варьировании таких параметров, как состав и давление лазерной смеси, спектральный диапазон генерации (основная частота, нижние или верхние обертоновые переходы) и частота следования импульсов накачки (при постоянной скважности и средней мощности накачки). В ходе исследования было установлено, что основное влияние на время

работы лазера оказывают частота повторения импульсов накачки и концентрация кислорода в активной среде.

При отсутствии кислорода (см. **Рис.4.35**) генерация излучения начинается сразу после включения накачки, после чего быстро затухает. При давлении смеси в камере 22 Торр полностью пропадает через 1.5 минуты.

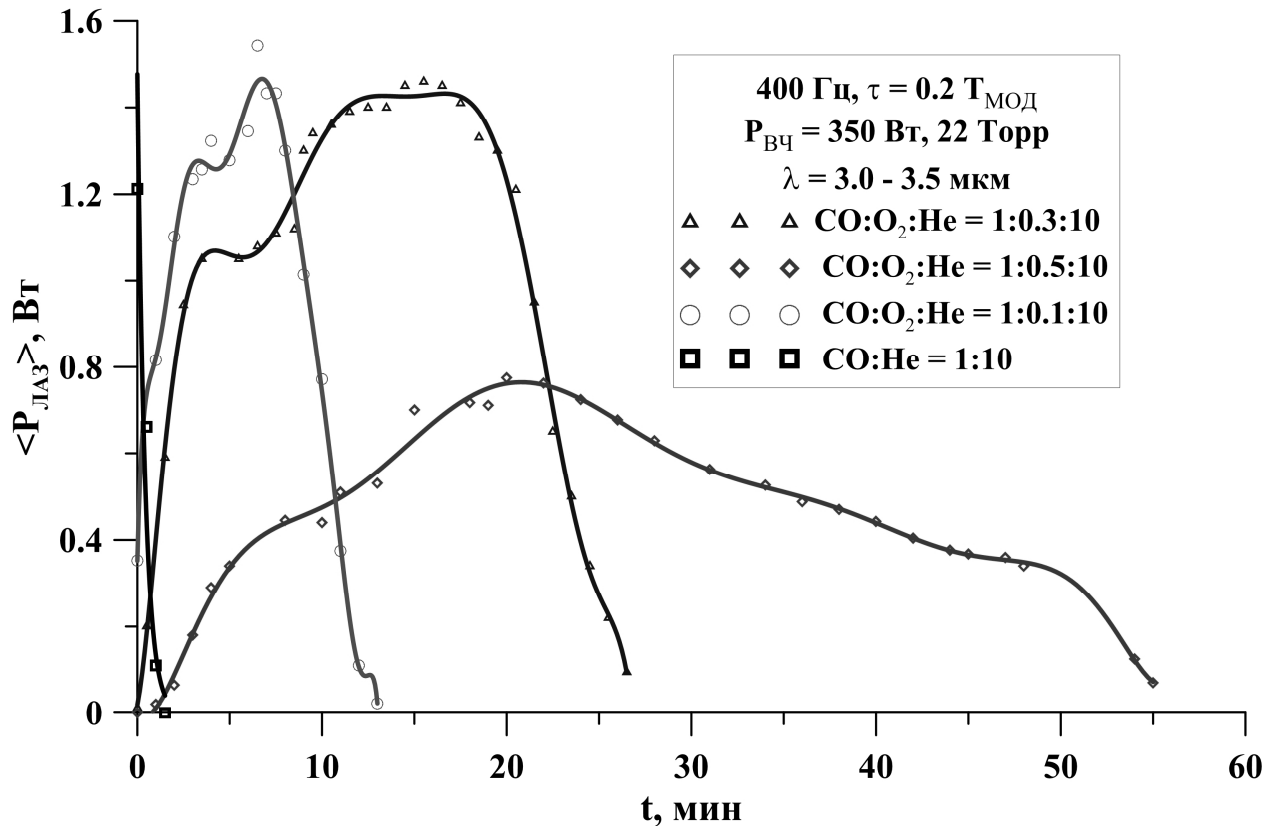


**Рис.4.35.** Временная динамика мощности излучения лазера при различной концентрации кислорода в лазерной смеси (начало работы).

При использовании кислородсодержащих смесей время работы лазера достигало ~1 часа (см. **Рис.4.36**) при частоте модуляции мощности накачки 400 Гц, в течение которого динамика мощности лазерного излучения имела ряд характерных особенностей. При включении разряда наблюдался период “молчания” – временной интервал, в течение которого, генерация излучения не наблюдалась. Время задержки начала генерации возрастало с увеличением концентрации кислорода в смеси. В смесях с малым содержанием кислорода (~10% от CO) период “молчания” не наблюдался, однако мощность генерации сразу после включения была ниже максимально возможной.

После начала генерации в течение нескольких минут шло нарастание мощности лазерного излучения с выходом на относительно ровный участок. Тем не менее, в дальнейшем мощность лазерного излучения продолжала возрастать, хотя и с меньшей скоростью. Примерно в середине рабочего цикла имел место относительно быстрый (по сравнению с полным временем генерации) скачок мощности на 10-20%, который повторялся во всех экспериментах. Затем для всех газовых смесей наблюдалось падение мощности излучения

лазера. Все характерные временные интервалы (период “молчания”, время нарастание мощности, стабильный период и падение мощности) увеличивались с увеличением концентрации кислорода. А наибольшая средняя мощность лазерного излучения достигалась при использовании активных сред с меньшим содержанием кислорода.



**Рис.4.36.** Динамика мощности излучения лазера при различной концентрации кислорода в лазерной смеси.

Далее было проведено сравнение динамики долговременной работы лазера при генерации излучения в нескольких спектральных диапазонах:

- на переходах фундаментальных полос молекулы CO с использованием выходного зеркала с коэффициентом отражения  $\sim 80\%$  в диапазоне длин волн 5-6 мкм;
- на оберточных переходах в диапазоне длин волн 2.6 – 3.0 мкм (с использованием набора зеркала резонатора M0+M1);
- на оберточных переходах в диапазоне длин волн 3.0 – 3.5 мкм (с использованием набора зеркала резонатора M0+M4).

Долговременная динамика мощности излучения лазера в различных диапазонах оберточной полосы качественно имела небольшие отличия (см. **Рис.4.37**). В то время как на основных переходах при том же составе смеси и тех же параметрах накачки время работы лазера было в два раза больше. Это связано с тем, что коэффициент усиления слабого сигнала на фундаментальных переходах на порядок величины превосходит коэффициент усиления в оберточных полосах, и, как следствие, генерация излучения на основной полосе менее

зависима от состава смеси и может наблюдаться даже при крайне низких концентрациях окиси углерода в активной среде.

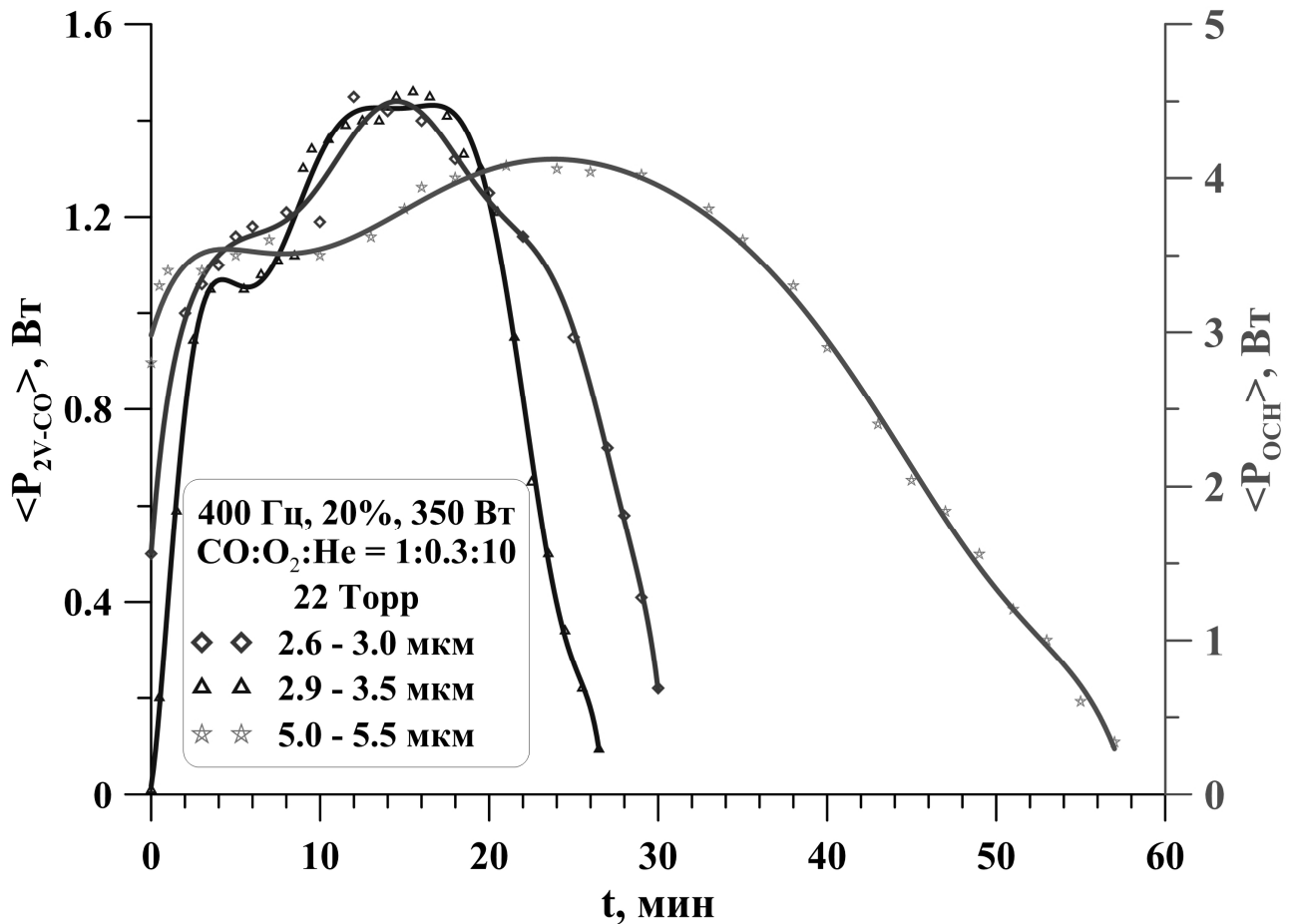


Рис.4.37. Временная динамика мощности излучения лазера при работе в различных спектральных диапазонах.

Далее было проведено сравнение динамики мощности лазера при длительной работе при накачке смеси CO:O<sub>2</sub>:He = 1:0.3:10 ВЧ разрядом с одинаковой средней мощностью, но разной частотой повторения импульсов (Рис.4.38). При увеличении частоты до ~400 Гц (то есть до таких условий, когда следующий импульс ВЧ накачки начинается сразу после импульса генерации) время работы лазера уменьшалось, но не линейно с ростом частоты. Т.е. время работы лазера не было пропорционально количеству импульсов генерации. При дальнейшем увеличении частоты длительность работы уменьшалась незначительно. При частоте 5 кГц время работы установки уменьшилось менее чем на 10% по сравнению со временем работы на частоте 400 Гц. При работе на всех частотах имели место характерные временные особенности, описанные выше.

Время работы установки при накачке не модулированным ВЧ разрядом было относительно низким. По истечении ~10 минут работы мощность генерации резко падала и становилась крайне нестабильной. Следует отметить, что мощность накачки непрерывным разрядом в этих экспериментах была выше средней мощности в импульсно-периодических режимах потому что при более низких мощностях не удавалось поджечь разряд. Кроме того,

причиной падения мощности генерации в непрерывном режиме была не деградация смеси, а нестабильность ВЧ разряда. Переключение в импульсно-периодический режим (с частотой повторения более 400 Гц) при падении мощности генерации при непрерывной накачке позволяло получить лазерную генерацию примерно с той же мощностью, которая и должна быть в этот момент времени при работе в импульсно-периодическом режиме.

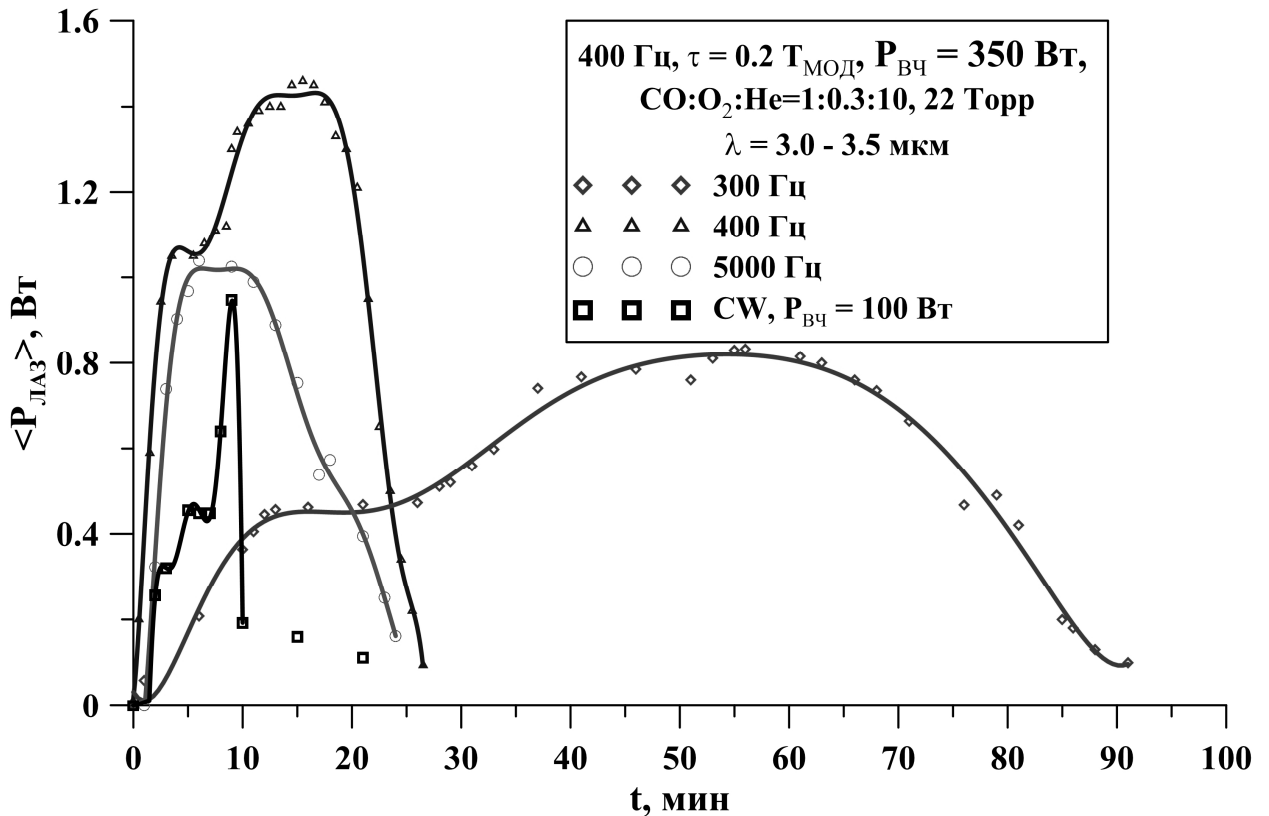
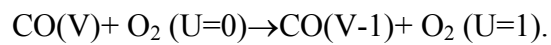


Рис.4.38. Временная динамика мощности излучения лазера при различной частоте повторения импульсов накачки.

Также остается открытым вопрос о влиянии кислорода на функцию распределения молекул CO по колебательным уровням. Вопрос о влиянии кислорода на генерационные характеристики электроразрядных CO лазеров многократно обсуждался в литературе. Добавление молекул O<sub>2</sub> в активную среду CO лазера приводит к изменению колебательной функции распределения (КФР) молекул CO, поскольку населенность колебательных уровней CO существенно зависит от скорости кинетических процессов межмолекулярного колебательно-колебательного VV-обмена и VT-релаксации, в частности при столкновениях CO-O<sub>2</sub>, а также при столкновениях молекул CO с атомами кислорода. В CO лазерах, действующих при комнатной температуре, оказывать существенное влияние на КФР молекул CO по вращательным уровням может также образующийся в разряде CO<sub>2</sub> [125, 144]. В работе [145], в которой диагностировалась стационарная КФР молекул CO в самостоятельном тлеющем разряде в смесях CO:He и CO:He:O<sub>2</sub>, было показано, что добавление кислорода в смесь приводит к резкому уменьшению населенности колебательных уровней  $V \geq 20$  молекул CO при постепенном переходе от смеси CO:He:O<sub>2</sub>=1.5:12.5:0.25 к смеси CO:He:O<sub>2</sub>=1.5:12.5:1.

Авторы объяснили это исключительно процессами VT-релаксации колебательно-возбужденных молекул на атомах кислорода, нарабатываемых в самостоятельном разряде. В работе [146], посвященной диагностике низкотемпературной плазмы в СО содержащих смесях, отмечалось, что наблюдаемое в эксперименте заметное уменьшение колебательной населенности  $CO(V)$  для  $V > 18$  вследствие добавления в рабочую смесь малых добавок молекулярного кислорода может объясняться VV-обменом между СО и  $O_2$ . Этот процесс возможен в связи с тем, что вследствие ангармонизма колебаний, энергия колебательного перехода  $22 \rightarrow 21$  молекулы  $^{12}C^{16}O$  почти сравнивается с энергией колебательного перехода  $0 \rightarrow 1$  молекулы  $^{16}O_2$ , что указывает на возможность эффективной квазирезонансной передачи энергии в процессах VV-обмена:



Проведенные ранее в нашей лаборатории эксперименты с использованием криогенного электроионизационного СО лазера [25, 127, 128], а также теоретические расчеты [128, 129] показали, что даже незначительные добавки кислорода (~10% от концентрации СО) в активную среду СО лазера заметно снижают коэффициент усиления слабого сигнала на переходах колебательных полос от  $19 \rightarrow 18$  (что соответствует длине волны ~3 мкм) и выше, а при концентрациях кислорода более 50% от концентрации СО усиление на этих переходах вообще отсутствует. Однако в криогенном щелевом СО лазере с ВЧ накачкой с криогенным охлаждением электродной системы при комнатной температуре стенок лазерной кюветы, действующего без прокачки активной среды наблюдалась генерация излучения в смеси  $CO:O_2:He=1:0.5:10$  в спектральном диапазоне от 3 до 3.5 мкм (см. **Рис.4.36**), причем в течение достаточно длительного времени.

Для объяснения причин появившихся противоречий, а также для определения причин возникновения периода “молчания” и роста средней мощности излучения лазеров были проведены дополнительные серии экспериментов.



#### 4.5. Плазмохимические процессы в активной среде криогенного СО лазера, действующего без прокачки активной среды

Единственным фактором, который не контролировался в проведенных ранее экспериментах, но мог бы объяснить возникшие эффекты, является изменение состава активной среды в результате химических реакций, происходящих в плазме ВЧ разряда. Поэтому основные усилия в дальнейшей работе были направлены на сопоставление динамики лазерных характеристик с динамикой спектров люминесценции отдельных компонент возбужденной активной среды в УФ и видимом диапазонах спектра. Также в экспериментах использовалась методика отбора проб из балластного объема лазера в различные моменты рабочего цикла и спустя длительный промежуток времени после его окончания, когда все химические и диффузионные процессы полностью завершились. По ИК спектрам поглощения в них определялась динамика изменения концентрации молекул СО и количество наработанного в течение всего рабочего цикла СО<sub>2</sub>. Кроме того, в газовых электрических разрядах различного типа, возбуждаемых в смесях, содержащих кислород, всегда образуется озон в больших или меньших количествах [147] и особенно интенсивно это происходит при низких температурах. Поскольку озон является весьма активным химическим реагентом, отдельная серия экспериментов была посвящена его детектированию в активной среде, возбуждаемой ВЧ разрядом, и выявлению его возможного влияния на долговременную стабильность работы щелевого СО лазера.

##### *Люминесценция разряда в УФ и видимом диапазонах*

Спектры излучения активной среды в видимом и УФ диапазонах спектра измерялись при отсутствии лазерного резонатора в условиях накачки, соответствующим одному из режимов, в котором измерялась долговременная стабильность мощности излучения лазера ( $F_0 = 60$  МГц,  $F_{\text{мод}} = 400$  Гц,  $T = 0.5$  мс ( $0.2T_{\text{мод}}$ ),  $P_{\text{вч}} = 350$  Вт) и составе смеси СО:О<sub>2</sub>:Не = 1:0.3:10. Измерения проводились с помощью спектрометра ReSpect в диапазоне длин волн 190-800 нм, который калибровался по излучению HeNe лазера ( $\lambda = 632.8$  нм). Измерения спектров проводились в различные моменты времени с усреднением по коротким временным интервалам (~100 мс). На **Рис. 4.39** представлены спектры люминесценции ВЧ разряда сразу после включения установки, в середине цикла работы, и через 30 мин после включения, т.е. в момент времени, соответствующий прекращению генерации излучения (см. **Рис.4.36**). Основными компонентами спектра люминесценции являлись переходы молекулы СО, молекулярного углерода, азота и атомов гелия [148-152].

Характерная динамика интенсивности люминесценции молекулы СО представлена на **Рис.4.40**. Изменение интенсивности люминесценция на всех колебательных подуровнях полосы  $b^3\Sigma^+ - a^3\Pi$  (**Рис.4.40а**) в диапазоне длин волн 260 – 350 нм слабо изменялась в течение

большей части цикла работы установки (20-25 мин). На переходах полосы  $b^1\Sigma^+ - a^1\Pi$  в диапазоне длин волн 400 - 650 нм после 10-й минуты наблюдается резкий рост интенсивности люминесценции (Рис.4.40б). После 20-й минуты горения разряда в обоих полосах наблюдалось снижение интенсивности люминесценции вплоть до полного ее исчезновения на большинстве линий, что свидетельствует об уменьшении концентрации молекул CO в газовой смеси в результате плазмохимических реакций.

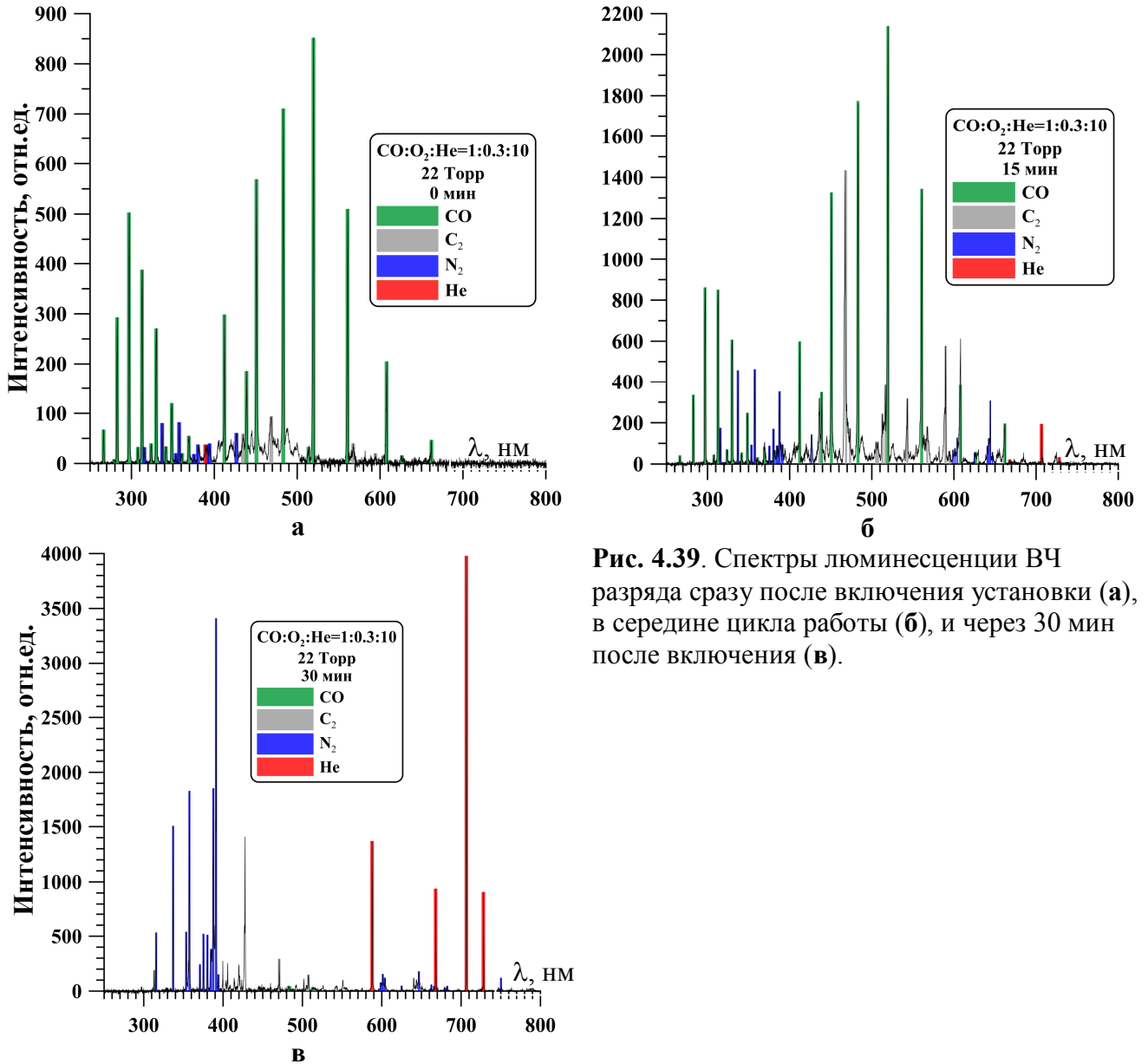
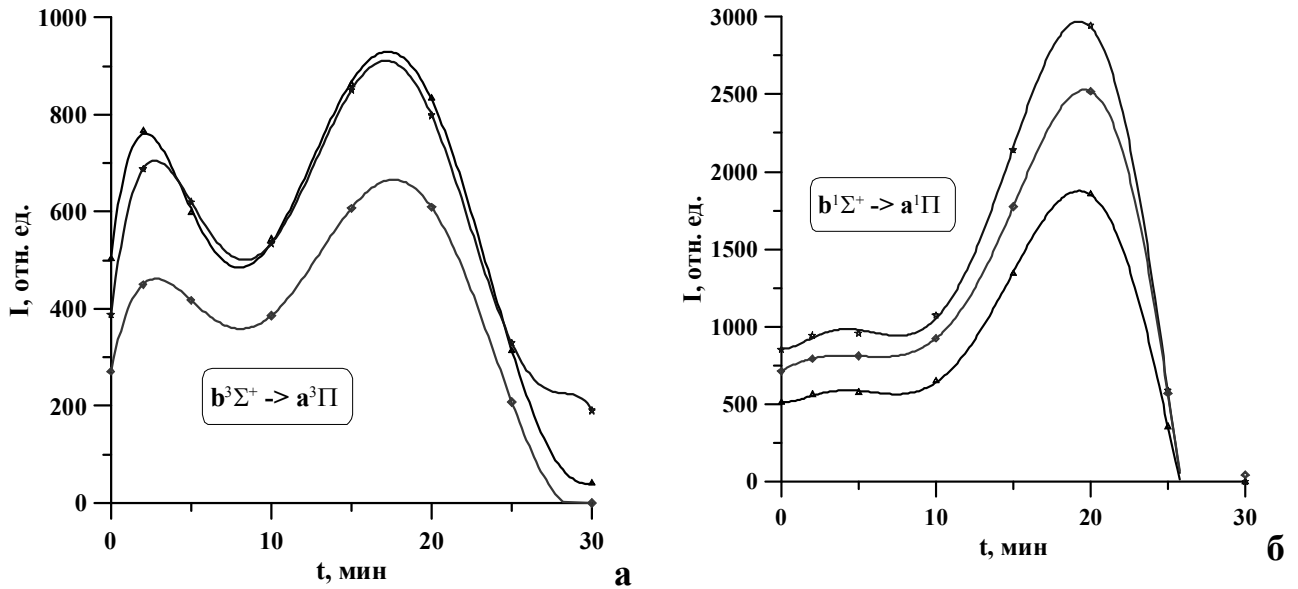
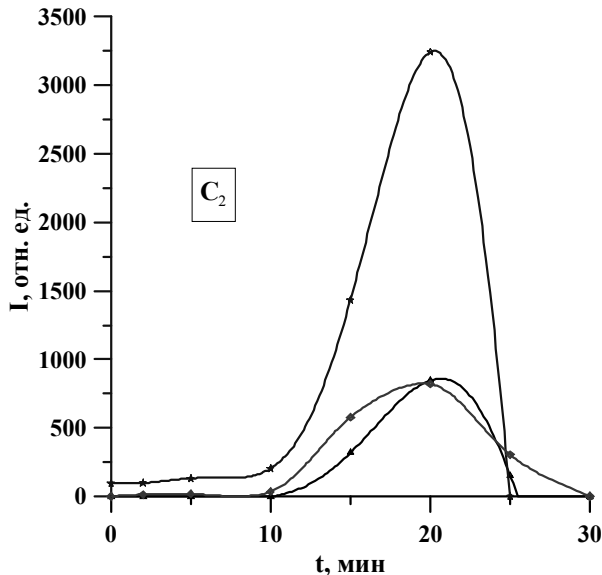


Рис. 4.39. Спектры люминесценции ВЧ разряда сразу после включения установки (а), в середине цикла работы (б), и через 30 мин после включения (в).



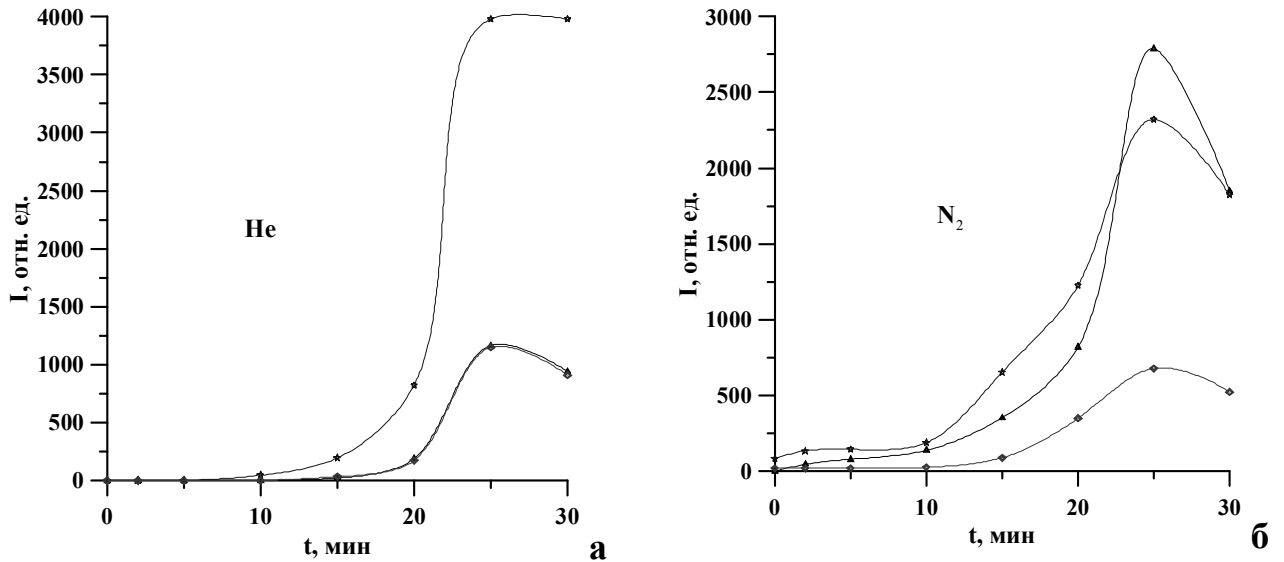
**Рис. 4.40.** Характерная динамика интенсивности люминесценции молекулы CO на переходах полосы  $b^3\Sigma^+ - a^3\Pi$  (а) и  $b^1\Sigma^+ - a^1\Pi$  (б).

Динамика интенсивности люминесценции всех наблюдаемых линий углерода носила одинаковый характер (**Рис. 4.41**). На начальном этапе люминесценция на различных переходах либо отсутствовала, либо была относительно слабой и слабо изменялась со временем. Однако в середине цикла работы наблюдался резкий рост интенсивности люминесценции с последующим спадом до полного исчезновения после 25-й минуты, одновременно с исчезновением люминесценции молекул CO.



**Рис. 4.41.** Характерная динамика интенсивности люминесценции углерода.

Динамика интенсивности люминесценции всех наблюдаемых линий гелия и азота также имела сходный характер (**Рис. 4.42**). Аналогично люминесценции молекул углерода, на начальном этапе люминесценция на различных переходах либо отсутствовала, либо была относительно слабой и слабо изменялась со временем. В середине цикла также наблюдался резкий рост интенсивности люминесценции, однако в отличие от углерода, люминесценция гелия и азота после 25-й только незначительно уменьшалась по отношению к максимальному значению, но полностью не пропадала.



**Рис. 4.42.** Характерная динамика интенсивности люминесценции гелия (а) и азота (б).

Хотя азот и не входил в состав исходной смеси, он, видимо, присутствовал в качестве малой примеси в окиси углерода (использовался технический газ с чистотой  $\sim 98\%$ , примесь  $N_2 < 0.5\%$ ). Кроме этого, азот мог в малых количествах поступать в разрядную камеру извне. Общее измеренное натекание всей лазерной системы не превышало  $\sim 1$  Торр/сутки и за время проведения экспериментальных серий (длительность рабочего цикла  $\sim 30$  мин) количество поступающего с воздухом азота не превышало  $1\%$  от начальной концентрации СО в смеси, то есть было одного порядка с примесным азотом в исходной окиси углерода. Увеличение интенсивности люминесценции полос азота со временем может быть связано с “выгоранием” СО и  $O_2$ , поскольку эти молекулы эффективно тушат электронные уровни молекулы азота (константы тушения - несколько единиц на  $10^{-10}$  см<sup>3</sup>/с [153]). Другая причина увеличения интенсивности полос азота может быть связана с ростом удельного энерговклада на молекулу азота, по мере уменьшения концентраций СО и  $O_2$ , которые забирали на возбуждение своих колебательных и электронных уровней большую часть энергии накачки.

В этой серии экспериментов не ставилась задача прецизионных измерений по каждой зарегистрированной линии люминесценции. Основное внимание было сосредоточено на анализе долговременных (на протяжении всего рабочего цикла лазера) тенденций. Поэтому использовался спектрометр по своим характеристикам больше подходящий для экспресс-анализа спектров (в его конструкции не предусмотрено никаких аппаратных регулировок, только программные настройки в весьма узких диапазонах). По этой причине зарегистрировать присутствие и идентифицировать слабые линии люминесценции таких веществ, как озон,  $O_2$  и атомарный кислород, которые, безусловно, должны были присутствовать в активной среде, по крайней мере, непосредственно в зоне ВЧ возбуждения не представлялось возможным. (Например, линии атомарного кислорода удавалось

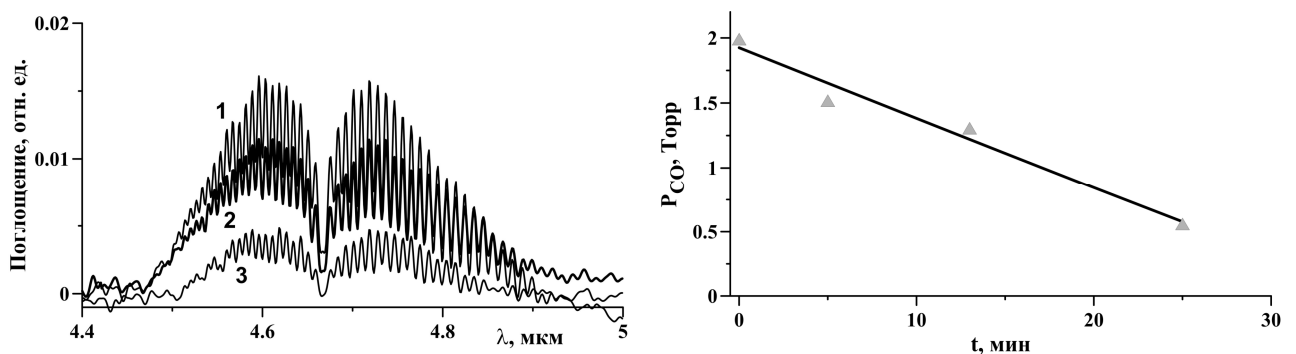
зафиксировать в наших экспериментальных условиях только при возбуждении газовой смеси  $O_2:He=1:10$ ).

### ***Отбор проб из активной среды и ИК спектры поглощения***

Для более достоверного, в том числе и количественного, анализа изменения концентраций активных молекул (CO) и одного из основных продуктов плазмохимических реакций ( $CO_2$ ) была использована методика отбора проб из балластного объема разрядной камеры в различные моменты рабочего цикла лазера и после его окончания с последующей прописью их ИК спектров поглощения.

Отбор производился параллельно с измерением генерационных характеристик лазера в начальный момент (исходная смесь), на 5 минуте, примерно в середине рабочего цикла вблизи максимума генерационных лазерных характеристик (на 13 минуте), в конце рабочего цикла, в момент срыва лазерной генерации (на 25 минуте), и после нагрева лазерной камеры (~90 мин после окончания охлаждения и рабочего цикла генерации). Эксперименты проводились с использованием стандартной лазерной смеси  $CO:O_2:He$  с начальным соотношением концентраций 1:0.33:10 при давлении 22 Торр. При обработке данных использовались калибровочные спектры реперных газовых смесей  $CO:He=1:10$  и  $CO_2:He=1:20$  при полном давлении 22 Торр.

Прежде всего, интерес вызывает изменение во времени концентрации молекул CO. На **Рис.4.43а** приведены спектры поглощения проб в области длин волн 4.5–5.0 мкм, взятых в разные моменты рабочего цикла лазера. По этим данным с помощью калибровочных измерений в реперной смеси  $CO:He=1:10$  была рассчитана динамика парциального давления CO в балластном объеме разрядной камеры на протяжении всего рабочего цикла лазера (**Рис.4.43б**).



**Рис.4.43.** Трансформация спектров поглощения проб в области длин волн 4.5-5.0 мкм. 1 – исходная смесь (0 мин), 2 – через 13 мин, 3 – через 25 мин (а) и динамика парциального давления CO на протяжении всего рабочего цикла.

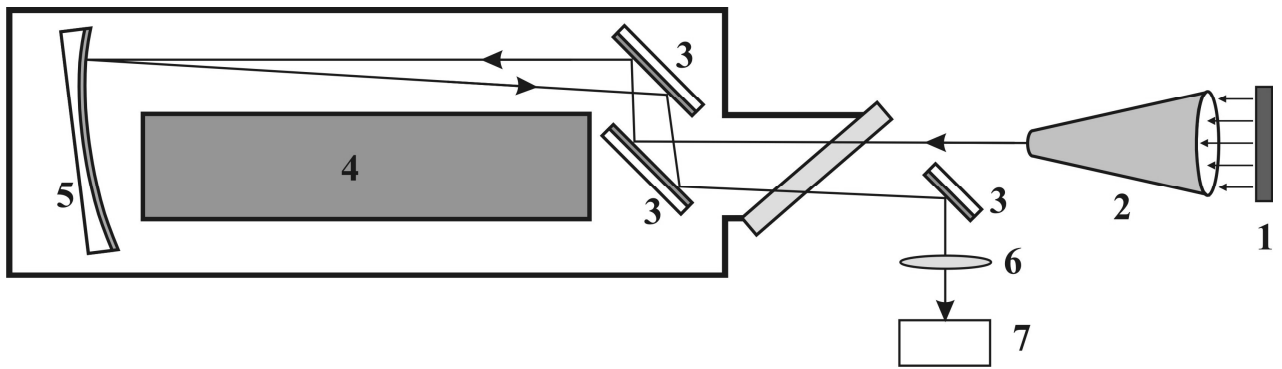
В течение всего цикла работы лазера наблюдалось монотонное уменьшение концентрации молекул CO в активной среде. Однако ни в одной пробе, взятой из балластного объема лазера при поддержании криогенного охлаждения его электродной системы, не было

обнаружено следов двуокиси углерода. То есть, весь  $\text{CO}_2$ , образующийся в ВЧ разряде на протяжении всего рабочего цикла, как и ожидалось, находился в вымерзшем состоянии и не мог участвовать в дальнейших плазмохимических процессах. По завершении рабочего цикла в экспериментах выключался ВЧ разряд и прекращалась подача жидкого азота к электродной системе лазера. Через примерно 90 минут за счет теплопроводности газа внутри разрядной камеры температура криогенных внутренних элементов конструкции повышалась до уровня  $\sim -20^\circ\text{C}$  и в этот момент отбиралась очередная проба газа (с расчетом на то, что вымерзший  $\text{CO}_2$  весь перейдет в газообразное состояние). Оценка количества наработанного  $\text{CO}_2$  была выполнена с учетом спектра поглощения реперной газовой смеси  $\text{CO}_2:\text{He}=1:20$ .

Из сравнения амплитуд поглощения молекулами  $\text{CO}_2$  было рассчитано парциальное давление двуокиси углерода в смеси после окончания работы установки и ее нагрева, которое составило  $\sim 1.36$  Торр. В то же время, согласно с результатами, представленными на **Рис.4.43**, амплитуда поглощения излучения молекулами  $\text{CO}$  (и, соответственно, концентрация  $\text{CO}$ ) в последней за цикл пробе снижалась примерно в 4 раза по сравнению с поглощением в исходной смеси, что соответствует уменьшению парциального давления  $\text{CO}$  от 1.94 до 0.50 Торр. Такое изменение концентраций  $\text{CO}$  и  $\text{CO}_2$  возможно только в том случае, если на образование  $\text{CO}_2$  был израсходован весь кислород исходной смеси, парциальное давление которого в начальный момент было 0.64 Торр. Остальная часть  $\text{CO}_2$ , по-видимому, образовалась в результате реакции  $\text{CO}+\text{CO}^*\rightarrow\text{CO}_2+\text{C}$ , при этом количество углерода, осевшего на холодных поверхностях электродов, было незначительным.

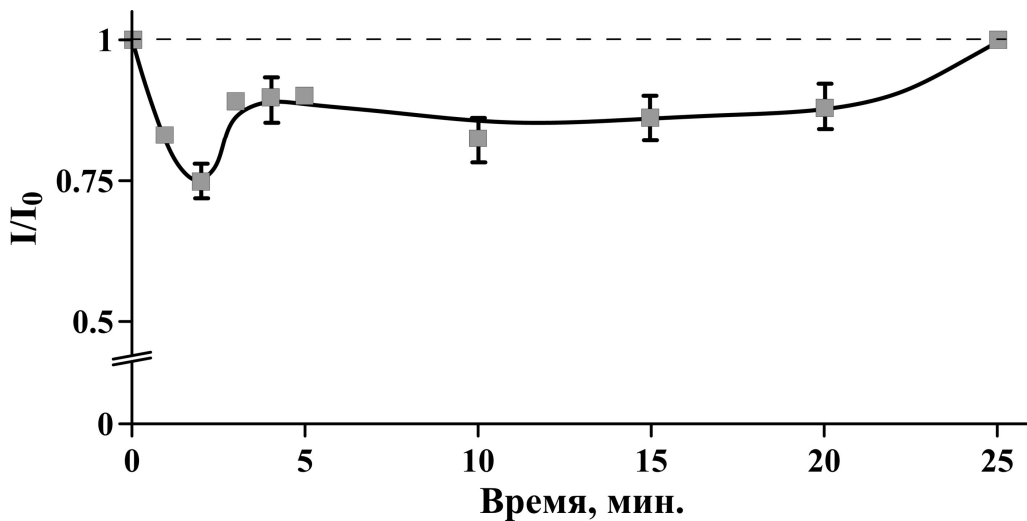
#### ***Образование озона в лазерной камере***

Серия экспериментов по детектированию озона в лазерной камере проводилась с помощью модифицированной схемы измерения (**Рис.4.44**). УФ излучение ртутной лампы через формирующую систему (конус-волновод из алюминиевой фольги) с помощью двух плоских поворотных зеркал направлялось над щелевым зазором разрядного промежутка (на высоте нескольких миллиметров) для того, чтобы избежать засветки от люминесценции непосредственно из зоны ВЧ разряда. Задним поворотным зеркалом излучение под небольшим углом направлялось в обратном направлении и через кварцевую линзу заводилось на спектрограф ASP-150. Предполагалось, что озон представляет собой относительно долгоживущее вещество и существующая внутри лазерной камеры естественная конвекция газа позволит зафиксировать его присутствие, если он образуется в результате плазмохимических реакций в разрядном промежутке. Полная длина поглощения в этой серии экспериментов составила  $\sim 100$  см.



**Рис.4.44.** Схема экспериментов по детектированию озона в буферном объеме криогенного СО лазера с ВЧ накачкой. 1 – ртутная лампа; 2 – конус из Al фольги; 3 – плоские зеркала; 4 – электродная система СО лазера; 5 – поворотное вогнутое зеркало Al на стекле ( $R = 5$  м); 6 – линза ( $f = 50$  мм); 7 – спектрометр ASP-150.

Проводились измерения поглощения излучения люминесценции ртути на линии с длиной волны  $\lambda = 253.65$  нм, расположенной в пике самой интенсивной полосы поглощения озона (полоса Хартли 230-280 нм [154]). Калибровка измерений осуществлялась по поглощению излучения линий ртути 404.66 нм и 435.83 нм, лежащих вне известных полос озона с заметным поглощением. Измерения проводились в тех же условиях ВЧ накачки активной среды, что и все предыдущие серии экспериментов (Рис.4.45).



**Рис.4.45.** Временная динамика интенсивности  $I$  линии ртути 253.65 нм после двойного прохода по активной среде лазера.  $I_0$  – интенсивность этой линии до включения накачки на свежей смеси.

В экспериментах измерялась динамика интенсивности излучения ртутной лампы, прошедшего через лазерную камеру, на трех вышеуказанных линиях ртути в различные моменты рабочего цикла лазера. В первые две минуты наблюдается резкое снижение интенсивности излучения на длине волны 253.65 нм, что может свидетельствовать о наработке озона в плазме газового разряда с последующим его появлением и в буферном объеме. Далее поглощение снижается примерно в 2 раза с выходом на квазистационарный уровень. После ~20 минут горения разряда поглощение излучения на длине волны 253.65 нм начинает уменьшаться и к ~25 минуте полностью пропадает, что соответствует времени прекращения

лазерной генерации (по крайней мере, на обертоновых переходах) при аналогичных экспериментальных условиях.

При наибольшем измеренном поглощении ( $I/I_0 \sim 0.75$ , см. **Рис.4.45**) и при длине измерительной трассы  $L \sim 100$  см коэффициент поглощения  $\alpha$  на длине волны 253.65 нм составил

$$\alpha = -\frac{1}{L} \ln(I/I_0) = 2.9 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1}.$$

Исходя из предположения, что вне области разряда на этой длине волны может поглощать только озон с сечением поглощения  $\sigma \approx 1.15 \cdot 10^{-17} \text{ см}^2$  [154] его концентрация в газовой фазе достигает величины  $n_{\text{O}_3} = \alpha/\sigma = 2.5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$  (начальная концентрация всей газовой смеси  $n_0 = 7.8 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ , начальная концентрация кислорода  $n_{\text{O}_2} = 2.1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ).

Следует отметить, что временной ход зависимости поглощения на линии ртути 253.65 нм (**Рис. 4.45**) не коррелирует ни с одной зависимостью от времени интенсивности линий люминесценции молекул CO, C<sub>2</sub> или гелия (см. **Рис.4.40-4.42**). Также, поглощение на этой длине волны отсутствует в начальный момент рабочего цикла, что свидетельствует об отсутствии поглощения всеми исходными компонентами газовой смеси (в частности, кислородом и CO). Это является косвенным подтверждением того, что наблюдается поглощение именно молекулами озона.

### **Обсуждение результатов**

Прежде чем анализировать наблюдаемые в разных экспериментальных сериях закономерности, следует заметить, что динамика средней выходной мощности лазера и динамика спектров люминесценции ВЧ разрядной области могут более или менее строго рассматриваться на предмет прямых корреляций, поскольку они характеризуют активную среду в одном и том же активном объеме. Измерения динамики концентрации озона проводились вблизи, но все-таки за пределами разрядного промежутка, где существенную роль могли играть гетерогенные процессы на поверхностях элементов ВЧ разрядной системы. Методика же отбора проб характеризует состояние газовой смеси в среднем по всему балластному объему разрядной камеры и может, видимо, дать ответ лишь на вопрос начального и конечного (за время рабочего цикла лазера) соотношения концентраций компонент газовой смеси без учета динамики в зоне ВЧ разряда.

Суммируя результаты всех проведенных экспериментов можно сделать следующие выводы:

1. Добавление кислорода к типичной активной газовой смеси CO:He=1:10 целевого криогенного CO лазера с ВЧ накачкой в аномально больших количествах, до 50% по отношению к начальной концентрации молекул CO, приводит к многократному (в несколько



десятков раз) увеличению ресурса работы этого лазера до полной деградации его активной среды.

2. Эффективная генерация наблюдается как на нижних ( $V < 20$ ) колебательно-вращательных переходах молекулы CO, так и на высокорасположенных переходах даже в оберточной полосе ( $V \rightarrow V-2$ ), где коэффициент усиления обычно на порядок меньше, чем в основной полосе ( $V \rightarrow V-1$ ) молекулы CO. Данный экспериментальный факт свидетельствует о том, что, несмотря на столь большую начальную концентрацию кислорода в активной среде, на протяжении всего рабочего цикла лазера (за исключением нескольких первых минут) в активном объеме (в ВЧ разрядной щели) молекулярный кислород присутствует, вероятно, в существенно меньших количествах (концентрация на уровне единиц процентов по отношению к CO) и не препятствует генерации на высоких переходах из-за межмолекулярного V-V обмена между возбужденными молекулами CO и невозбужденным O<sub>2</sub>.

3. В ВЧ разрядной плазме наблюдалось образование озона. Его количество в балластном объеме разрядной камеры оставалось практически постоянным и составляло ~1% от начальной концентрации кислорода в смеси.

4. В первой половине цикла работы лазера концентрация молекул CO меняется слабо, что и является причиной стабильности выходной мощности излучения лазера. При этом люминесценция молекул азота и углерода очень мала из-за их низкой концентрации, а электронная температура в разряде такова, что непосредственной накачки гелия не происходит.

5. В середине цикла работы происходит нарушение плазмохимического баланса, по-видимому, в результате выгорания основной массы кислорода, что приводит к росту концентрации молекул углерода, и изменению характеристик разряда, в результате чего появляется люминесценция на переходах гелия и растет интенсивность люминесценции в полосе  $b^1\Sigma^+ - a^1\Pi$  молекулы CO и скачек мощности излучения лазера. Рост интенсивности люминесценции на переходах молекулы азота происходит в результате возрастания удельного энерговклада в эти молекулы по мере уменьшения концентрации молекул CO.

6. В конце цикла работы уменьшение концентрации молекул CO приводит к снижению интенсивности их люминесценции и мощности лазерной генерации.

7. Углерод визуально отсутствует в разрядной камере к концу рабочего цикла лазера как конечный продукт криогенной электроразрядной и гетерогенной плазмохимии. Количество углерода в CO<sub>2</sub>, образовавшемся в течение рабочего цикла и при нагреве смеси после его завершения в гетерогенных и гомогенных реакциях (с участием озона, молекулярного и атомарного кислорода), соответствует количеству углерода, содержащемуся в диссоциированном к концу рабочего цикла CO.

8. В плазме ВЧ разряда образуются, вероятно, и другие компоненты, такие как  $O_4$ ,  $C_3O_2$  [125, 155], атомарный кислород, примесные молекулы ( $CN$  [156, 157],  $N_2O$ ), роль которых в плазмохимических процессах или незначительна или пока не поддается учету.

Одними из основных плазмохимических процессов, происходящих в активной среде СО лазера в газовом разряде и приводящих к ее полной деградации, являются реакции диссоциации молекул окиси углерода  $CO+CO^*\rightarrow CO_2+C$  и  $CO+e\rightarrow C+O$  [158], продукты которых (молекулы  $CO_2$  и углерод) при криогенных условиях осаждаются в твердой фазе на холодных элементах лазерной камеры. Однако в наших смесях присутствуют также молекулы кислорода, которые кроме диссоциации в плазме разряда на атомарные составляющие ( $O_2+e\rightarrow 2O+e$ ) также образуют молекулы озона ( $O_2+O+M\rightarrow O_3+M$ ) [147]. Продукты таких реакций являются более активными окислителями по сравнению с молекулярным кислородом и при взаимодействии, например, с углеродом могут восстанавливать его до окиси углерода ( $C+O\rightarrow CO$ ,  $C+O_3\rightarrow CO+O_2$ ). Атомарный кислород, находящийся в активной среде, реагирует с атомарным углеродом, находящимся на поверхности электродов, что приводит к образованию молекул СО [158]. Аналогично, на поверхностях других внутренних элементов конструкции СО может образовываться при взаимодействии осевшего там углерода с долгоживущим озоном. В наших условиях это, по всей видимости, является основным механизмом увеличения времени лазерной генерации при значительных количествах  $O_2$  в исходной смеси. Молекулы углекислого газа, не успевшие покинуть разрядный промежуток, могут также диссоциировать с образованием углерода и монооксида углерода.

Косвенным подтверждением этих рассуждений может являться тот факт, что при использовании бескислородных смесей после нескольких (очень коротких) рабочих циклов поверхности щелевой электродной системы лазера оказываются покрытыми слоем сажи (углерода). Добавление же кислорода кардинально меняет ситуацию: электродная система остается чистой после нескольких десятков рабочих циклов.

Кроме этого, будучи электроотрицательным газом, кислород может существенным образом изменять параметры самого ВЧ разряда по сравнению с бескислородными активными газовыми смесями (понижать электронную температуру в разрядной плазме) и тем самым существенно замедлять процесс диссоциации молекул СО.

Таким образом, цепочки вышеприведенных реакций и процессов в конечном итоге могут приводить (и реально приводят) к существенному замедлению интенсивной деградации активной среды импульсно-периодического отпаянного криогенного щелевого СО лазера, которая наблюдается при отсутствии кислорода в исходной газовой смеси. Количественный расчетный анализ этих процессов в настоящее время, однако, затруднен, в частности, из-за наличия гетерогенных химических процессов на поверхностях внутренних элементов

конструкции лазера, которые изготовлены из различных материалов, находятся при различных температурах и могут являться как катализаторами, так и ингибиторами этих процессов.

Наблюдаемые в экспериментах эффекты «молчания» и медленного роста средней мощности лазерного излучения в кислородсодержащих газовых смесях, особенно заметные при генерации обертоного излучения, пока не находят однозначного объяснения. Однако если рассматривать лазерную камеру с ВЧ разрядными электродами как плазмохимический «реактор», видно, что «проработка» всего объема, включая балластный, активной среды в ВЧ разряде независимо от ее состава занимает (с учетом процессов диффузии и медленной газодинамики) в наших условиях примерно 2-3 минуты. За это время бескислородная смесь полностью деградирует. Примерно за это же время выходит на стационар средняя мощность лазерного излучения в смесях с содержанием кислорода до 30% от концентрации СО (при этом максимальная средняя мощность находится примерно на уровне начальной мощности лазера на бескислородной смеси). Также, аналогичный временной промежуток характеризует выход на максимальное значение концентрации озона в кислородсодержащих смесях. То есть, в начальный период цикла работы лазера, совокупность электроразрядных плазмохимических, чисто химических гомогенных и гетерогенных, газодинамических и диффузионных процессов приводит к формированию квазистационарного состава активной среды непосредственно в разрядном промежутке, компонентами которой являются кроме исходных веществ (СО, О<sub>2</sub> и Не) еще и С<sub>2</sub>, О, О<sub>3</sub>, СО<sub>2</sub> и, вероятно, ряд других продуктов, что может объяснить существенное (многократное) замедление процесса деградации активной среды лазера. Поведение генерационных характеристик лазера на начальном этапе рабочего цикла может быть объяснено с одной стороны – относительно быстрым снижением концентрации молекулярного кислорода до какого-то равновесного уровня, когда он уже не препятствует возникновению генерации (особенно на высоких обертоных переходах), а с другой стороны – образовавшиеся из него продукты за счет химических реакций способствуют замедлению деградации активной среды (в основном – предотвращают выпадение углерода в осадок на холодных элементах конструкции). Все это, однако, требует дальнейшего экспериментального исследования и привлечения расчетной модели активной среды, модифицированной главным образом в части учета влияния всевозможных продуктов плазмохимических реакций на колебательную функцию распределения молекул СО.

#### **4.6. Выводы к Главе 4**

Осуществлена работа щелевого ВЧ СО лазера с длиной активной среды 250 мм на колебательно-вращательных переходах обертоной полосы молекулы СО в спектральном диапазоне 2.5 - 4.0 мкм со средней выходной мощностью до 400 мВт. Определены параметры

долговременной стабильности криогенного обертонового СО лазера, действующего без принудительной замены газовой смеси, для активных сред различного состава.

Полученные в ходе исследования результаты использованы для создания компактного щелевого СО лазера с накачкой емкостным ВЧ разрядом и криогенным охлаждением электродов с увеличенной (до 400 мм) длиной активной среды. Проведено параметрическое исследование этого лазера и определены оптимальные условия его работы в режиме свободной многочастотной генерации на обертоновых переходах молекулы СО. При этом получена средняя мощность излучения лазера  $\sim 2$  Вт в спектральном диапазоне от 2.95 до 3.45 мкм, с эффективностью до 1.6 %. Описана временная динамика лазерного излучения на различных линиях, входящих в состав многочастотного излучения. По анализу этих результатов проведена оценка динамики температуры активной среды лазера в промежутках между импульсами накачки.

Эффективная работа криогенного щелевого СО лазера с накачкой ВЧ разрядом реализуется при использовании газовых смесей с аномально высоким содержанием кислорода (от 20 до 50 % по отношению к концентрации молекул СО) в лазерной смеси. При этом с увеличением концентрации кислорода в лазерной смеси долговременная стабильность генерации излучения лазера возрастает, в то время как средняя мощность лазерного излучения снижается.

С помощью различных методик (по спектрам люминесценции, по поглощению ИК и УФ излучения) в течение всего рабочего цикла лазера определены закономерности в динамике изменения концентраций основного компонента активной среды (молекул СО) и продуктов плазмохимических реакций ( $O_3$ ,  $CO_2$ ), нарабатывающихся в ВЧ разрядном промежутке. Анализ корреляций во времени характеристик активной среды и мощности генерации лазера позволил составить феноменологическое описание совокупности электроразрядных плазмохимических, чисто химических, газодинамических и диффузионных процессов, определяющих поведение лазерных выходных характеристик на протяжении всего рабочего цикла.

Созданный лазер, сочетающий в себе относительную простоту и компактность, присущие щелевым ВЧ конструкциям, высокую эффективность и широкий спектр генерации, может стать уникальным спектроскопическим инструментом как для зондирования атмосферы, так и для анализа многокомпонентных газовых смесей, содержащих малые добавки вредных, токсичных, взрывчатых или наркотических веществ. Кроме того, излучение такого лазера перекрывает “окно прозрачности” атмосферы ( $\lambda \sim 3.3-4.0$  мкм), что позволяет использовать такой источник при транспортировке лазерного излучения на большие расстояния, дистанционном лазерном зондировании, для функционального подавления

приемных устройств и создания систем радарного типа различного назначения (например, измерителей скорости объектов и ветра). Выбор параметров установки (состав и давление активной среды, режим накачки, параметры лазерного резонатора и др.) позволит на базе этого лазера создать эффективный инструмент для решения различных задач.

## Заключение

В диссертационной работе представлено экспериментальное исследование характеристик созданного компактного щелевого СО лазера с возбуждением ВЧ разрядом и криогенным диффузионным охлаждением активной среды, действующего как на основных, так и на обертоновых переходах молекулы СО.

**Основные результаты** проведенного исследования:

1. Созданы компактные щелевые СО лазеры с криогенным охлаждением электродов и накачкой непрерывным и импульсно-периодическим ВЧ разрядом с частотой повторения импульсов от 10 Гц до 7.5 кГц. Определены оптимальные условия работы лазеров (состав и давление газовой смеси, параметры ВЧ накачки) в режиме свободной многочастотной генерации.

2. Определена роль кислорода в активной среде криогенного СО лазера, действующего без принудительной замены газовой смеси. Добавление кислорода в активную среду с концентрациями от 10 до 30 % от концентрации молекул СО, позволяет получить генерацию излучения с наибольшей мощностью, в то время как дальнейшее увеличение концентрации кислорода приводит к увеличению времени работы установки при снижении средней мощности лазерного излучения. При наибольших концентрациях кислорода (50 % от концентрации СО) обеспечивается генерация более чем  $10^6$  лазерных импульсов.

3. Получена генерация излучения на колебательно-вращательных переходах обертоновой полосы молекулы СО в спектральном диапазоне 2.5-4.0 мкм. В спектральном диапазоне от 2.95 до 3.45 мкм, средняя мощность излучения лазера достигала ~2 Вт с эффективностью 1.6 %. При этом удельная мощность излучения с единицы объема активной среды (100 Вт/л) превышала максимальное значение аналогичной характеристики, полученной в обертоновых СО лазерах с накачкой продольным разрядом постоянного тока.

4. Максимальная средняя мощность лазера в режиме свободной генерации составила ~12 Вт в диапазоне длин волн 5.1÷5.4 мкм, а его КПД достигал ~14%. Частотно-селективная генерация была получена на ~100 лазерных линиях в спектральном диапазоне 4.9-6.5 мкм со средней выходной мощностью от нескольких единиц до нескольких десятков милливольт в линии.

5. Использование двухпроходного V-образного резонатора с модуляцией добротности на основных переходах молекулы СО позволило получить генерацию импульсов излучения с минимальной длительностью 0.65 мкс (FWHM), пиковой мощностью до 3 кВт и частотой повторения импульсов до 130 Гц. При этом средняя мощность лазера достигала 0.5 Вт,

лазерный спектр состоял из  $\sim 80$  одновременно генерирующих лазерных линий в диапазоне длин волн от 4.95 до 6.75 мкм с пиковой мощностью отдельных компонент до 100 Вт.

6. Проведена оценка динамики температуры активной среды импульсно-периодического щелевого СО лазера в промежутках между импульсами накачки на основе исследования временной динамики лазерного излучения на различных спектральных компонентах, входящих в состав многочастотного излучения. Полученное время охлаждения активной среды согласуется с частотой повторения импульсов 400 Гц, при которой реализуется наибольшая эффективность работы лазера.

Полученные в работе результаты могут быть использованы при создании установок для дистанционного лидарного зондирования атмосферы, преобразования частоты излучения в нелинейных кристаллах или для исследования процессов вращательной релаксации некоторых молекул, например, молекул СО и NO. Компактность и высокая эффективность в сочетании с широким спектральным диапазоном, делает щелевой СО лазер с ВЧ накачкой перспективным источником излучения для решения многих научных и прикладных задач.

В заключение хочу выразить глубокую благодарность своему научному руководителю доктору физико-математических наук, профессору Ионину Андрею Алексеевичу за постановку задачи и руководство моей научной работой, живой интерес к полученным результатам и готовность к их обсуждению; научному консультанту, кандидату физико-математических наук Сеницыну Дмитрию Васильевичу за помощь и поддержку в проведении экспериментов и обсуждении полученных результатов. Я также благодарен своим коллегам, сотрудникам ОКРФ ФИАН к.ф.-м.н. А.А. Коткову, к.ф.-м.н. Л.В. Селезневу, к.ф.-м.н. Ю.М. Климачеву, к.ф.-м.н. И.О. Киняевскому, Н.А. Иониной, А.Г. Гундиенкову, и студентам НИЯУ «МИФИ» М.М. Ноздриной, Ю.В. Кочеткову и Д.С. Земцову за помощь в подготовке и проведении экспериментов, обработке полученных результатов.

### Список литературы

1. Patel C.K.N., Kerl R.J. Laser oscillation on  $X'\Sigma^+$  vibrational-rotational transitions of CO, // *Appl. Phys. Lett.*, **5**, (4), p.81, 1964.
2. Качева Т.Ф., Очкин В.Н., Соболев Н.Н., “СО-лазер при комнатной температуре”, // *Квантовая электроника*, №6, с.58-63, 1973.
3. Соболев Н.Н., Соковиков В.В., “Лазер на окиси углерода. Механизм образования инверсной населенности”, // *Успехи. физ. наук.* **110** (2), с.191, 1973.
4. Mann M.M., “CO electric discharge lasers”, // *AIAA Journal*, **14**, (5), p.549, 1976.
5. Данилычев В.А., Керимов О.М., Ковш И. Б. Молекулярные газовые лазеры высокого давления // *Итоги науки и техники. Сер. Радиотехника*, Т. 12, М., ВИНТИ, 1977.
6. Ионин А.А., Ковш И.Б., Соболев В.А., Урин Б.М., “Электроразрядные инфракрасные лазеры высокого давления и их применения”, // *Итоги науки и техники. Сер. Радиотехника*, **32**, М., ВИНТИ, 1984.
7. Ионин А.А. “Отечественные разработки мощных лазеров на окиси углерода”, // *Квант. электрон.*, **20** (2), с.113, 1993.
8. Ионин А.А. “Лазеры на окиси углерода с накачкой электрическим разрядом” в кн. *Энциклопедия низкотемпературной плазмы Сер. Б, Том XI-4*, под ред. Яковленко С.И., М., Физматлит, с.740, 2005.
9. Алейников В.С., Масычев В.И. “Лазеры на окиси углерода”, М., Радио и связь, 1990.
10. Ionin A., Spalding I., CO lasers - state of the art and potential of application. // В кн. *Gas Lasers - Recent Developments and Future Prospects*. Eds. W.J. Witteman and V.N. Ochkin. NATO ASI Series, 3. High Technology- **1.10**, с. 279, 1995.
11. Ionin A. Carbon monoxide lasers: problems of physics and engineering (Invited Paper), Int. Forum on Advanced High Power Lasers and Applications (AHPLA'99), 1-5 Nov 1999, Osaka, Japan, *Proc. SPIE*, **3889**, 424, 2000.
12. Ionin A.A., “Electric Discharge CO Lasers”, in. *Gas Lasers*. Ed. by M. Endo and R.F. Walter. CRC Press, Taylor & Francis Group, Boca Raton, 2007.
13. Bergman R.C., Rich J.W., Overtone bands lasing at 2.7-3.1  $\mu\text{m}$  in electrically excited CO // *Appl. Phys. Lett.* **31**, p.597, 1977.
14. Басов Н.Г., Данилычев В.А., Ионин А.А., Казакевич В.С., Охлаждаемый электроионизационный лазер на двухквантовых переходах молекулы СО // *Квант. электрон.*, **5**, (8), с.1855 1978.
15. Wu B., George T., Schneider M., Urban W., Nelles B. Development of a new CW single-line CO laser on the  $v'=1 \rightarrow v''=0$  band // *Appl. Phys. B.*, **52**, p.163, 1991.



16. McCord J.E., Ionin A.A., Phipps S.P., Crowell P.G., Lampson A.I., McIver J.K., Brown, A.J.W., Hager G.D., "Frequency-tunable optically pumped carbon monoxide laser", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **36**, (9) p.1041, 2000.
17. Yardley J.T. Laser action in highly-excited vibrational levels of CO, // *J. Molec. Spectr.*, **35** (2), p.314, 1970.
18. Ionin A.A., Kinyaevskiy I.O., Klimachev Yu.M., Kotkov A.A., Kozlov A.Yu., "Frequency tunable CO laser operating on the highest vibrational transition with wavelength of 8.7  $\mu\text{m}$ ", *Optics Letters*, **42**, (3), p.498-501, 2017.
19. Bachem E., Dax A., Fink T., Weidenfeller A., Schneider M., Urban W., "Recent progress with the CO-overtone  $\Delta V = 2$  laser", // *Appl. Phys.*, **B57**, p. 185, 1993.
20. Басов Н.Г., Ионин А.А., Котков А.А., Курносов А.К., МакКорд Дж., Напартович А.П., Селезнев Л.В., Туркин Н.Г., Хагер Г., "Импульсный лазер на первом оберitone молекулы СО, действующий в спектральном диапазоне 2.5-4.2 мкм. 1. Многочастотный режим генерации", // *Квант. Электрон.*, **30**, с.771, 2000.
21. Басов Н.Г., Ионин А.А., Котков А.А., Курносов А.К., МакКорд Дж., Напартович А.П., Селезнев Л.В., Туркин Н.Г., Хагер Г., "Импульсный лазер на первом оберitone молекулы СО, действующий в спектральном диапазоне 2.5-4.2 мкм. 2. Частотно-селективный режим генерации", // *Квант. Электрон.*, **30**, с.859, 2000.
22. Басов Н.Г., Ионин А.А., Котков А.А., Курносов А.К., МакКорд Дж., Напартович А.П., Селезнев Л.В., Туркин Н.Г., Хагер Г., Импульсный лазер на первом колебательном оберitone молекулы СО: эксперимент и теория // *Препринт ФИАН. № 17*. 2000.
23. Patel C.K.N. "Vibrational-rotational laser action in carbon monoxide", // *Phys. Rev.*, **141**, №1, p.71, 1966.
24. Dymshits V.M., Ivanov G.V., Mescherskiy A.N., Kovsh I.B., CW 200kW supersonic CO laser. High-Power Gas and Solid State Lasers, 5-8 April 1994, Vienna, Austria, // *Proc. SPIE*, V. 2206, P. 109, 1994.
25. Ионин А.А., Климачев Ю.М., Козлов А.Ю., Котков А.А., Рулев О.А., Селезнев Л.В., Сеницын Д.В., "Многочастотное лазерное зондирование СО содержащих активных сред, возбужденных импульсным разрядом", *Квант. Электроника*, **37**(3), с.231, 2007.
26. Ионин А.А., Климачев Ю.М., Козлов А.Ю., Котков А.А., Курносов А.К., Напартович А.П., Рулев О.А., Селезнев Л.В., Сеницын Д.В., Хагер Г., Шнырев С.Л., "Импульсный оберитонный СО лазер с КПД 16%", // *Квант. электроника*, **36** (12), с.1153, 2006.
27. Ionin A., Klimachev Yu., Kotkov A., Kurnosov A., Napartovich A., Seleznev L., Sinityn D., Turkin N., "Experimental and Theoretical Study on First Overtone Carbon Monoxide", // *Preprint №11 of Lebedev Physics Institute*, 1998.

28. Ionin A.A., Kotkov A.A., Kurnosov A.K., Napartovich A.P., Seleznev L.V., Turkin N.G., Parametric study of first-overtone CO laser with suppressed fundamental band lasing: experiment and theory, // *Optics Communications*, **155**, p.197, 1998.
29. Ionin A.A., Kotkov A.A., Kurnosov A.K., Napartovich A.P., Seleznev L.V., Turkin N.G. Pulsed first-overtone CO laser: effective source of IR radiation in spectral range of 2.5-4.0  $\mu\text{m}$ , // *Optics Communications*, **160**, p.255, 1999.
30. Ionin A.A., Kurnosov A.K., Napartovich A.P., Seleznev L.V., “Lasers on Overtone Transitions of Carbon Monoxide Molecule” // *Laser Physics*, **20** (1), p.144, 2010.
31. Ionin A.A., Kinyaevskiy I.O., Klimachev Yu.M., Kotkov A.A., Kozlov A.Yu., Andreev Yu.M., Lanskiy G.V., Shaiduko A.V., Soluyanov A.V., “Cascaded carbon monoxide laser frequency conversion into the 4.3–4.9  $\mu\text{m}$  range in a single ZnGeP<sub>2</sub> crystal”, *Opt. Lett.*, **37**, p.2838 2012.
32. Budilova O.V., Ionin A.A., Kinyaevskiy I.O., Klimachev Yu.M., Kotkov A.A., Kozlov A.Yu., “Ultra-broadband hybrid infrared laser system”, // *Optics Communications*, **363**, p.26, 2016.
33. Bernegger S., Sigrist M.W., “CO laser photoacoustic spectroscopy of gases and vapors for trace gas analysis”, // *Infrared Physics*, **30** (5), p.375, 1990.
34. Buzykin O.G., Ionin A.A., Ivanov S.V, Kotkov A.A., Seleznev L.V. And Shustov A.V., “Resonant absorption of first-overtone CO laser radiation by atmospheric water vapor and pollutants”, // *Laser and Particle Beams*, **18**, (4), p.697, 2000.
35. Бузыкин О.Г, Иванов С.В., Ионин А.А., Котков А.А., Селезнев Л.В., “Количественная спектроскопическая диагностика загрязнений атмосферы с помощью излучения СО лазера на первом оберitone”, // *Известия РАН*, **66**, (7), с.962, 2002.
36. Межерис Р., Лазерное дистанционное зондирование, М. Мир, 1987.
37. Агишев Р.Р., “Лидарный мониторинг атмосферы”, М., “Физматлит”, 2009.
38. Tacke M., Wienhold F., Frisar R., Fisher H., Lubken F.-J., in “Encyclopedia of analytical chemistry”, ed. by R.A. Meyers, **3**, Section “Environment: Trace Gas Monitoring”, ed. by M.W. Sigrist, Wiley, Chichester, UK, p.2033, 2000.
39. Werle P., Slemr F., Maurer K., Kormann R., Mucke R., Janker B., “Near- and mid-infrared laser-optical sensors for gas analysis”, // *Opt. Laser Eng.*, **37**, p.101, 2002.
40. Faist J., Capasso F., Sivco D.L., Sirtory C., Hutschinson A.L., Cho A.Y., “Quantum Cascade Laser” // *Science*, **264**, p.553, 1994.
41. Beck M., Hofstetter D., Aelen T., Faist J., Oesterle U., Ilegems M., Gini E., Melchior H., “Continuous Wave Operation of a Mid-Infrared Semiconductor Laser at Room Temperature”, // *Science*, **295**, p.301, 2002.
42. Byer R.L., Herbst R.L., in “Nonlinear Infrared Generation”, edited by Y.R. Shen, *Topics in Applied Physics* (Springer-Verlag, Heidelberg, 1977), **16**, p.81, 1977.

43. Ivanov S.V., Novoderezhkin V.I., Panchenko V.Ya., Solomatin V.S., Kholodnykh A.I., “Laser infrared spectrometer for atmosphere gas analysis and medicine”, // *Opt. Eng.*, **33**, (10) p.3202, 1994.
44. Sengupta U.K., Das P.K., Rao K.N., “Infrared laser spectra of HF and DF”, // *J. Molec Spectrosc.*, **74**, p.322, 1979.
45. Agroskin V.Ya., Vasiliev G.K., Guriev V.I., Zhitov A.N., “Multichannel local and remote control of atmospheric gas and aerosol contaminations by HF(DF)-laser radiation lines”, // *Physics of Vibrations*, **60**, (2), p.122, 1996.
46. Agroskin V.Ya, Bravy B.G., Kirianov V.I., Papin V.G., Vasiliev G.K., “Mobil pulsed chain HF/DF laser: Prospects for remote analysis of atmosphere”, // *Proc. Int. Conf. LASERS'98*, 7-11 Dec, 1998, Tucson, AZ, USA, Ed. by V.Corcoran & T.Goldman, STS Press, McLean, VA, USA, p.469, 1999.
47. Ананьев В.Ю., Васильев Б.И., Лобанов А.Н., Лыткин А.П., Чо Ч.В., Ким Ж.С., “Двухчастотный лидар на основе аммиачного лазера”, // *Квант. электроника*, **30**, (6), с.535, 2000.
48. DeLoach L.D., Page R.H., Wilke G.D., Payne S.A., Krupke W.F., “Transition metal-doped zinc chalcogenides: spectroscopy and laser demonstration of a new class of gain media”, *IEEE J. Quantum Electronics*, **32**, p.885, 1996.
49. Page R.H., Schaffers K.I., DeLoach L.D., Wilke G.D., Patel F.D., Tassano J.B., Jr., Payne, S.A., Krupke W.F., Chen, K.-T., Burger, A., “Cr<sup>2+</sup>-doped Zinc chalcogenides as efficient, widely tunable mid-infrared lasers”, *IEEE J. Quantum Electronics*, **33**, p.885, 1997.
50. Воронов А.А., Козловский В.И., Коростелин Ю.В., Ландман А.И., Подмарьков Ю.П., Скасырский Я.К., Фролов М.П., “Fe<sup>2+</sup>:ZnSe-лазер, работающий в непрерывном режиме”, *Квантовая Электроника*, **38**, с.1113, 2008.
51. Акимов В.А., Козловский В.И., Коростелин Ю.В., Ландман А.И., Подмарьков Ю.П., Скасырский Я.К., Фролов М.П., “Эффективный импульсный Cr<sup>2+</sup>:CdSe-лазер с плавной перестройкой длины волны в спектральном диапазоне 2.26—3.61 мкм”, *Квантовая Электроника*, **38**, с.205, 2008.
52. Акимов В.А., Козловский В.И., Коростелин Ю.В., Ландман А.И., Подмарьков Ю.П., Скасырский Я.К., Фролов М.П., “Лазер на основе кристалла Cr<sup>2+</sup>:CdS, перестраиваемый в спектральной области 2.2—3.3 мкм”, *Квантовая Электроника*, **38**, с.803, 2008.
53. Jelínková H., Koranda P., Doroshenko M.E., Šulc J., Jelínek M., Čech M., Basiev T.T., Badikov V.V., Badikov D.V., “Room-temperature lasing, gain-switched, bulk, tunable Fe:ZnSe laser”, *Proc. SPIE*, 772111, 2010.

54. Козловский В.И., Коростелин Ю.В., Ландман А.И., Подмарьков Ю.П., Скасырский Я.К., Фролов М.П., “Непрерывный  $\text{Cr}^{2+}:\text{CdS}$ -лазер”, *Квант. Электроника*, **40**, с.7, 2010.
55. Козловский В.И., Коростелин Ю.В., Ландман А.И., Миславский В.В., Подмарьков Ю.П., Скасырский Я.К., Фролов М.П., “Импульсный  $\text{Fe}^{2+}:\text{ZnS}$ -лазер с плавной перестройкой длины волны в области 3.49—4.65 мкм”, *Квантовая Электроника*, **41**, с.1, 2011.
56. Doroshenko M.E., Jelínková H., Basiev T.T., Jelínek M., Koranda P., Němec M., Komar V.K., Gerasimenko A.S., Badikov V.V., Badikov D.V., Vyhlídal D., Stoklasa J., “Fe:ZnSe laser - comparison of active materials grown by two different methods”, *Proc. SPIE*, **79122D**, 2011.
57. Воронов А.А., Козловский В.И., Коростелин Ю.В., Ландман А.И., Подмарьков Ю.П., Фролов М.П., “Лазерные характеристики кристалла Fe:ZnSe в диапазоне температур 85—255 К”, *Квантовая Электроника*, **35**, с.809, 2005.
58. Murtz M., Frech B., Palm P., Lotze R., Urban W., “Tunable carbon monoxide overtone laser sideband system for precision spectroscopy from 2.6 to 4.1  $\mu\text{m}$ ”, // *Opt. Lett.*, **23**, p.58, 1998.
59. Urban W., “The CO-overtone laser a spectroscopic source in a most interesting wavelength region” in “Applied Laser Spectroscopy” ed. By W. Demtroder & M. Ingusico, Plenum, NY, p.127, 1990.
60. Urban W., “The carbon monoxide laser as Spectroscopic source” // *Laser und Optoelectronic*, **23**, (1), p.56, 1991.
61. Urban W., “Physics and spectroscopic applications of carbon monoxide lasers, a review”, // *Infrared Phys. and Technology*, **36**, (1), p. 465, 1995.
62. Sigrist M.W., “Trace gas monitoring by laser photoacoustic spectroscopy and related techniques”, // *Rev. of scientific instruments*, **74**, (1), p.486, 2003.
63. Иванов С.В. “Нелинейная колебательно-вращательная спектроскопия неравновесных многокомпонентных газов и ее применение в диагностике атмосферы”, *Диссертация ... д-ра. физ.-мат. наук*, Институте проблем лазерных и информационных технологий РАН, М., 2006.
64. Райзер Ю.П., Шнайдер М.Н., Яценко Н.А., «Высокочастотный емкостной разряд», М.: Изд-во Моск. физ.-техн. ин-та; Наука-Физматлит, 1995.
65. Udalov Y.B., Tskhai S.N., et al., Gas Laser – Recent Developments and Future Prospects. Ed. by W.J. Witteman and V.N. Ochkin. *NATO ASI Series 3: High Technology*, **10**, p.73, 1995.
66. Ilukhin B.I., Udalov Yu.B., Kochetov I.V., Ochkin V.N., Heeman-Ilieva M.B., Peters P.J.M. and Witteman W.J., “Theoretical and experimental investigation of a waveguide  $\text{CO}_2$  laser with radio-frequency excitation”, // *Appl. Phys., B*, **62**, p.113, 1996.

67. Xin J., Zhang W., Jiao W., “Radio frequency discharge excited diffusively cooled kilowatt carbon monoxide slab waveguide laser with a three mirror resonator”, // *Appl. Phys. Lett.*, **75**, p.1369, 1999.
68. Kanazawa H., Uehara M., Matsuzaka F., Kasuja, K., “Characteristics of a transverse-flow CO laser excited by RF-Discharge”, // *IEEE J. Quantum Electronics*, **QE-30**, p.1448, 1994.
69. Hall D. R., and Baker H.J. “Diffusion-cooled large surface area CO<sub>2</sub>/CO lasers”, *Proc. SPIE*, **2502**, p12, 1995.
70. Бон В., фон Бюлов Х., Дасс Ш., Ионин А.А., Климачев Ю.М., Котков А.А., Макайвер Д.К, Маккорд Д.Е., Селезнев Л.В., Сеницын Д.В., Тейт Р.Ф., Хагер Г.Д., “Мощный сверхзвуковой СО-лазер на основных и обертоновых переходах”, // *Квант. электроника*, **35** (12), с.1126, 2005.
71. Yu G., Baker H.J., Rodrigues N.A.S., and Hall D.R., “Compact high-efficiency carbon monoxide laser at 1 kW”, // *Applied Physics Letters*, **65**, (23), p.2904-2906, 1994.
72. Ветошкин С.В., Ионин А.А., Климачев Ю.М., Козлов А.Ю., Котков А.А., Рулев О.А., Селезнев Л.В., Сеницын Д.В., “Многочастотное лазерное зондирование активных сред СО:He, СО:N<sub>2</sub> и СО:O<sub>2</sub> в широкоапертурном импульсном усилителе”, *Препринт ФИАН*. №13. М., 2005.
73. Григорьев И.С., Мейлихов. Е.З., «Физические величины». Справочник. М., «Энергоатомиздат», 1991.
74. Звелто О. “Принципы лазеров”, М., “Мир”, 1990.
75. Sokoloff D.R., Sanchez A., Osgood R.M., Javan A. “Emission of laser harmonic-frequency mixing into 5 μm regions”, *Appl. Phys. Lett.*, **17** p.257, 1970.
76. Shniffner G., Klement E. “Calculation of improved <sup>12</sup>C<sup>16</sup>O molecular constants and vibrational-rotational transitions of CO”, *Appl. Phys. Lett.*, **6** p.199, 1975.
77. Guelachvili G., de Villeneuve D., Farrenq R., Urban W., Verges J., “Dunham coefficients for seven isotopic species of CO”, // *J. Molec. Spectrosc.* **98**(1), p.64, 1983.
78. Rothman L.S., Jacquemart D., Barbe A., Benner D. Chris, Birk M., Brown L.R., Carleer M.R., Chackerian C., Chance K. Jr, Coudert L.H., Dana V., Devi V.M., Flaud J.-M, Gamache R.R., Goldman A., Hartmann J.-M., Jucks K.W., Maki A.G., Mandin J.-Y., Massie S.T., Orphal J., Perrin A., Rinsland C.P., Smith M.A.H., Tennyson J., Tolchenov R.N., Toth R.A., Vander Auwera J., Varanasi P., Wagner G., “The *HITRAN* 2004 Molecular Spectroscopic Database”, // *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **96**, p.139, 2005.
79. Schulz G.L. In: “Electron Molecule Scattering”, ed. By Brown, Willey, New York, Chap.1, 1979.

80. Treanor C.E., Rich J.W., Rehm R.G., "Vibrational relaxation of anharmonic oscillators with exchange-dominated collisions", // *J. Chem. Phys.*, **48**, p.1798, 1968.
81. Гордиец Б.Ф., Осипов А.И., Шелепин Л.А., «Кинетические процессы в газах и молекулярные лазеры», М., Наука, 1980.
82. Schwartz R.N., Slawsky Z.I., Herzfeld K.F. "Calculation of vibrational relaxation time in gases", *J.Chem.Phys.*, **20**, p.1591, 1952.
83. Smith N.S., Hassan H.A. "Power calculation for high-flow CO electric discharge laser system", *AIAA Journal*, **14**, p.374, 1976.
84. Osgood R.M.Jr. and Eppers W.C. Jr., "High power CO-N<sub>2</sub>-He laser", // *Appl. Phys. Lett.*, **13**, p.409, 1968.
85. Vetoshkin S.V., Ionin A.A., Klimachev Yu.M., Kotkov A.A., Kozlov A.Yu., Rulev O.A., Seleznev L.V., Sinitsyn D.V., "Multiline Laser Probing for Active Media CO:He, CO:N<sub>2</sub>, and CO:O<sub>2</sub> in Wide-Aperture Pulsed Amplifier", // *Journal of Russian Laser Research*, **27** (1), p.33-69, 2006.
86. Javan A., Bennett W.R., Herriot D.R., "Population inversion and continuous optical maser oscillation in a gas discharge containing a He-Ne mixture", // *Phys. Rev. Lett.*, **6**, (3), p.106, 1961.
87. Patel C.K.N., "Selective excitation through vibrational energy transfer and optical maser action in N<sub>2</sub>-CO<sub>2</sub>", // *Phys. Rev. Lett.*, **13**, p.617, 1964.
88. He D., Hall D.R., "Frequency dependence in RF discharge excited waveguide CO<sub>2</sub> lasers", // *IEEE J. Quantum Electron.* **20** (5), p.509, 1984.
89. Акимов А.Г., Коба А.В., Липатов Н.И., Минеев А.П., Пашинин П.П., Прохоров А.М., "Влияние частоты, возбуждающего поля на работу волноводного СО<sub>2</sub>-лазера с ВЧ накачкой", // *Квант, электрон.*, **16**, с.938, 1989.
90. Яценко Н.А., "ВЧ емкостной разряд: формы его существования и применение в лазерах" Ин-т. выс. темп. РАН, 1991.
91. Ehrlichmann D., Habich V., Plum H.-D. "Diffusion-cooled CO<sub>2</sub> laser with coaxial high frequency excitation and internal axicon", // *J. Phys. D*, **26**, p.183, 1993.
92. Heemanlieva M.B., Udalov Y.B., Witteman W.J., Peters P.J.M., Hoen K., Ochkin V.N., "RF Excited 1.1 W/Cm Wave-Guide CO<sub>2</sub>-Laser", // *J. Appl. Phys.*, **74** (7), p.4786, 1993.
93. Kozgunov S. V., Novgorodov M. Z., Smirnova E. P. "A Compact RF-Excited Slotted CO<sub>2</sub> Laser with an Unstable Cavity", // *Laser Phys.*, **3** (1), p.84, 1993.
94. Ochkin V.N., Witteman W.J., Ilukhin B.I., Kochetov I.V., Peters P.J.M., Udalov Y.B., Tskhai S.N., "Influence of the electric field frequency on the performance of a RF excited CO<sub>2</sub> waveguide laser", // *Applied Physics B-Lasers And Optics*, **63** (6), p.575, 1996.

95. Минеев А.П., Нефедов С.М., Пашинин П.П., “Высокочастотный планарный CO<sub>2</sub>-лазер с полностью металлической электродно-волноводной структурой и неустойчивым резонатором”, // *Квант. электрон.*, **36** (7), с.656, 2006.
96. Минеев А.П., Нефедов С.М., Пашинин П.П., Гончаров П.А., Киселев В.В., Дроздов А.П., “Применение высокочастотного разряда для накачки планарных инфракрасных лазеров”, // *Вестник Казанского технологического университета*, №15, с.40-43, 2011.
97. Бойко А.В., Негрийко А.М., Яценко Л.П., "Асимметрия резонансов насыщенного поглощения в He — Ne/<sup>127</sup>I<sub>2</sub>-лазерах с накачкой поперечным ВЧ разрядом", *Квант. электрон.*, **28** (8), с.151, 1999.
98. Udalov Y.B., Peters P.J.M., Heeman - Ilieva M.B., Ernst F.H.J., Ochkin V.N. and Witteman W.J., “New continuous wave infrared Ar - Xe laser at intermediate gas pressures pumped by a transverse radio frequency discharge”, // *Appl. Phys. Lett.*, **63**, p.721, 1993.
99. Tskhai S.N., Udalov Y.B., Peters P.J.M., Witteman W.J., Ochkin V.N., “Spectral investigation of cw RF-pumped atomic Xe laser with a slab geometry“, // *Applied Physics B-Lasers And Optics*, **62** (1), p.11, 1996.
100. Минеев А.П., Дроздов А.П., Нефедов С.М., Пашинин П.П., Гончаров П.А., Киселев В.В., "Планарный Хе-лазер с непрерывной высокочастотной накачкой", *Квант. электрон.*, **42** (7), с.575, 2012.
101. Михалевский В.С., Толмачев Г.Н., Хасилев В.Я., “Оптимизация условий возбуждения He-Cd-лазера с поперечным высокочастотным разрядом”, *Квант. Электроника*, **7** (7), с. 1537, 1980.
102. Герасимчук А.Г., Корнилов С.Т., Проценко Е.Д., Тымпер С.И., “Волноводный СО-лазер с высокочастотным возбуждением”, // *Квант. электроника*, **12**, (9), с.1783–1785 1985.
103. Pearson G.N., Hall D.R., “Carbon monoxide laser excited by radio-frequency discharge”, *Appl. Phys. Lett.*, **50** (18), p.1222, 1987.
104. Yatsiv S., Gabay A., Sierman B., Sintov Y., “Performance of CO<sub>2</sub> and CO diffusively cooled RF-excited strip-line lasers with different electrode materials and gas composition”, // *SPIE*, **1397**, p.319, 1991.
105. Zhao H., Baker H.J., Hall D.R., “Area scaling in slab RF - excited carbon monoxide lasers”, // *Appl Phys. Lett.* **59**, p.1281, 1991.
106. Смит Н.С., Хассан Х.А., “Расчет мощности в быстропротекающих электроразрядных лазерных системах на СО”, // *Ракетн. техн. и космонавтика*, **14** (3), с.105, 1976.
107. Шарков В.Ф., Дымшиц Б.М., Григорьян Г.М., Иванов Г.В., Корецкий Я.П., Кочетов И.В., Ламонов В.М., Певгов В.Г., “Газоразрядный СО лазер с высоким удельным энергоъемом”, // *Квант. электрон.*, **4** (8), с.1824, 1977.

108. Klosterman E.L., Byron S.R., “Electrical and laser diagnostics of an 80-kW supersonic cw CO electric laser”, // *J. Appl. Phys.* **50**, (8), p.5168, 1979.
109. Горшков И.И., Ионин А.А., Котков А.А., Сажина Н.Н., Сеницын Д.В., Фролов К.К. “Электроионизационный СО лазер с охлаждением в сверхзвуковом потоке” // *Краткие сообщения по физике*, Вып.5, с.31, 1989.
110. Головин А.С., Гурашвили В.А., Кочетов И.В., Кузьмин В.Н., Курносков А.К., Напартович А.П., Туркин Н.Г. “Непрерывный электроионизационный СО-лазер с дозвуковым потоком рабочей смеси”, // *Квант. электрон.* **23**, (5), с.405, 1996.
111. Александров Б.С., Белавин В.А., Дымшиц Б.М., Корецкий Я.П., “Энергетические и спектральные характеристики сверхзвукового электроионизационного СО лазера на первом колебательном оберitone и в режиме селекции”, // *Квант. электрон.*, **24**, №(7), с.601, 1997.
112. Kodama Yu., Sato H., “Transient behaviors of output power in fast-axial flow-type CO laser”, // *IEEE J. Quant. Electron.*, **QE-34**, (2), p.241, 1998.
113. McCord J. E., Tate R. F., Dass S., Hager G. D., Ionin A. A., Seleznev L. V., Bohn W. L., von Bülow H., McIver J. K., “Supersonic RF discharge CO laser operating in fundamental ( $\Delta=1$ ) and overtone ( $\Delta=2$ ) spectral bands” // *Proc. SPIE*, **5448**, p.379, 2004.
114. Яценко Н.А., *Диссертация ... канд. физ.-мат. наук* Моск. физ.-техн. ин-та, 1978.
115. Yatsenko N.A., // in *Proc. XIV Int. Conf. on Coherent and Nonlinear Optics* (Leningrad, 1991) **2**, p.52, 1991.
116. Colley A.D., Villarreal F., Baker H.J., Hall D.R., “High brightness slab waveguide carbon monoxide laser”. *Appl. Phys. Lett.*, **64**, p.2916, 1994.
117. Colley A.D., Villarreal F., Cameron A.A., et al., “High power CW molecular gas laser using narrow gap slab waveguides”. *Gas Laser – Recent Developments and Future Prospects*. Edited by W. J. Witteman and V. N. Ochkin. *NATO ASI Series 3: High Technology*, **10**, p.89 1995.
118. Villarreal F., Wendland J.J., Hall D.R., Baker H.J., “Pulsed operation of a 300W RF discharge excited planar waveguide CO laser with room temperature coolant”, *Proc. SPIE*, **5120**, p.44, 2003.
119. Mineev A.P., Nefedov S.M., Pashinin P.P., Goncharov P.A., Kiselev V.V., “Radio frequency excited planar CO<sub>2</sub> and CO lasers”, // *Proc. SPIE*, **7994**, p.799402, 2011.
120. Игнатов Н.А., Огарь М.А., Минеев А.П., Нефёдов С.М., “Работа СО-лазера с ВЧ-накачкой при охлаждении электродов проточной водой комнатной температуры”, // *Успехи Современной Радиоэлектроники*, №2, с.145-149, 2016.
121. Mineev A.P., Nefedov S.M., Pashinin P.P., Goncharov P.A., Kiselev V.V., “Optimization of the parameters of gas-discharge active medium and optical resonator of RF excited planar CO-



- laser at room temperature”, Proc. of 2016 International Conference “Laser Optics”, R2-13, 2016. DOI: 10.1109/LO.2016.7549698.
122. Jianguo X., Wang Z., Wentao J., “Radio frequency discharge excited diffusively cooled kilowatt carbon monoxide slab waveguide laser with a three mirror resonator”, *Appl. Phys. Lett.*, **75**, p.1369, 1999.
  123. Von Bülow H., Zeifang E., “Supersonic CO laser with RF excitation”, *Rev. Sci. Instr.*, **64**, p.1764, 1993.
  124. Uehara M., Kanazawa H., Kasuya K., "Recent studies of high power CO laser under room temperature operation", *Proc. SPIE*, **2502**, p.38, 1995.
  125. Волченко В.И., Егоров Н.П., Комаров В.Н., Куприянов С.Е., Очкин В.Н., Соболев Н.Н., Трубочев Э.А., “О влиянии реакции горения углерода на возбуждение колебательных уровней в плазме разряда СО-лазера”, // *Квантовая электроника*, **3**, (10), с.2156-2160, 1976.
  126. Ветошкин С.В., Ионин А.А., Климачев Ю.М., Козлов А.Ю., Котков А.А., Рулев О.А., Селезнев Л.В., Сеницын Д.В., Динамика коэффициента усиления в импульсном лазерном усилителе на газовых смесях СО—He, СО—N<sub>2</sub> и СО—O<sub>2</sub>, // *Квант. электроника*, **37**, (2), с.111, 2007.
  127. Ионин А.А., Климачев Ю.М., Козлов А.Ю., Котков А.А., Селезнев Л.В., “Импульсный электроионизационный СО-лазер на кислородсодержащих газовых смесях”, *Квант. электроника*, **38** (2), с.115, 2008.
  128. Ионин А.А., Климачев Ю.М., Козлов А.Ю., Котков А.А., Курносков А.К., Напартович А.П., Шнырев С.Л., “Влияние малых добавок кислорода на временную динамику коэффициента усиления слабого сигнала в активной среде импульсного электроионизационного СО-лазера”, *Квант. электроника*, **38** (9), с.833, 2008.
  129. Grigoryan G. M. Kochetov I.V., Kurnosov A.K., “Vibrational distributions of CO molecules in a dc discharge in the presence of molecular oxygen admixture”, // *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **43**, p.085201, 2010.
  130. Ионин А.А., Киняевский И.О., Климачев Ю.М., Котков А.А., “Конверсия частоты излучения молекулярных газовых ИК лазеров в нелинейных кристаллах (обзор)”, // *Оптика и спектроскопия*, **119**, (3), с. 27, 2015.
  131. Osgood R.M., Jr., Nichols E.R., Eppers W.C., Jr., “Q-switching of the carbon monoxide laser”, *Appl. Phys. Lett.*, **15**, p.69, 1969.
  132. Дубровина И.В., Очкин В.Н., Соболев Н.Н., “Спектральные и энергетические характеристики лазера на окиси углерода без прокачки газа”, // *Квантовая электроника*, **1**, (8), с.1851-1853, 1974.

133. Ионин А.А., Климачев Ю.М., Кобза Г., Синицын Д.В., “Импульсный частотно-селективный перестраиваемый СО лазер с модуляцией добротности резонатора”, // *Квантовая электроника*, **24** (3), с.195, 1997.
134. Nurmikko A.V., “Mode locking of a TEA CO laser”, // *Appl. Phys. Lett*, **25** (8), p.465, 1974.
135. Nurmikko A.V., “Forced mode locking of a single-line high-pressure CO laser”, // *J. Appl. Phys.*, **46** (5), p.2153, 1975.
136. Ionin A.A., Klimachev Y.M., Kotkov A.A., Kozlov A.Yu., Seleznev L.V., Sinitsyn D.V., “Carbon monoxide laser emitting nanosecond pulses with 10 MHz repetition rate”, *Optics Communications*, **282**, p.294, 2009.
137. Bonczyk P.A., “Passive Q switching of a CO laser by nitric oxide”, // *J. Appl. Phys.*, **44** (9), p. 4251, 1973.
138. Budilova O.V., Ionin A.A., Kinyaevskiy I.O., Klimachev Yu.M., Kotkov A.A., Kozlov A.Yu., “Mode-locked and Q-switched carbon monoxide laser system”, *Optics Communications*, **345**, p.163, 2015.
139. Utkin Yu.G., Goshe M., Adamovich I.V., Rich J.W., “Compact overtone band carbon monoxide laser”, // *Optics Communications*, **263**, p.10, 2006.
140. Billing G.D., Coletti C., Kurnosov A.K., Napartovich A.P., “Sensitivity of molecular vibrational dynamics to energy exchange rate constants”, // *J.Phys.B: At.Mol.Opt.Phys.* **36**, (6), p.1175, 2003.
141. Бубякин Г.Б., Елецкий А.В., Папуловский В.Ф., “Лазер на окиси углерода”, *УФН*, **106**, вып.4, с.723, 1972.
142. Ионин А.А., Климачев Ю.М., Кочетов И.В., Напартович А.П., Рулев О.А., Селезнев Л.В., Синицын Д.В., “Генератор синглетного кислорода на основе щелевого высокочастотного разряда с поперечным протоком газа для электроразрядного кислород-йодного лазера”, // *Препринт ФИАН №14*, М., 2009.
143. Ionin A.A., Klimachev Yu.M., Kozlov A.Yu., Rulev O.A., Seleznev L.V., Sinitsyn D.V., “Cryogenic slab RF discharge: CO laser development, singlet delta oxygen production and XeO excitation”, *Technical program of «14 International Conference on Laser Optics 2010» 28 June - 02 July 2010, St.Petersburg, Russia*, p.41, 2010.
144. Волченко В.И., Егоров Н.П., Комаров В.Н., Куприянов С.Е., Очкин В.Н., Соболев Н.Н., Трубачев Э.А., “Масс-спектрометрическое исследование состава плазмы газового разряда СО лазера”, // *Препринт ФИАН, №96*, с.1-31, М. 1974.
145. Fisher E.R., Lightman A.J., “CO vibrational distributions in the presence of oxygen”, // *J. Appl. Phys.*, **49**, p.530, 1978.

146. Plönjes E., Palm P., Adamovich I., Rich W., “Ionization measurements in optically pumped discharges”, // *J. Phys. D.: Appl. Phys.*, **33**, p.2049, 2000.
147. Лунин В.В., Попович М.П., Ткаченко С.Н., Физическая химия озона. М.: Изд-во МГУ, 1998.
148. Caubet P., Dorthe G., “Origin of C<sub>2</sub> high-pressure bands observed in the products of a microwave discharge through CO”, *Chemical Physics Letters*, **218**, p.529-536, 1994.
149. Zubek M., Olszewski R., Wolinski P., “Electron impact excitation of the b<sup>3</sup>Σ<sup>+</sup> state of carbon monoxide in the energy region from threshold to 17 eV”, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, **30** p.L791-L795 (1997).
150. Olszewski R., Wolinski P., Zubek M., “Excitation of carbon monoxide by electron impact in the 8-17 eV energy range”, *Chem. Phys Lett.*, **297**, p. 537, 1998.
151. Mori S., Suzuki M., “Effect of oxygen and hydrogen addition on the low-temperature synthesis of carbon nanofibers using a low-temperature CO/Ar DC plasma”, *Diamond & Related Materials*, **17**, p.999-1002, 2008.
152. Mori S., Suzuki M., “Non-Catalytic, Low-Temperature Synthesis of Carbon Nanofibers by Plasma-Enhanced Chemical Vapor Deposition”, in “Nanofibers”, ed. by Ashok Kumar, INTECH, Croatia, p.295-302, 2010.
153. Соловецкий Д.И., Механизмы химических реакций в неравновесной плазме, М.: Наука, 1980.
154. Челибанов В.П., Казаков С.А., Лебедев С.Г., Рябцев С.В., Туренко А.А., “Совершенствование представлений по референтным и эквивалентным средствам измерений озона в газовой фазе” // Материалы первой всероссийской конференции «Озон и другие экологически чистые окислители. Наука и технологии», с.104, 2005.
155. Григорьян Г.М., Кочетов И.В., “Влияние малой примеси C<sub>3</sub>O<sub>2</sub> в низкотемпературной плазме на функцию распределения молекул СО по колебательным уровням”, // *Физика Плазмы*, **32**, (3), с.273-280, 2006.
156. Очкин В.Н., Савинов С.Ю., Соболев Н.Н., Трубачев Э.А., “Концентрация радикалов CN в плазме лазера на окиси углерода”, // *Квантовая электроника*, **1**, (3), с.573-578 1974.
157. Очкин В.Н., Соболев Н.Н., Трубачев Э.А., “Релаксация лазерных уровней в СО-лазере при столкновениях СО\*-CN”, // *Квантовая электроника*, **3**, (1), с.72-80, 1976.
158. Григорьян Г.М., Кочетов И.В., “Баланс молекул СО в плазме отпаянного СО-лазера” // *Физика плазмы*, **30** (8), с.1, 2004.