

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук

На правах рукописи



Казанцев Сергей Юрьевич

**ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ НЕЦЕПНЫЕ HF(DF) ЛАЗЕРЫ,
ИНИЦИИРУЕМЫЕ ОБЪЕМНЫМ САМОСТОЯТЕЛЬНЫМ
РАЗРЯДОМ**

01.04.21 – Лазерная физика

Диссертация на соискание ученой степени доктора
физико-математических наук

Научный консультант:
проф. В.В. Аполлонов

Москва – 2019

ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ	6
ГЛАВА 1. ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ HF(DF) ЛАЗЕРЫ НА НЕЦЕПНОЙ ХИМИЧЕСКОЙ РЕАКЦИИ (ОБЗОР ЛИТЕРАТУРЫ)	16
1.1 Химические HF(DF) лазеры. (Принцип работы и общая характеристика)	16
1.2 HF(DF) лазеры с инициированием нецепной химической реакции электрическим разрядом	23
1.3 Проблема увеличения энергетических характеристик нецепного HF лазера	26
1.4 Поиск методов формирования ОСР в рабочих смесях HF(DF) лазера	29
1.5 И-П нецепные HF(DF) лазеры с высокой частотой следования импульсов	33
ГЛАВА 2. САМОИНИЦИИРУЮЩИЙСЯ ОБЪЕМНЫЙ САМОСТОЯТЕЛЬНЫЙ РАЗРЯД В РАБОЧИХ СРЕДАХ НЕЦЕПНЫХ HF(DF) ЛАЗЕРОВ	39
2.1 СИОР в сильно электроотрицательных газах (методы получения и основные свойства)..	39
2.1.1 Описание экспериментальных установок и методик экспериментов	39
2.1.2 Общая характеристика СИОР	46
2.1.3 Влияние УФ подсветки на характеристики ОСР	48
2.1.4 Исследование устойчивости СИОР в SF ₆ и смесях на его основе	53
2.1.5 Динамика формирования СИОР	56
2.1.6 Факторы, влияющие на пространственную однородность СИОР в смесях SF ₆ с углеводородами	62
2.1.7 Влияние неоднородности электрического поля в промежутке на устойчивость СИОР	70
2.2 Численное моделирование СИОР в газовых смесях на основе SF ₆	72
2.2.1 Расчет характеристик СИОР в рабочих смесях HF лазера	73
2.2.2 Моделирование канальной структуры СИОР в SF ₆ и смесях на его основе	79
2.3 Качественный анализ механизмов ограничения плотности тока в диффузном канале в SF ₆	83
Выводы к главе 2.	85
ГЛАВА 3. ЭФФЕКТ ОГРАНИЧЕНИЯ ПЛОТНОСТИ ТОКА В ДИФФУЗНОМ КАНАЛЕ	87
3.1 Исследование характеристик одиночного диффузного канала в SF ₆ и смесях на его основе	87
3.1.1 Описание экспериментальных установок и методик экспериментов	87

3.1.2 Исследование характеристик одиночного диффузного канала неограниченного внешними стенками	90
3.1.3 Исследование характеристик диффузного канала, ограниченного внешними стенками	94
3.1.4 Численное моделирование ограниченного ОСР	104
3.1.5 Анализ результатов	105
3.2 Характеристики ОСР в условиях сильного заселения колебательно возбужденных состояний молекул SF ₆	106
3.2.1 Описание экспериментальной установки и методики эксперимента	107
3.2.2 Определение энергии CO ₂ лазера, поглощенной в РП	112
3.2.3 Исследование влияния излучения CO ₂ лазера на напряжение горения ОСР в SF ₆ и смесях на его основе	114
3.2.4 Роль процесса прилипания электронов к колебательно возбужденным молекулам SF ₆ в эффекте ограничения плотности тока	119
3.2.5 Анализ результатов	120
Выводы к Главе 3	121
ГЛАВА 4. МЕХАНИЗМЫ РАЗВИТИЯ ПЛАЗМЕННЫХ НЕУСТОЙЧИВОСТЕЙ СИОР В РАБОЧИХ СМЕСЯХ НЕЦЕПНОГО HF(DF) ЛАЗЕРА	123
4.1 Описание экспериментальной установки и методики эксперимента	123
4.2 Характеристики СИОР в SF ₆ и смесях на его основе при воздействии на разрядный промежуток излучения импульсного CO ₂ -лазера	126
4.2.1 Влияния излучения CO ₂ лазера на пространственную структуру и устойчивость СИОР в SF ₆ и смесях на его основе	126
4.2.2 СИОР в SF ₆ и смесях SF ₆ с C ₂ H ₆ в условиях развития ударно-волновых возмущений	131
4.2.3 Анализ результатов	141
4.3 Критическая напряженность электрического поля в SF ₆ и смесях SF ₆ с C ₂ H ₆ при высоких температурах	142
4.3.1 Экспериментальная установка и методика измерений	143
4.3.2 Анализ результатов экспериментов и их обсуждение	144
4.4 Отлипательная неустойчивость в активных средах электроразрядных нецепных HF(DF)-лазеров	152
4.4.1 Описание экспериментальной установки и результаты экспериментов	154
4.4.2 Нелинейный механизм развития ионизации в активных средах HF(DF)-лазеров	159

4.4.3 Самоорганизация плазмы ОСР при лазерном нагреве смесей на основе SF ₆	162
4.4.4 О механизме распространения проводящих каналов в SF ₆	163
4.4.5 Анализ результатов	164
Выводы к Главе 4	165
ГЛАВА 5. МОЩНЫЕ ИМПУЛЬСНЫЕ И ИМПУЛЬСНО-ПЕРИОДИЧЕСКИЕ НЕЦЕПНЫЕ HF(DF) ЛАЗЕРЫ	167
5.1 Нецепные электроразрядные HF(DF) лазеры с короткой длительностью разрядного импульса и малым объемом активной среды	167
5.1.1 Описание экспериментальной установки	168
5.1.2 Результаты экспериментов	169
5.2 Измерение расходимости излучения нецепного HF(DF) лазера, инициируемого СИОР. 173	
5.2.1 Методика измерения расходимости излучения и результаты экспериментов.....	174
5.3 Контроль ВФ HF(DF) лазеров методом тальбот-интерферометрии	175
5.3.1 Экспериментальная установка и методика экспериментов	178
5.3.2 Результаты экспериментов по исследованию возможности визуализации излучения нецепного HF(DF) лазера различными экранами	184
5.3.3 Анализ результатов	189
5.4 Импульсный нецепной HF лазер с энергией 400 Дж. Возможности масштабирования характеристик нецепных HF(DF) лазеров, возбуждаемых СИОР.....	190
5.4.1 Экспериментальная установка	190
5.4.2 Возможность масштабирования характеристик нецепных HF лазеров	191
5.4.3 И-П HF(DF) лазеры со средней мощностью свыше 1 кВт	197
5.5 Высокоэнергетические нецепные И-П HF(DF) лазеры с твердотельными генераторами накачки.	200
5.5.1 Экспериментальная установка	201
5.5.2 Экспериментальные результаты и их обсуждение	204
Выводы к Главе 5	206
ГЛАВА 6. ПРИМЕНЕНИЕ НЕЦЕПНЫХ HF(DF) ЛАЗЕРОВ	208
6.1 Основные области применений нецепных HF(DF) лазеров (краткий обзор литературы) 208	
6.2 Возможности расширения спектра генерации HF(DF) лазера	212
6.2.1 Кристаллы халькогенидов (ZnSe, ZnS), легированные ионами переходных металлов (Fe ²⁺)	214
6.2.2 Экспериментальная установка и методика измерений.....	217
6.2.3 Образцы кристаллических структур, использовавшихся в экспериментах	219

6.2.4 Результаты экспериментов и их обсуждение	219
6.2.5 Анализ результатов	225
Выводы к главе 6	226
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	227
СПИСОК ИСПОЛЬЗУЕМЫХ В ДИССЕРТАЦИИ СОКРАЩЕНИЙ.....	229
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ.....	230

ВВЕДЕНИЕ

Актуальность работы. В настоящее время, в спектральной области 2,6-4,1 мкм по энергетическим характеристикам (лазерная энергия в импульсе, средняя и импульсная мощность) и удобству работы химические HF(DF) лазеры на нецепной реакции, инициируемой объемным самостоятельным разрядом (ОСР), существенно превосходят другие типы лазеров. Спектр излучения DF лазера попадает в так называемое «окно прозрачности» атмосферы, в результате чего значительно увеличивается радиус зондирования. По электрофизическим характеристикам смеси электроразрядных HF и DF лазеров практически не отличаются, отличие проявляется в оптических параметрах – в смесях, содержащих тяжелый изотоп водорода, спектр генерации смещается в длинноволновую область ($\lambda=2,6\div 3,1$ мкм для HF лазера и $\lambda=3,6\div 4,1$ мкм для DF лазера). Спектр генерации нецепного DF лазера, ограничен в длинноволновой области по сравнению с химическими DF лазерами на цепной реакции, в спектре которых присутствуют линии генерации с λ до 5 мкм. Поскольку в спектральном интервале 4,5-4,8 мкм также имеется окно прозрачности атмосферы, то получение мощной генерации в спектральном интервале 4-5 мкм важно для многих специальных приложений.

Сегодня источники мощной лазерной генерации в спектральной области 3-5 мкм востребованы в различных областях науки и техники - дистанционное зондирование атмосферы, медицина, специальные применения и т.п. Для этих приложений требуются эффективные лазерные источники с высокими энергией в импульсе, импульсной и средней мощностью. Поэтому разработка физических основ создания высокоэнергетических, эффективных нецепных HF(DF) лазеров и лазерных комплексов на их основе, излучающих в спектральном интервале 2,6-5 мкм, является чрезвычайно актуальной задачей.

Основной целью диссертационной работы, являлось поиск новых принципов формирования ОСР для создания высокоэнергетических нецепных

HF(DF) лазеров, а также создание эффективных лазеров с высокими выходной энергией и мощностью излучения в спектральной области 2,6-5 мкм.

Поскольку понимание условий формирования однородного ОСР имеет определяющее значение при создании мощных электроразрядных нецепных HF(DF) лазеров, в диссертации были поставлены и решены следующие задачи исследований.

Задачи исследования

1. Изучить влияние условий формирования ОСР, газового состава, режима ввода энергии в газ на эффективность и энергию излучения нецепных HF(DF) лазеров.

2. Провести исследования ОСР в смесях нецепных HF(DF), включающие в себя исследование устойчивости и динамики развития ОСР, а также влияния газового состава и геометрии разрядного промежутка (РП) на его характеристики. На основании проведенных исследований выработать рекомендации к газовому составу и к методике получения ОСР в нецепных HF(DF) лазерах.

3. Разработать простые и надежные широкоапертурные нецепные HF(DF) лазеры и исследовать их характеристики.

4. Исследовать возможности расширения спектра генерации нецепного HF(DF) лазера с целью создания мощного источника излучения перестраиваемого в спектральной области 3-5 мкм.

Научная новизна работы состоит в исследовании физических основ формирования масштабируемого самоиницирующегося объемного разряда (СИОР) и создании высокоэнергетических широкоапертурных лазерных систем на его основе, а также в создании и исследовании лазеров, работающих на основе оптически возбуждаемых с помощью нецепного HF(DF) лазера кристаллических структур ZnSe и ZnS, легированных ионами железа в спектральной области 3,7-5 мкм.

Научная и практическая значимость результатов диссертационной работы заключается в том, что в ней:

- Впервые в SF_6 и смесях на его основе выявлена и исследована особая форма объемного разряда – СИОР. Показано, что формирование СИОР в сильно электроотрицательных газах происходит вследствие процессов самоорганизации диссипативных структур, представляющих собой диффузные плазменные каналы. Для получения СИОР не требуется предварительной ионизации газа.

Впервые в SF_6 и ряде других сильно электроотрицательных многоатомных газах, C_3F_8 , C_2HCl_3 , C_3H_7I , экспериментально обнаружен и исследован эффект ограничения плотности тока в диффузном канале, обуславливающий существование такой формы ОСР, как СИОР.

Показано, что при наличии на катоде мелкомасштабных неоднородностей (~ 50 мкм) в SF_6 и ряде других сильно электроотрицательных многоатомных газах C_3F_8 , C_2HCl_3 , C_3H_7I возможно получение СИОР с равномерным распределением энерговклада в объеме РП, что позволяет создавать чрезвычайно простые и компактные лазерные установки.

Впервые предложен новый подход к проблеме получения однородной газоразрядной плазмы в больших объемах, содержащих сильно электроотрицательные газы при средних давлениях, который позволил более чем в 40 раз увеличить энергию генерации нецепных HF(DF) лазеров, инициируемых ОСР.

Созданы импульсные нецепные HF(DF) лазеры с рекордными энергетическими характеристиками: $W_{out}=410$ Дж на HF и $W_{out}=330$ на DF (импульсная мощность $P_{out}=1,4$ ГВт на HF и $P_{out}=1,1$ ГВт на DF при электрическом КПД 4,3% и 3,4% соответственно).

Впервые получены температурные зависимости критической приведенной напряженности электрического поля $(E/N)_{cr}$ в недиссоциированном SF_6 и смесях $SF_6:C_2H_6$ в диапазоне температур $T=300-2400$ К.

Впервые созданы мощные лазерные системы, излучающие в спектральном диапазоне 4-5 мкм на основе оптически возбуждаемых с помощью нецепного HF(DF) лазера кристаллов ZnSe и ZnS, легированных ионами железа. Показано, что эффективность преобразования излучения накачки в кристаллической структуре ZnSe:Fe²⁺ при комнатной температуре составляет ~50%.

Результаты работы представляют интерес для понимания условий получения объемных разрядов в различных сильно электроотрицательных газах и могут быть использованы при создании, как мощных газовых лазеров, так и плазмохимических реакторов с большими объемами.

Достоверность полученных результатов обеспечивается высоким уровнем экспериментальной техники, созданием реально работающих устройств; применением современных теоретических представлений и методов обработки при анализе данных; хорошим согласием, полученных разными методами результатов, а также с имеющимися литературными данными.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. В сильно электроотрицательных многоатомных газах: SF₆, C₃F₈, C₂HCl₃, C₃H₇I и смесях на их основе проводимость неконтрагированного плазменного канала уменьшается при увеличении электрической энергии, вводимой в канал. В SF₆ и смесях на ее основе уменьшение проводимости неконтрагированного плазменного канала обусловлено совместным действием двух процессов: диссоциацией многоатомных молекул электронным ударом и электрон-ионной рекомбинацией.
2. В сильно электроотрицательных многоатомных газах: SF₆, C₃F₈, C₂HCl₃, C₃H₇I и смесях на их основе однородный объемный разряд (даже в условиях сильно неоднородного распределения электрического поля в РП) формируется без использования специальных устройств предыонизации за счет образования большого количества диффузных плазменных каналов и нестационарных самоорганизующихся процессов установления распределения плотности тока в них. Однородность СИОР повышается при использовании катодов с грубой

поверхностью, на которой присутствуют микронеровности с характерными размерами 50÷100 мкм.

3. Зажигание СИОР в рабочих средах нецепного HF(DF) лазера позволяет создать нецепные HF(DF) лазеры с выходной энергией более чем на порядок величины превышающей уровень, достигнутый в мире до проведения нашего исследования. Максимальная энергия излучения нецепного HF(DF) лазера, инициируемого СИОР, линейно растет с энергией, вводимой в рабочий объем при энергозкладах в плазму СИОР $w_{in}=0,5-2,5$ кДж·л⁻¹·атм⁻¹. Максимальная эффективность преобразования электрической энергии, введённой в плазму объемного разряда, в излучение нецепного HF лазера превышает 4% при энергии накачки $W_{in}=0,01÷10$ кДж.

4. Применение нецепного электроразрядного HF лазера для оптической накачки кристаллических структур ZnS:Fe²⁺ и ZnSe:Fe²⁺ позволяет создавать высокоэнергетические лазерные системы, эффективно излучающие в спектральном диапазоне 3,7-5 мкм при комнатной температуре: на поликристаллической структуре ZnSe:Fe²⁺ с энергией в импульсе более 1,5 Дж, импульсной мощностью свыше 6 МВт и эффективностью преобразования 48%; на кристаллической структуре ZnS:Fe²⁺ с энергией в импульсе 660 мДж и эффективностью преобразования свыше 26%.

5. В диапазоне температур $T=300-2400$ К приведенная напряженность электрического поля $(E/N)_{cr}$ в недиссоциированном SF₆ и смесях SF₆:C₂H₆=5:1 линейно растет с ростом температуры. Рост приведенной напряженности электрического поля $(E/N)_{cr}$ в недиссоциированных SF₆ и C₂HCl₃ при повышении температуры обусловлен увеличением скорости прилипания электронов к колебательно возбужденным молекулам SF₆ и C₂HCl₃.

6. Нагрев SF₆ и газовых смесей на его основе на 200÷2000 К приводит к расслоению ОСР и формированию плазменных неустойчивостей в объеме разряда. Снижение скорости процесса электрон-ионной рекомбинации вследствие локального повышения температуры у вершины плазменного канала,

прорастающего из катодного пятна (КП), приводит к контракции разряда в рабочих смесях нецепного HF(DF) лазера.

Апробация работы. Основные результаты работы докладывались и обсуждались на семинаре отдела колебаний Института Общей Физики РАН и на 29 Международных и Российских конференциях: (International Conference on Atomic and Molecular Pulsed Lasers (Tomsk, 1999 2001, 2007, 2015г.); Международная конференция по физике плазмы и плазменным технологиям (Минск, 1997, 2000, 2003, 2006, 2009, 2015г.); Конференция по физике газового разряда (Рязань, 1996, 1998, 2000 г и 2002г.); VIII International Conference on Gas Discharge and their Applications, GD-2000; International Symposium on Gas Flow and Chemical Lasers and High-Power Laser Conference (1998, 2000, 2004); Int. Conf. High-Power Lasers in Energy Engineering, (Osaka, 1999); Conference on Laser Optics, (St-Petersburg, Russia, 2000, 2010, 2012); XXV International Conference on Phenomena in Ionized Gases, ICPIG-2001; International Conference on Lasers 96-99, Laser Interaction with Matter International Symposium» (LIMIS 2010), Международная (Звенигородская) конференция по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу, (Звенигород, 2007, 2008, 2009, 2010, 2011, 2012, 2013, 2014).

Публикации. По материалам исследования сделано 90 публикаций, из которых 60 статей опубликованы в изданиях определенных ВАК РФ, из него 51 статья опубликованы в ведущих рецензируемых научных журналах, входящих в международную библиографическую базу WoS, 1 патент на изобретение РФ; 18 работ опубликовано в трудах всероссийских и международных конференций.

Диссертационная работа выполнена в отделе мощных лазеров ИОФ РАН (до 2003г.) и в отделе колебаний ИОФ РАН (лаборатория физики импульсных газоразрядных лазеров)). Результаты исследований получены при частичной поддержке грантов РФФИ: №05-08-33704а «Объемный самостоятельный разряд в сильно электроотрицательных газах и его применения в различных электрофизических устройствах»; № 06-08-00568а «Критическое электрическое

поле в колебательно возбужденном SF_6 и смесях на его основе»; №08-08-00242а «Объемный самостоятельный разряд в сильно электроотрицательных газах в условиях ударно-волновых возмущений, вызванных лазерным нагревом среды»; №09-02-00475-а «Исследование физики формирования рабочих сред электрохимических нецепных HF(DF) лазеров»; №15-02-06005-а «Исследование возможности расширения спектра генерации нецепного HF(DF) лазера».

Личный вклад автора.

Диссертационная работа является результатом многолетней работы автора в лаборатории «Физика импульсных газоразрядных лазеров» отдела МЛ до 2003г и отдела колебаний Института общей физики им. А.М. Прохорова РАН и представляет собой обобщение работ автора, выполненных совместно с сотрудниками ИОФ РАН. Коллективный характер экспериментальных работ обусловил публикацию полученных результатов в соавторстве с коллегами. Цели и задачи исследования определялись либо лично автором или при его участии. Автор настоящей работы принимал непосредственное участие в разработке методов исследования, проведении экспериментов, создании расчетных программ и обработке полученных результатов. Анализ, обобщение результатов и формулирование выводов работы проводились лично автором.

Все основные результаты работы получены автором лично, либо при его непосредственном участии. Основные работы выполнены в соавторстве с проф. Аполлоновым В.В. и Фирсовым К.Н., а также другими сотрудниками Института общей физики РАН (Кононов И.Г., Марченко В.М., Нефедов С.М., Орешкин В.Ф., Подлесных С.В., Сайфулин А.В.), которые принимали участие и оказывали помощь в проведении отдельных исследований. Часть экспериментальных исследований импульсно-периодического (И-П) режима работы нецепных HF(DF) лазеров, выполнена совместно с сотрудниками РФЯЦ ВНИИЭФ (Великанов С.Д., Гаранин С.Г., Домажиров А.П., Зарецкий Н.А., Кодола Б.Е., Комаров Ю.В., Сивачев А.А., Щуров В.В., Юткин И.М.); сотрудниками НПО «ФИД-техника» (Ефанов В.М., Ефанов М.В., Ярин П.М.) и сотрудниками ФГУП «ГНИИЛЦ РФ

«Радуга» (Булаев В.Д., Гусев В.С., Лысенко С.Л. и Познышев А.Н.). Работы по изучению лазерных характеристик поликристаллических структур ZnSe и ZnS, легированных ионами железа была выполнена совместно с сотрудниками ИХВВ РАН (Гаврищук Е.М., Иконников В.Б., Котерева Н.А., Можевитина Е.Н., Родин С.А., Савин Д.И., Тимофеева Н.А.), которые предоставляли образцы для исследований и участвовали в анализе и обсуждении результатов работы. Отдельные работы выполнены совместно с сотрудниками НПО АЛМАЗ и «Астрофизика» (Игнатъев А.Б., Феофилактов В.А., Роголин В.Е.). Часть исследований физики разряда в смесях, содержащих сильно электроотрицательные газы, проводились в творческом содружестве с сотрудником ОИВТ РАН. А.А. Белевцевым. Во всех случаях цитирования результатов исследований других авторов в диссертации приведены ссылки на источники информации.

Структура и объем диссертации. Диссертационная работа состоит из введения, шести глав, заключения и списка цитированной литературы. Общий объем диссертации составляет 253 страницы, включая 135 рисунков, 4 таблицы и библиографию из 223 наименований.

ОСНОВНОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении обосновывается актуальность темы исследований, сформулированы цель, задачи и основные научные положения диссертационной работы. Отмечена новизна и практическая ценность полученных в диссертации результатов. Кратко изложено содержание глав диссертации.

В первой главе содержится обзор работ, посвященных созданию высокоэнергетических нецепных электроразрядных HF(DF) лазеров и возможностям расширения их спектра генерации. Проанализированы составы рабочей среды, на которых достигаются максимальные КПД. Показано, что наиболее эффективным донором атомов фтора является SF₆. На основании литературных данных проанализированы возможности управления спектром генерации HF(DF) лазера и возможности получения генерации в более широком

спектральном диапазоне. Изучены методы получения ОСР и электрические схемы для их реализации, позволившие достичь максимальных энергетических характеристик нецепных HF(DF) лазеров. Особое внимание при поиске уделялось возможности масштабирования установок на основе этих методов. На основании проведенного анализа выявлено несколько особенностей формирования ОСР в средах нецепных HF лазеров и сделан вывод о том, что при создании высокоэнергетических лазеров традиционные методы осуществления ОСР, разработанные в основном для CO₂ лазеров с накачкой поперечным разрядом, имеют крайне ограниченное применение в случае электроразрядных HF(DF) лазеров с большими апертурами.

Во второй главе представлены результаты исследования СИОР в газовых смесях на основе SF₆, из которых следует, что разряд имеет принципиально струйную структуру (представляет набор перекрывающихся диффузных каналов), а совокупность наблюдаемых особенностей развития СИОР обусловлена существованием процессов, ограничивающих ток в отдельном канале (эффект ограничения плотности тока). Представлены численные модели, которые позволяют производить расчет характеристик ОСР в рабочих смесях нецепного HF(DF) лазера, а также качественно исследовать динамику формирования СИОР.

В третьей главе диссертации приводятся результаты исследований плазмы одиночного диффузного канала в SF₆ и смесях SF₆ с углеводородами. Исследуются механизмы, позволяющие получать СИОР в рабочих смесях HF(DF) лазера без использования специальных устройств предыонизации. Обсуждаются общие закономерности формирования ОСР в SF₆ и смесей на его основе.

В четвертой главе приведены результаты исследований влияния импульсного лазерного нагрева газа на характеристики СИОР в газовых смесях на основе SF₆ и проанализирован процесс развития отлипательной неустойчивости в активных средах электроразрядных нецепных HF(DF)-лазеров вследствие отрыва электронов от отрицательных ионов электронным ударом.

В пятой главе диссертации приводятся результаты исследований характеристик нецепных HF(DF) лазеров инициируемых СИОР. Обсуждаются проблемы создания нецепных HF(DF) лазеров килоджоульного уровня и И-П лазеров, работающих с высокой частотой следования импульсов. Представлены результаты исследования возможности контроля волнового фронта (ВФ) излучения нецепных HF(DF) лазеров с помощью методов Тальбо-интерферометрии.

В шестой главе приводятся результаты исследований, выполненных с применением созданных нецепных HF(DF) лазеров. Представлена концепция создания мощных лазерных систем, излучающих в спектральной области 3-5 мкм на основе кристаллических структур – ZnSe и ZnS, легированных ионами железа при накачке И-П нецепным HF лазером.

В заключении перечислены основные результаты работы.

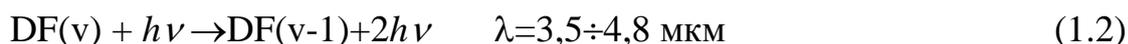
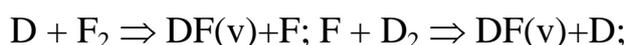
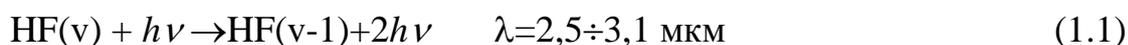
Представленная работа заканчивается библиографическим списком цитированных исследований.

ГЛАВА 1. ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ HF(DF) ЛАЗЕРЫ НА НЕЦЕПНОЙ ХИМИЧЕСКОЙ РЕАКЦИИ (ОБЗОР ЛИТЕРАТУРЫ)

В настоящей главе проанализированы методы и подходы, которые использовались при создании импульсных и И-П нецепных HF(DF) лазеров с высокой энергией излучения.

1.1 Химические HF(DF) лазеры. (Принцип работы и общая характеристика)

С открытием химических лазеров (ХЛ) на них возлагались большие надежды. Они были связаны с возможностями их использования в различных областях, главным образом, в сфере военных применений, в энергетике, в создании лазерных двигателей и т.п., т.е. в тех областях, где необходимы лазерные пучки с низкой расходимостью и экстремально высокими энергетическими характеристиками [1-4]. Отличительной особенностью ХЛ является возможность получения лазерной энергии с эффективностью выше 100%, т.е. излучаемая энергия может в несколько раз превышать энергию, затраченную на инициирование химической реакции. Классическим примером такого лазера является цепной HF(DF) лазер, в котором генерация в среднем ИК диапазоне возникает на колебательно-вращательных переходах молекулы HF(DF), образующейся при взаимодействии газообразного фтора с водородом (дейтерием). Характерные реакции, протекающих процессов приведены ниже:



Энергетические характеристики ХЛ являются рекордными среди всего класса газовых лазеров. Дополнительным фактором, который стимулировал развитие исследований HF(DF) лазера, являлось то, что излучение DF лазера мало поглощается атмосферными газами (попадает в окно прозрачности атмосферы)

(рис.1.1). На рисунке 1.1 показана зависимость пропускания атмосферы от длины волны излучения [5].

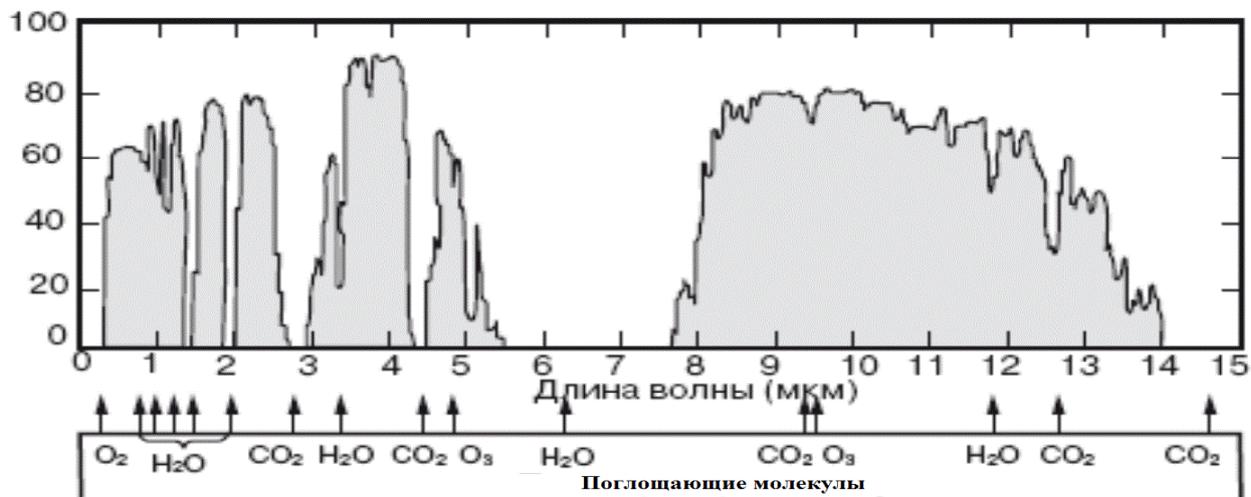


Рисунок 1.1. Пропускание приземного слоя атмосферы (15°C, влажность 40%). Заштрихованные области – окна прозрачности атмосферы [5, 6].

Вследствие высокого интереса к DF-лазеру со стороны военно-промышленного комплекса [6, 7], к началу этого века уже были созданы лазерные комплексы мегаваттного уровня, в том числе и в мобильном исполнении [8]. Главным недостатком цепных ХЛ, сильно ограничивающим их область применений, является высокая токсичность и взрывоопасность исходных компонентов. Именно из-за этого работать с цепными HF(DF) лазерами возможно только на специально оборудованных площадках. Другим значительным недостатком цепных ХЛ являются сложности реализации И-П режима, особенно, когда для ряда приложений требуется работа с высокой частотой следования импульсов (~100 Гц и более). В тоже время, лазеры на нецепных реакциях лишены перечисленных выше недостатков [3, 9]. Эффективность и энергетические параметры нецепных HF(DF) лазеров не такие высокие, как у цепных аналогов, но спектр генерации так же лежит в среднем ИК диапазоне ($\lambda=2,6\div3$ мкм для HF лазера и $\lambda=3,6\div4,1$ мкм для DF лазера), при этом они безопаснее и удобнее в работе. Первые работы, в которых описано получение генерации нецепных лазеров на колебательно-вращательных переходах молекул

HF и DF, появились в 1967 году [10, 11], т.е. задолго до того, как были созданы ХЛ на цепных реакциях. В течение последующих 50 лет интерес к нецепным HF(DF) лазерам был неустойчивым. Периоды резкого увеличения количества публикаций, посвященных исследованиям HF(DF) лазера (или их применениям), чередовались периодами спада, когда активность исследовательских групп в этой области заметно снижалась. Неравномерность активности научных групп, работающих в области нецепных HF(DF) ХЛ, обусловлена несколькими причинами. Во-первых, прогресс в разработке таких лазеров требовал для своего решения более глубокого понимания физических процессов, протекающих в газоразрядной плазме, применения новых подходов, развития технологий или разработки новой элементной базы. Вторая причина связана с успехами в области создания твердотельных лазеров, которые давали надежду на получение сравнимых энергетических характеристик, в том числе и в спектральной области 2,7-4,5 мкм. Именно с этим связано снижение уровня финансирования других направлений исследований. Однако, и сегодня в спектральной области 2,6-4,2 мкм по энергетическим характеристикам - энергия в импульсе, импульсная и средняя мощность, нецепные HF(DF) лазеры по-прежнему существенно превосходят твердотельные лазеры.

Принцип действия нецепного HF(DF) ХЛ основан на том, что в рабочей среде лазера, представляющей собой стабильную смесь фтор- и водородсодержащих (дейтерийсодержащих) газов, за счет подвода энергии от внешнего источника инициируется нецепная реакция. Молекулы исходных веществ диссоциируют с образованием химически активных центров (атомов фтора), реакционная способность которых во много раз превышает реакционную способность исходных веществ. В результате наработки атомов фтора в рабочем объеме становится возможным протекание химической реакции с образованием молекул HF(DF) в колебательно-возбужденном состоянии [3, 9]. В нецепном лазере активные центры образуются только за счет внешнего источника энергии,

а после прекращения подвода энергии химическая реакция быстро затухает [12].

В упрощенном виде указанные процессы можно записать следующим образом:

1) $W + AF \rightarrow A + F$ – диссоциация фторсодержащего компонента AF за счет подвода от внешнего источника энергии W .

2) $F + RH(RD) \rightarrow HF^*(DF^*) + R$ – взаимодействие атомов F с водород- или дейтерийсодержащим компонентом $RH(RD)$, в результате которого образуется колебательно-возбужденная молекула $HF(n)$ (либо $DF(n)$), где n – колебательное квантовое число ($n > 0$).

3) $h\nu + HF(n) \rightarrow HF(n-1) + 2h\nu$ – излучение кванта света.

В качестве рабочей среды нецепного лазера, в основном, используют смесь SF_6 с водородом (дейтерием). SF_6 – это нетоксичное, химически стабильное соединение, которое применяется в пожарном деле как газ-пламегаситель, а в высоковольтной технике в качестве газовой электроизоляции [13]. Реакции в газовой смеси $SF_6:H_2(D_2)$ становятся возможными только после того, как за счет внешнего источника энергии молекулы SF_6 диссоциируют с образованием атомов фтора.

Принципиальная схема И-П нецепного $HF(DF)$ лазера показана на рис.1.2. Поток нереагирующих газов прокачивается через лазерную зону 2, где от внешнего источника энергии инициируется нецепная химическая реакция. Протекание реакций в этой смеси, возможно, только пока идет наработка атомов фтора. После лазерной зоны смесь прокачивается через фильтр 3, на котором осаждаются молекулы $HF(DF)$ и продукты диссоциации SF_6 , а смесь снова поступает в лазерную зону. Степень диссоциации в лазерной зоне, как правило, не превышает 5%, поэтому расход газа за один цикл незначителен (в реальных лазерах, обычно, объем лазерной камеры значительно превышает объем лазерной зоны) [9]. При длительной работе с высокой частотой следования импульсов в нецепном $HF(DF)$ лазере осуществляется непрерывная подача свежей смеси для компенсации, прореагировавших компонентов.

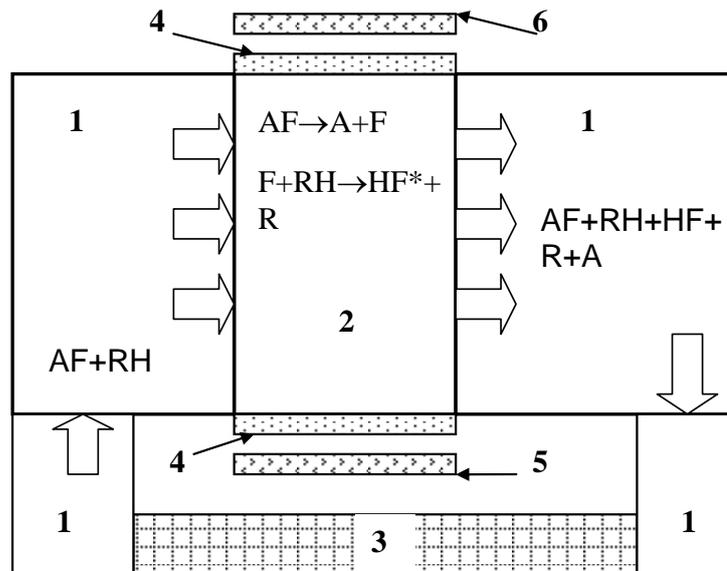


Рисунок 1.2 Схема И-П нецепного HF(DF) лазера: 1 – камера; 2 – лазерная зона, где с помощью внешнего источника энергии вызывают диссоциацию фторсодержащего компонента; 3 – фильтр для связывания HF(DF); 4 – окна для вывода излучения в резонатор; 5, 6 – резонаторные зеркала.

Для нецепных HF(DF) лазеров характерны большие значения коэффициента усиления, при этом генерация идет по каскадному механизму, т.е. нижний лазерный уровень предыдущего перехода является верхним для следующего [14]. Например, в электроразрядном HF лазере на смесях $\text{SF}_6:\text{H}_2$ наблюдаются переходы в колебательных полосах $n=3 \rightarrow n=2$, $n=2 \rightarrow n=1$, $n=1 \rightarrow n=0$ [3]. В связи с этим лазер имеет достаточно сложный спектр выходного излучения, который представляет собой большое количество близко расположенных линий, отвечающих разным вращательным числам колебательных переходов [2, 10]. На рис.1.3. показан типичный спектр генерации химического DF лазера [15]. (Спектр нецепного лазера, обычно, беднее [3], но в зависимости от конкретной реализации в спектральной области до 4,1 мкм аналогичен спектру генерации лазера, показанному на рис.1.3). При использовании селективного зеркала резонатора или внесении внутрь резонатора селективного поглотителя оказывается возможным достаточно эффективно управлять спектральным составом нецепных ХЛ, выделяя определенные колебательно-вращательные линии [16].

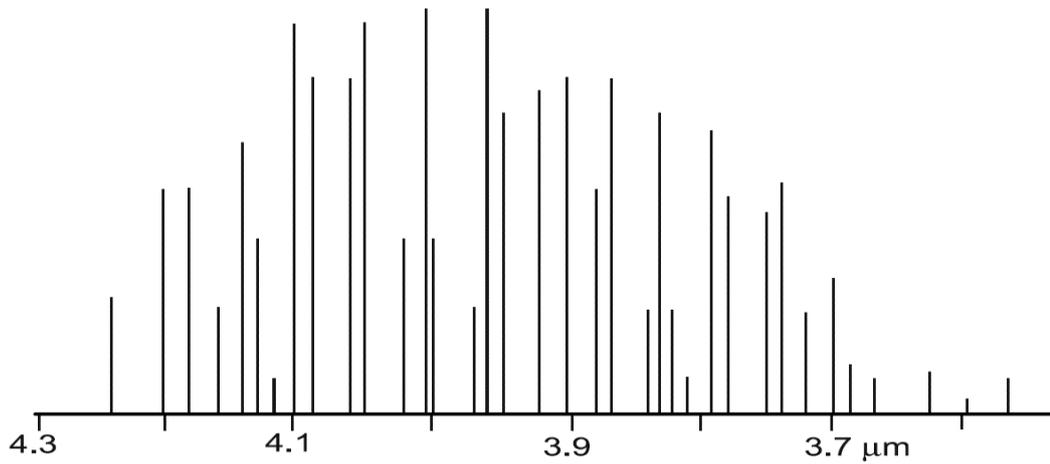


Рисунок 1.3 Относительная интенсивность линий генерации импульсного DF лазера [15].

Величина энергии, сосредоточенная в колебательных степенях свободы молекул HF(DF), в значительной степени определяется тем, какое вещество использовалось в качестве донора водорода (дейтерия) [3, 17, 18]. В табл.1.1 представлены данные о величине энергии, выделяемой в ходе химической экзотермической реакции (Q), а также той ее доли (η_x), которая идет на колебательное возбуждение молекулы HF(DF) для различных доноров водорода (дейтерия). Величина η_x является одновременно предельным значением химического КПД HF(DF) лазера на смесях, содержащих молекулы RH(RD). Следует заметить, что Q и η_x не зависят от конкретного вида фторсодержащего соединения AF, так как непосредственно соединения AF с RH не взаимодействуют, при этом может возникнуть ложное предположение, что спектр генерации HF(DF) лазера также не зависит от того, какое фторсодержащее вещество используется. Однако это не так. Дело в том, что продукты диссоциации AF образуются не только в основном, но и в возбужденном состоянии, и таким образом несут на себе некоторую избыточную энергию, величина которой при выбранном способе инициирования зависит от AF [3]. Выбор AF имеет также самое непосредственное влияние на общую эффективность ХЛ, поскольку основные энергозатраты в нецепных HF(DF) лазерах идут на диссоциацию молекулы фторида AF с образованием атомов F. Большинство исследований

проводилось на лазерах, в которых диссоциация фторида происходила вследствие электронного удара, в литературе такой тип лазеров называют еще электрохимическими [9, 21]. Следует заметить, что различие в энергозатратах на диссоциацию молекул AF приводит к различным абсолютным значениям коэффициента усиления активной среды нецепных HF(DF) лазеров, что отражается также и на спектре генерации [18, 19].

Таблица 1.1 Энергетический эффект химической реакции взаимодействия атомов фтора с различными донорами водорода RH (дейтерия RD) и доля этой энергии (η_x), идущая на возбуждение колебательных уровней молекулы HF(DF).

F+RH(RD)=HF(DF)+R	Q, эВ	Q, Ккал/моль	Химический КПД, η_x
RH(RD)			
H ₂	1,43	32,9	0,71
D ₂	1,4	21,7	0,7
HI	1,95	44,8	0,95
HBr	2,11	48,5	0,24
CH ₄	1,5	34,5	0,6
C ₂ H ₆	1,7	39	0,62
C ₄ H ₁₀	1,66	38	0,56
CH ₃ Cl	1,61	37	0,68
CHCl ₃	1,83	42	0,37
CH ₃ Br	1,56	35,9	0,67
CH ₂ Cl ₂	1,66	38	0,51
C ₂ H ₃ F ₃	1,46	33,5	0,67
C ₆ H ₁₂	1,86	42,9	0,53

В [20] было показано, что проблема создания эффективного нецепного HF(DF) лазера сводится, во-первых, к выбору подходящих фтор и водородсодержащих газов, в которых при минимальных затратах энергии на иницирование возможно получение максимальных значений выходной энергии лазера W_{out} и, во-вторых, к выбору эффективного метода иницирования нецепной химической реакции.

Метод, основанный на диссоциации молекул фторсодержащего вещества электронным ударом, осуществляемый в объемном самостоятельном разряде, имеет наибольшие преимущества (низкие энергетические затраты на образования атомов фтора, возможность возбуждения больших объемов среды и т.д.) перед

всеми остальными методами инициирования нецепной химической реакции [20]. В отличие от фотолиза данный метод является также более универсальным, так как позволяет использовать гораздо более широкий спектр фторсодержащих соединений, а в отличие от использования электронного пучка не требуется сложной защиты от рентгеновского излучения и имеет более высокие характеристики по надежности конструкции. В настоящее время среди различных газовых лазеров именно электроразрядные системы нашли наибольшее применение. Электроразрядные нецепные HF(DF) лазеры используются в медицине [22-25], для оптической накачки кристаллов [26], в лазерной химии [27-29], в военном деле [7], для записи голограмм [30] и в экологическом мониторинге [5, 31, 32]. В связи с этим, рассмотрим электроразрядные HF(DF) лазеры более подробно.

1.2 HF(DF) лазеры с инициированием нецепной химической реакции электрическим разрядом

Первым генерацию на HF в электрическом разряде получил Дейтч еще в 1967 году [10]. После этого основные усилия исследователей были сосредоточены на поиске наиболее подходящих фтор и водородсодержащих соединений и совершенствовании методов получения разряда [17, 33-35]. В первых работах применялись схемы с продольным электрическим разрядом (наиболее высокие характеристики HF лазера при таком способе возбуждения были получены в [36]), однако возможность увеличения рабочего объема и энергии лазера ограничивалась необходимостью подачи на электроды чрезвычайно высокого напряжения. Поэтому практически сразу же после появления первых публикаций о создании CO₂ лазера с накачкой поперечным ОСР развитые для этой цели методы начали применяться и для инициирования химической реакции в нецепных HF(DF) лазерах [37-42]. Именно данный вид электрического разряда позволяет вводить в газ больше энергии и осуществлять возбуждение больших объемов активной среды [43, 44]. Независимо друг от друга многими

экспериментальными группами было найдено, что лучшие параметры нецепного HF лазера реализуются при зажигании ОСР в рабочих смесях SF₆:H₂, либо SF₆:C₂H₆.

Следует пояснить, почему именно ОСР в газовых смесях, содержащих в качестве донора атомов фтора - SF₆, оказался наиболее эффективным способом инициирования химической реакции в нецепных HF(DF) лазерах. При протекании электрического тока в газе основным параметром, который определяет такие параметры как средняя энергию электронов, константы ионизации, прилипания и т.п., является параметр E/N , где E – величина напряженности электрического поля, а N – число частиц газа в единице объема [45]. На рис.1.4. показаны зависимости коэффициентов ионизации (α) и прилипания (η) от E/N в SF₆ [13]. Точка пересечения этих кривых определяет приведенное критическое поле $(E/N)_{cr}$, которое в течение разрядного импульса ОСР остается приблизительно постоянным [46-48]. Значение $(E/N)_{cr}$ задает среднюю энергию электронов в разряде и константы скоростей различных плазмохимических процессов [45]. Примечательно, что за счет сильной электроотрицательности SF₆, размножение электронов происходит при очень высоком значении параметра $(E/N)_{cr}$ и средняя энергия электронов в самостоятельном разряде составляет почти 10 эВ, при этом больше 80% энергии идет на диссоциацию SF₆ с образованием атомов фтора [49]. Значение параметра $(E/N)_{cr}=360$ Тд, которое устанавливается в разряде, близко к оптимальному для диссоциации SF₆ ($1 \text{ Тд} = 10^{-17} \text{ В}\cdot\text{см}^2$). В результате, энергетическая цена образования атомов фтора в SF₆ оказывается самой низкой среди стабильных и нетоксичных фторидов – $E_F \approx 4$ эВ [50, 51]. В таблице 1.2 приведены значения энергетической цены атома фтора при диссоциации электронным ударом различных молекул.

Заметим, что в каком-то отношении нецепной HF лазер с электроразрядным иницированием оказался много проще, чем другие лазеры, возбуждаемые объемным самостоятельным разрядом. Например, для CO₂ лазера значение $(E/N)_{cr}$, устанавливающееся в самостоятельном разряде, выше оптимального, а в

азотном наоборот ниже, и приходится прибегать к различным ухищрениям, чтобы повысить эффективность этих лазеров [52]. В рабочих смесях нецепного HF(DF) лазера ничего подобного делать не надо – необходимо лишь получить однородный разряд в рабочей смеси лазера.

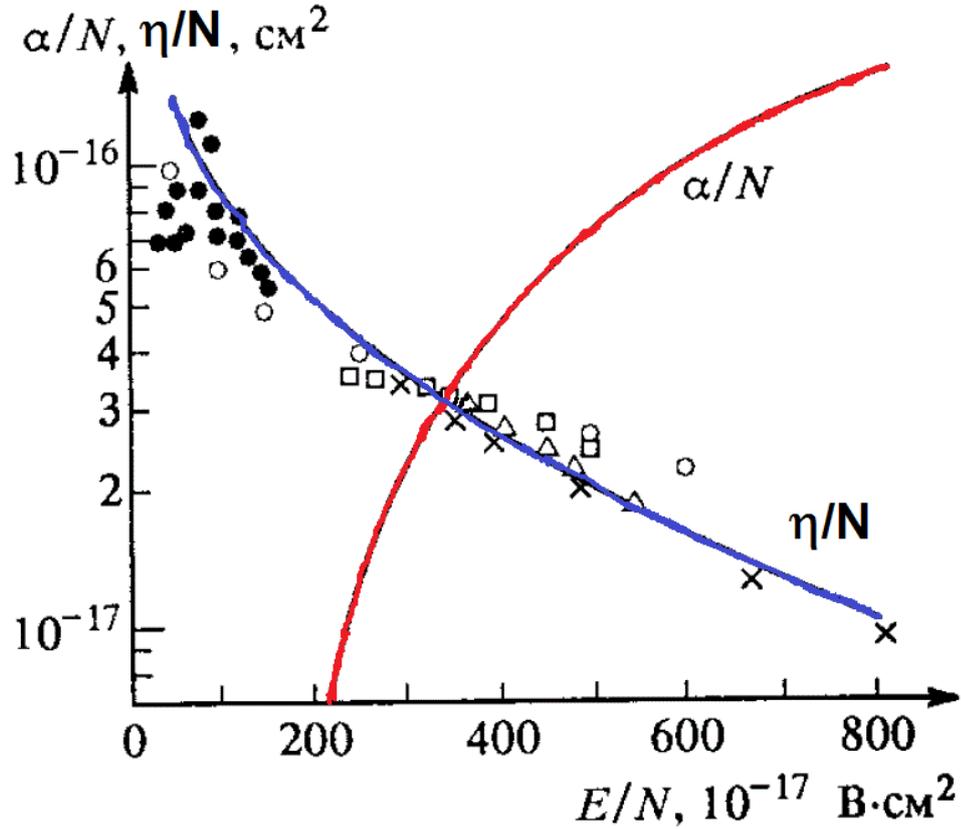


Рисунок 1.4 Зависимость коэффициента ионизации и коэффициента прилипания электронов в SF_6 от параметра E/N (при комнатной температуре) [13].

Таблица 1.2 Цена образования атомов фтора при диссоциации электронным ударом различных фторсодержащих соединений.

Вещество	Цена образования атома фтора, q_F , эВ	Лит-ра
SF_6	4 (4,5)	[50] ([51])
NF_3	6	[50]
CF_4	6,3-6,8	[51]
C_5F_{12}	5,4-5,9	[51]
F_2	12	[51]

По мере совершенствования техники получения ОСР было предложено множество различных схем электроразрядных нецепных HF лазеров [2, 20]. Фактически во всех этих системах воспроизводились электрические схемы и конструктивное исполнение разрядных камер, разработанных ранее для CO_2 и эксимерных лазеров, без учета специфики газовых смесей, применяемых в рабочих средах HF лазера. Поэтому энергия излучения наиболее эффективного нецепного электроразрядного HF лазера до 1996 года (начала настоящей работы) не превышала 11 Дж [53], а за период с 1970 до 1996 год энергия излучения CO_2 лазеров с накачкой электрическим разрядом выросла более, чем на три порядка, и к началу этого века достигла ~ 5 кДж [54]. Также быстро развивались и эксимерные лазеры [55].

1.3 Проблема увеличения энергетических характеристик нецепного HF лазера

Низкий прогресс в области увеличения выходных характеристик нецепных электроразрядных HF лазеров большинством исследователей связывался с трудностью получения (в больших разрядных объемах) ОСР в смесях газов на основе SF_6 . Действительно, традиционный подход к зажиганию ОСР в плотных газах, который сложился к 90-м годам прошлого века и стал уже классическим [43-48, 55], предполагает создание объемной предыонизации газа (УФ, мягкое рентгеновское излучение) с последующим приложением к РП с однородным электрическим полем высоковольтного импульса [43]. В рабочих смесях нецепного HF(DF) лазера возможности выполнения этих требований ограничены сильной электроотрицательностью SF_6 . Кроме того, наиболее простые источники УФ излучения в данном случае не эффективны из-за сильного поглощения УФ излучения в SF_6 [56]. На рис.1.5. представлена зависимость сечения фотопоглощения SF_6 от энергии кванта излучения [56]. Легко видеть, что при давлении SF_6 $p=60$ мм рт.ст. характерная длина пробега фотона с энергией порядка ~ 10 эВ (потенциал ионизации «тяжелых» углеводородов) составляет

всего лишь $l_\phi = \frac{1}{\sigma_\phi N_{SF_6}} \sim 5$ мм, что явно недостаточно для инициирования ОСР в широкоапертурных лазерах. Создание же источников мягкого рентгеновского излучения с излучающей площадью свыше 100 см² представляет собой самостоятельную проблему [55, 57, 58]. Кроме того, SF₆ является сильно электроотрицательным газом, что обуславливает большие потери свободных электронов в процессе прилипания и быстрое их исчезновение в РП. Достаточно заметить, что уже при $E/p \approx 0,9 (E/p)_{cr}$ (E – напряженность электрического поля в РП, p – давление SF₆) и при давлении SF₆ $p=60$ мм рт.ст. время жизни электрона составляет $\tau_{ж} = 1/(\eta \cdot v_e) \approx 1$ нс. (Здесь η – коэффициент прилипания, v_e – дрейфовая скорость электрона.)

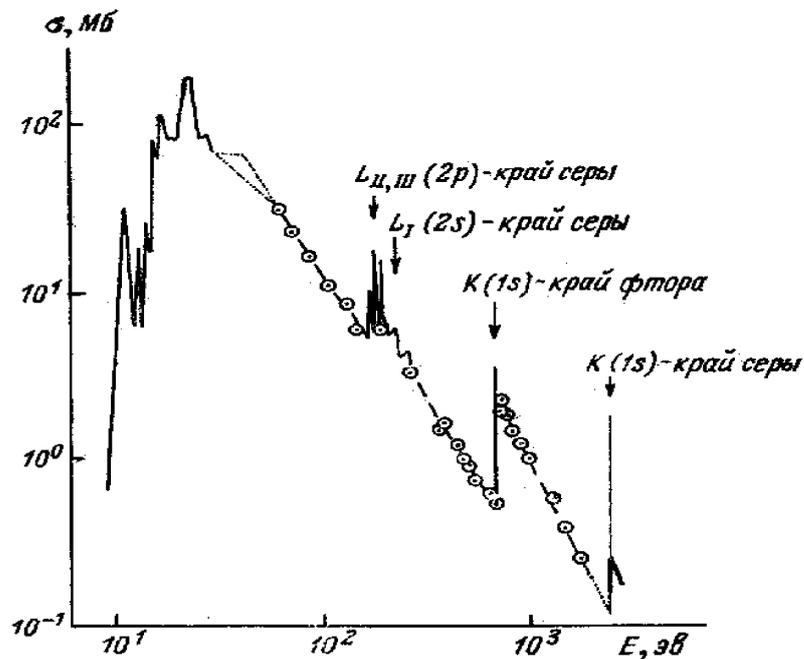


Рисунок 1.5 Зависимость сечения фотопоглощения SF₆ от энергии кванта мягкого рентгеновского излучения [56].

Наличие столь мощного канала гибели свободных электронов предъявляет повышенные требования к мощности источника предыонизации и практически сводит на нет, возможность выполнения условия, заключающегося в создании во всем разрядном объеме начальных электронов с концентрацией $n_e \sim 10^8$ см⁻³.

Дополнительные сложности при увеличении апертуры и объема активной среды нецепных лазеров возникают в связи с необходимостью специального профилирования электродов для обеспечения однородности электрического поля в РП, поскольку это ведет к увеличению габаритов лазера и индуктивности разрядного контура при крайне ограниченной длительности устойчивого горения ОСР в смесях газов, содержащих SF_6 [39, 59].

На основании литературных данных были оценены параметры нецепного HF лазера, инициируемого ОСР с энергией ~ 400 Дж [20]. Выбор состава рабочей среды был достаточно очевидным – в качестве донора атомов фтора следует использовать SF_6 . Причины этого выбора заключаются, во-первых, в удобстве работы (SF_6 – нетоксичный и негорючий газ) и, во-вторых, в низкой цене образования атомов фтора, $q_F \approx 4$ эВ [50] (см. табл.1.2). Действительно, как установлено в работе [35], максимальный КПД электроразрядного нецепного HF лазера достигаются при использовании в качестве донора атомов фтора именно SF_6 . Выбор второго необходимого компонента среды, а именно, донора атомов водорода RH, не столь однозначен, так как этим компонентом определяется не только величина химического КПД, но и в значительной степени характеристики ОСР [3]. Поскольку данный вопрос будет подробно обсуждаться в следующем разделе, здесь лишь заметим, что наиболее часто в качестве RH используется H_2 или углеводороды (C_2H_6 и C_3H_8). Относительно удельных характеристик нецепных HF(DF) лазеров, инициируемых ОСР, необходимо сделать одно важное замечание: в литературе можно найти сообщения о величине удельного энергосъема $W_{sp} \sim 15 \div 20$ Дж/л [40], однако такие высокие параметры были достигнуты лишь на установках с очень маленьким активным объемом (V), который фактически не превышал нескольких кубических сантиметров. Многочисленные попытки исследователей добиться таких же значений W_{sp} на установках с $V \sim 1$ л оказались безуспешными. По-видимому, здесь имеет место общая для электроразрядных газовых лазеров проблема масштабирования. Поэтому при оценке параметров лазера необходимо брать в расчет не предельные

величины удельных характеристик лазера, полученные в экспериментах на установках с малым активным объемом, а некоторые средние значения, которые будут приблизительно сохраняться при увеличении активного объема. Анализ литературы [32-42] показывает, что средние величины удельного энергосъема W_{sp} и полного электрического КПД в лазерах на смесях $SF_6:H_2$ (углеводороды) составляют $W_{sp} \approx 5$ Дж/л и $\eta_T \approx 3\%$ соответственно. Исключения составляют довольно компактные системы [40, 60] с рабочим объемом, не превышающим 60 см^3 . Поскольку такие системы не масштабируются, в оценках следует ориентироваться на более реальные средние результаты. В результате получим следующие оценочные параметры: разрядный объем $V \approx 80$ л, апертура ~ 28 см, энерговклад в плазму ОСР $W_{in} \approx 100$ Дж/л. Проблема создания CO_2 лазеров с подобной апертурой и таким же уровнем энерговклада была решена в конце 80-х прошлого века [54, 61]. Однако попытки увеличения разрядного объема и, соответственно, энергии излучения нецепных HF(DF) лазеров были далеко не столь успешными, что связывалось с низкой устойчивостью ОСР в рабочих смесях таких лазеров [62]. Очевидно, что без решения проблемы формирования устойчивого объемного разряда в больших разрядных промежутках увеличить энергию нецепного лазера не представляется возможным. В связи с этим обратим внимания на работы, в которых условия получения ОСР в рабочих смесях HF(DF) лазера отличались от обычно рассматриваемых.

1.4 Поиск методов формирования ОСР в рабочих смесях HF(DF) лазера

Интересный результат был получен в работах [27, 37, 63], авторы которых обнаружили, что используемая ими электродная система позволяет зажигать однородный ОСР при давлении рабочей смеси до 100 мм рт.ст. без предыонизации. При этом, при давлении 30-50 мм рт. ст., влияние УФ-предыонизации на уровень генерации было слабым [27], но предыонизация позволяла стабилизировать разброс энергии генерации лазера от импульса к импульсу (изменения в выходной энергии от импульса к импульсу при УФ-

предыонизации составляли ~1%, без предыонизации ~20%). Принимая во внимание тот факт, что создание начальных электронов в рабочих смесях HF(DF) лазера является сложной проблемой, и отказ от источника предыонизации позволяет значительно упростить конструкцию лазера, рассмотрим электродную систему [27, 63].

В [27, 63] использовались резистивный анод из монокристаллического германия с удельным сопротивлением $\rho=25$ Ом·см и сетчатый латунный катод, через который осуществлялась УФ-предыонизация. Для обеспечения однородного поля в РП анод имел профиль Чанга. Лазер работал на смеси $SF_6-C_3H_8$ (техническая пропан-бутановая смесь с содержанием $C_3H_8 \approx 60\%$; $C_4H_{10} \approx 40\%$) и имел высокие удельные энергетические характеристики (см. таблицу). К сожалению, авторы [27, 63] не провели какого либо анализа причин, позволяющих получать ОСР при достаточно высоких энерговкладах $W_{in} \sim 100$ Дж/л без предыонизации. Основной причиной эффекта авторы считали применение анода из монокристаллического германия. О положительной роли для повышения однородности и устойчивости ОСР при использовании электродов из полупроводящих материалов сообщалось и в других публикациях [27].

Однако, анализ литературы по электроразрядным HF(DF) лазерам позволяет усомниться в том, что главной причиной, дающей возможность получать ОСР без предыонизации, является применение полупроводящего анода с объемным сопротивлением. Так, ранее возможность получения ОСР без предыонизации в смесях $He:SF_6:C_3H_8=300:900:15:1$ при общем давлении до 600 мм рт.ст. отмечалась в работе [29]. Установки [37] и [63] имеют близкие выходные энергетические характеристики $W_{out} \sim 400$ мДж, мощность $P_{out} \sim 15$ МВт, однако при одинаковом энерговкладе $W_{in} \sim 100$ Дж/л удельные характеристики [63] примерно в 1,5 раза лучше. Схема выполнения установки [37] похожа на схему в [27, 63], только лишь в [37] разряд зажигался между Al катодом, выполненным по профилю Роговского, и сетчатым анодом, через который осуществлялась УФ подсветка РП. В [37] было также замечено, что пескоструйная обработка

поверхности катода улучшает структуру разряда, при этом особо отмечается, что необходимым условием для зажигания ОСР в данной системе являлось присутствие в рабочей смеси C_3H_8 , без которого не удавалось получить ОСР без искры даже при наличии предыонизации. Улучшение качества разряда при использовании катода с грубой поверхностью в [37] связывалось с повышением фотоэмиссионной способности катода (за счет увеличения эффективной площади). В качестве причин влияния C_3H_8 на улучшение разряда указывались: низкий, ~ 11 эВ, потенциал ионизации и большое сечение фотоионизации. Однако конкретных механизмов этого влияния предложено не было, поэтому рассмотрим данный вопрос подробнее.

Известно [64], что добавка в рабочие среды CO_2 лазеров определенных веществ с низким потенциалом ионизации позволяет увеличить устойчивость ОСР за счет снижения энергии электронов в результате изменения функции распределения электронов по энергии и, как следствие, подавления развития неустойчивости, обусловленной ступенчатой ионизацией азота. Можно было бы предположить, что влияние C_3H_8 (и других углеводородов) на устойчивость ОСР в рабочих смесях HF лазера имеет аналогичную природу, т.е. изменение функции распределения электронов по энергии, но специальных исследований данного вопроса вплоть до 1996 года не проводилось. Относительно высокого значения сечения фотоионизации C_2H_6 (C_3H_8 и т.д.) необходимо заметить, что при мощной УФ подсветке и малых расстояниях от источника подсветки до активного объема данный факт позволяет увеличить начальную концентрацию электронов. По-видимому, именно этим и объясняется отмеченное в [40] улучшение структуры ОСР и повышение энергии генерации нецепного HF лазера при замене H_2 на C_2H_6 . В целом, достаточно очевидно, что применение соединений с низким потенциалом ионизации и большими сечениями фотоионизации позволяет снизить требования к источнику предыонизации в малогабаритных установках, однако не позволяет принципиально решить проблему масштабирования разрядного объема. В связи с этим необходимо обратить более пристальное

внимание на устройства, которые использовались для зажигания ОСР в работах [27, 63] и [37]. В указанных системах источники УФ подсветки имели отдельное питание, и когда авторы [27, 37, 63] говорят, что разряд получался без предыонизации, то это лишь означает, что схема питания подсветки не включалась. Однако специальных экспериментов с экранированием искровых зазоров источника УФ подсветки в этих работах не проводилось. В то же время хорошо известно, что при включении коммутаторов генератора основного разряда искровые зазоры источника УФ подсветки в подобных схемах могут пробиваться из-за возникновения на них наведенной разности потенциалов. Косвенным подтверждением сказанному является относительно небольшой разброс выходной энергии. Если бы подсветка основного промежутка полностью отсутствовала, то в условиях малой площади катода в [27, 37, 63] и низких перенапряжений на РП должен был наблюдаться значительный разброс времени запаздывания пробоя промежутка, и разброс значений выходной энергии был бы значительно выше. Однако в [27, 37, 63] вообще отсутствуют упоминания о нестабильности пробоя основного промежутка в условиях, когда источник предыонизации не включался.

Очевидно, что ни самопроизвольный пробой некоторых искровых зазоров в схеме предыонизации, ни корона с поверхности электродов не могут обеспечить необходимой, согласно традиционным представлениям, начальной концентрации электронов на уровне $n_0 \sim 10^6 \text{ см}^{-3}$. Примечательно, что на слабую роль предыонизации в формировании ОСР в нецепных лазерах указывает анализ и других работ. Так, например, в работах [41] и [53] были получены приблизительно одинаковые выходная энергия и КПД лазера. В [41], где катодом РП служил ряд металлических штырьков, подключаемых к общей шине через сопротивления (резистивная развязка), предыонизация в традиционном представлении вовсе отсутствовала (коронирование со штырьков, но это очень слабый источник), а в [53] она осуществлялась сильноточным скользящим разрядом, в спектре излучения которого присутствовало не только УФ излучение, но и мягкое рентгеновское излучение. При этом в [41] электрический КПД (3.8%)

оказался даже выше, чем в [53] (2%). В связи с этим необходимо особо отметить результаты, полученные авторами работ [65, 66]. В [66] высокие энергетические характеристики HF лазера были достигнуты на установке, в которой для получения ОСР использовался барьерный разряд, распределенный по поверхности катода. При этом в [66] напряжение на РП, имеющий достаточно высокое краевое усиление электрического поля, прикладывалось с коротким фронтом, что в принципе не позволяло осуществить равномерное заполнение РП электронами из плазмы, созданной у катода с помощью барьерного разряда. Заметим также, что интенсивности излучения барьерного разряда в газовых смесях на основе SF₆ - недостаточно для создания в РП начальной концентрации электронов даже на уровне $n_0 \sim 10^6 \text{ см}^{-3}$, необходимой по традиционным представлениям [52, 55].

Забегая вперед, следует отметить, что при проведении поисковых исследований возможности увеличения энергии нецепного электроразрядного HF лазера в конце 90-х годов прошлого века, нашей исследовательской группой было обнаружено, что в смесях SF₆ с углеводородами возможно получение объемного разряда без предыонизации. Осознав возможные перспективы использования этого эффекта в лазерах, наша группа начала систематические исследования ОСР в газовых смесях на основе SF₆. Впоследствии, форма разряда, которая реализуется в смесях на основе SF₆, была названа самоиницирующимся объемным разрядом [68, 69] (см. главу 2 настоящей диссертации) и основной задачей автора в последующие годы являлось исследование физики этой своеобразной формы объемного разряда.

1.5 И-П нецепные HF(DF) лазеры с высокой частотой следования импульсов

Физические аспекты реализации И-П режима в нецепных электроразрядных HF(DF) лазерах подробно рассмотрены в работах [70], поэтому приведем здесь лишь основные результаты. На рис.1.6а приведена схема лазерной установки, на

которой авторы [71] продемонстрировали возможность работы нецепного электроразрядного HF(DF) лазера замкнутого цикла с частотой следования до 3 кГц. Для получения ОСР в РП $5 \times 5 \times 150 \text{ мм}^3$ применялась предыонизация УФ-излучением от ряда искровых источников, расположенных вдоль поверхности электродов. Длительность разрядного импульса в этом лазере не превышала 100 нс. Лазер работал на смесях $\text{SF}_6:\text{H}_2=10:1$.

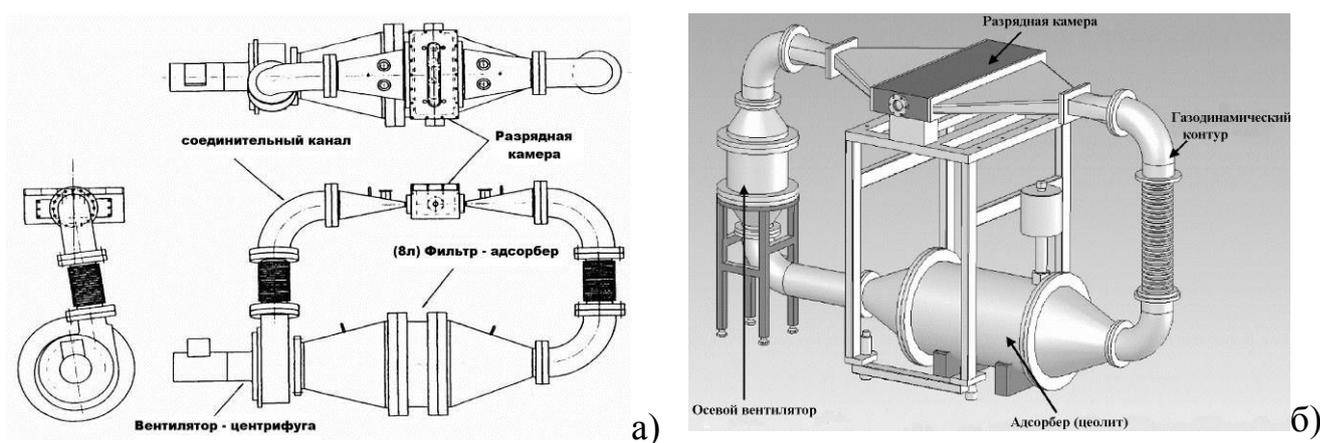


Рисунок 1.6 Схема нецепного электрохимического HF(DF) лазера замкнутого цикла: а) - согласно работе [71]; б) - согласно работе [72].

Результатом исследований авторов [71] были следующие наблюдения:

1) Характеристики лазера (выходная энергия, максимально возможная частота следования импульсов, при которой энергия в импульсе не снижается) сильно зависели от мощности источника предыонизации. Было так же подмечено, что при увеличении искрового зазора (за счет прогорания электродов предыонизатора) растет предельная частота работы лазера.

2) Скорость прокачки рабочего газа через РП должна обеспечивать более чем 5-ти кратную смену газа в рабочем объеме (в статье скорость утверждали, что скорость потока обеспечивала 8-ми кратную смену газа).

3) Расход компонентов в смеси при И-П режиме работы лазера был следующий: на одну молекулу SF_6 расходовались 2 молекулы H_2 .

4) Сорбенты на основе цеолита 5А, которые использовались для адсорбции HF(DF), поглощают также и значительные объемы SF₆.

5) Самым габаритным элементом лазера оказывается адсорбер, через который необходимо продувать поток газа, и он должен обеспечивать полное поглощение продуктов плазмохимических реакций.

6) Основным лимитирующим фактором, ограничивающим время работы лазера, оказалось низкая живучесть предыонизатора. Вольфрамовые игольчатые электроды, использовавшиеся для искровой УФ предыонизации быстро прогорали. Гораздо более длительное время служил предыонизатор, электроды которого сделаны из кремния, разряд с этих полупроводниковых электродов горел в квазиобъемной форме.

7) Полупроводниковый предыонизатор с коронным разрядом обеспечивал лучшие параметры лазера.

Значительно позже в работе [72] воспроизвели аналогичную схему (рис.1.6б), но они смогли значительно улучшить стабильность И-П разряда, когда добавили к SF₆ этан. Углеводороды не только увеличили стабильность разряда, нивелировав сильную зависимость характеристик лазера от предыонизации, но и позволили увеличить время работы лазера (т.е. количество выстрелов без снижения энергии в режиме замкнутого цикла). Правда требуется заметить, что частота следований импульсов в [72] была почти на порядок ниже, чем в [71], поскольку в [71] стоял более мощный вентилятор центрифужного типа, а китайские исследователи использовали блок осевых вентиляторов.

Многие исследователи, работавшие с нецепными И-П HF(DF) лазерами (особенно это проявляется на малоапертурных установках, работающих с большой частотой следования импульсов) сталкивались с дилеммой: с одной стороны, для стабилизации лазерных характеристик на больших частотах необходимо увеличить мощность предыонизатора, а с другой, увеличение мощности искрового предыонизатора приводит к быстрой деградации рабочей смеси и прогоранию электродов предыонизатора. В связи с этим примечательны

результаты работ [73, 74], в которых авторы использовали для предыонизации квазиобъемный разряд, развивающийся с полупроводниковых электродов, изготовленных из SiC. Следует также заметить, что детальный анализ конструкции разрядной камеры и расположения УФ-предыонизатора в работах [71] позволяет заметить, что улучшение лазерных характеристик всегда коррелировало с увеличением засветки катода. Когда увеличивалась длина дугового канала от предыонизаторов или использовался квазиобъемный разряд, то такая геометрия источника предыонизатора, обеспечивала существенно больший поток УФ излучения на катод. В целом, приходится признать, что многие авторы указывают на деградацию электродов предыонизатора, как основной фактор, сокращающий время работы лазера замкнутого цикла. Поэтому решение проблемы увеличения срока службы предыонизатора в лазере замкнутого цикла является очень важной. Очевидно, что возможность вообще отказаться от системы предыонизации могла бы значительно упростить конструкцию и увеличить срок службы нецепного HF(DF) лазера, инициируемого ОСР.

При работе нецепного HF(DF) лазера в И-П режиме с высокой частотой следования импульсов важным фактором является, также охлаждение рабочей смеси. Выделение дополнительной тепловой энергии от устройств предыонизации и от газового потока, который тормозится, встречая препятствия на своем пути, является негативным фактором. Многими авторами было показано, что повышение температуры газа в рабочей зоне приводит к снижению выходной энергии и КПД лазера, и, наоборот, охлаждение смеси приводит к росту выходной энергии и спектр лазера становится более богатым [3, 38].

Следует заметить, что в отличие от импульсных лазеров при реализации И-П режима к устойчивости объемного разряда предъявляются значительно более высокие требования. Требуется обеспечить некоторый запас по устойчивости, поскольку в РП в условиях мощного газового потока и периодических возмущений от предыдущих разрядов, могут возникать неоднородности

плотности и температуры газа. Наилучшие характеристики для решения сразу нескольких проблем И-П лазера показал подход, предложенный в [75, 76]. В этих работах было показано, что использование лезвийной системы электродов с индуктивной стабилизацией позволяет обеспечить большие скорости потока газа через РП и высокую устойчивость разряда. На рис.1.7. показана схема компактного HF(DF) лазера замкнутого цикла [78]. Применяя описанный выше подход, были созданы лазеры с частотой следования импульсов более 3кГц, а также лазер средней мощностью более 400 Вт [77].

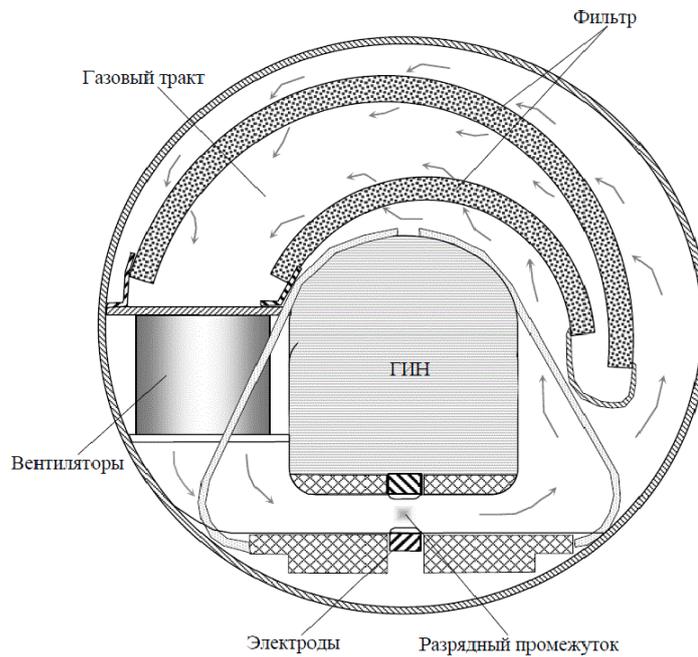


Рисунок 1.7. Схема компактного И-П нецепного HF(DF) лазера замкнутого цикла [78].

Высокую устойчивость разряда также обеспечивает применение полупроводниковых электродов [74, 27] или анизотропно-резистивных катодов, которые обеспечивают высокую стабилизацию разряда [79, 80]. Однако высокие тепловые потери в материале анизотропно-резистивного катода при длительной эксплуатации могут приводить к повреждению катода, поэтому желательно более детально исследовать возможности увеличить устойчивость и однородность ОСР за счет применения полупроводниковых и анизотропно-резистивных катодов.

В заключение настоящего раздела заметим, что из успехов в реализации высокоэнергетических ХЛ вытекает следующая задача - преобразование частоты излучения HF(DF) лазера для получения генерации в более широком спектральном диапазоне. Проблемой поиска эффективных преобразователей частоты высокоэнергетических ХЛ занимаются достаточно давно [3]. В работе [81] была реализована генерация второй гармоники излучения DF лазера в кристалле $ZnGeP_2$, для получения длин волн с $\lambda < 2,5$ мкм существует также возможность получения генерации на обертонах [3]. Параметрический генератор света на кристалле CdSe с накачкой от HF лазера был создан в [82]. Последнее время большой интерес вызывают поиск мощных источников излучения терагерцовой области спектра [83]. Для получения генерации в этой длинноволновой области ИК спектра исследовались лазеры на вращательных переходах HF [84-86]. Однако наиболее актуальным для тех областей приложений, в которых применялся HF(DF) лазер, является поиск возможности создания лазерных систем для генерации мощного, перестраиваемого в спектральном диапазоне 4-6 мкм когерентного излучения [87-91].

Таким образом, для увеличения энергетических характеристик нецепных HF(DF) лазеров, инициируемых ОСР необходим поиск новых принципов формирования масштабируемого объемного разряда. Другой важной проблемой является поиск методов получения высоких энергии, импульсной и средней мощности в спектральной области с $\lambda > 4,1$ мкм, где эффективность генерации электроразрядных нецепных HF(DF) лазеров низка.

Поэтому мы сосредоточились на решении двух проблем:

1. Формирование масштабируемого ОСР в сильно электроотрицательных газах и создание широкоапертурных высокоэнергетических нецепных HF(DF) лазеров.
2. Расширение спектра генерации нецепного HF(DF) лазера и создание лазеров с высокими - энергией в импульсе, импульсной и средней мощностью в спектральном диапазоне $> 4,1$ мкм.

ГЛАВА 2. САМОИНИЦИИРУЮЩИЙСЯ ОБЪЕМНЫЙ САМОСТОЯТЕЛЬНЫЙ РАЗРЯД В РАБОЧИХ СРЕДАХ НЕЦЕПНЫХ HF(DF) ЛАЗЕРОВ

В первой главе были рассмотрены различные типы нецепных HF(DF) лазеров, инициируемых ОСР и было показано, что для увеличения выходной энергии этих лазеров необходимо увеличивать объем, занимаемый плазмой объемного разряда. Реализация традиционных подходов к формированию ОСР в газовых смесях на основе SF₆ в больших разрядных объемах сталкивается с большими проблемами. Однако в работах [68, 69] было показано, что для получения ОСР в SF₆ и смесях SF₆ с донорами водорода (дейтерия) нет необходимости в предварительной ионизации газа, если на поверхность катода нанесены мелкомасштабные, ~50 мкм, неоднородности [92]. Данная форма ОСР была названа СИОР [69]. В настоящей главе приводятся результаты исследований ОСР в газовых смесях на основе SF₆, полученные в работах [68, 69, 92-97, 99-102].

2.1 СИОР в сильно электроотрицательных газах (методы получения и основные свойства)

2.1.1 Описание экспериментальных установок и методик экспериментов

Большинство экспериментов проводилось в цилиндрической диэлектрической разрядной камере, заполняемой газовыми смесями при общем давлении $p=1\div 250$ мм рт.ст. ОСР зажигался в РП с различной конфигурацией электродов, схематически изображенных на рисунке 2.1, при значениях $pd=0,02\div 0,9$ см·атм (p – давление смеси, d – межэлектродное расстояние). При исследовании характеристик ОСР в рабочих смесях нецепных HF лазеров в камеру напускались смеси технически чистого SF₆ с водородом или углеводородами (C₂H₆, C₃H₈, с-C₆H₁₂). Для выявления некоторых особенностей развития СИОР в рабочих смесях нецепного HF лазера в разрядную камеру производился также напуск и других газов (CF₄, C₃F₈, с-C₄F₈, CCl₄, C₂HCl₃, CO₂,

Ar, He, Ne, N₂). Электрические схемы установок, используемых в эксперименте, приведены на рисунке 2.2.

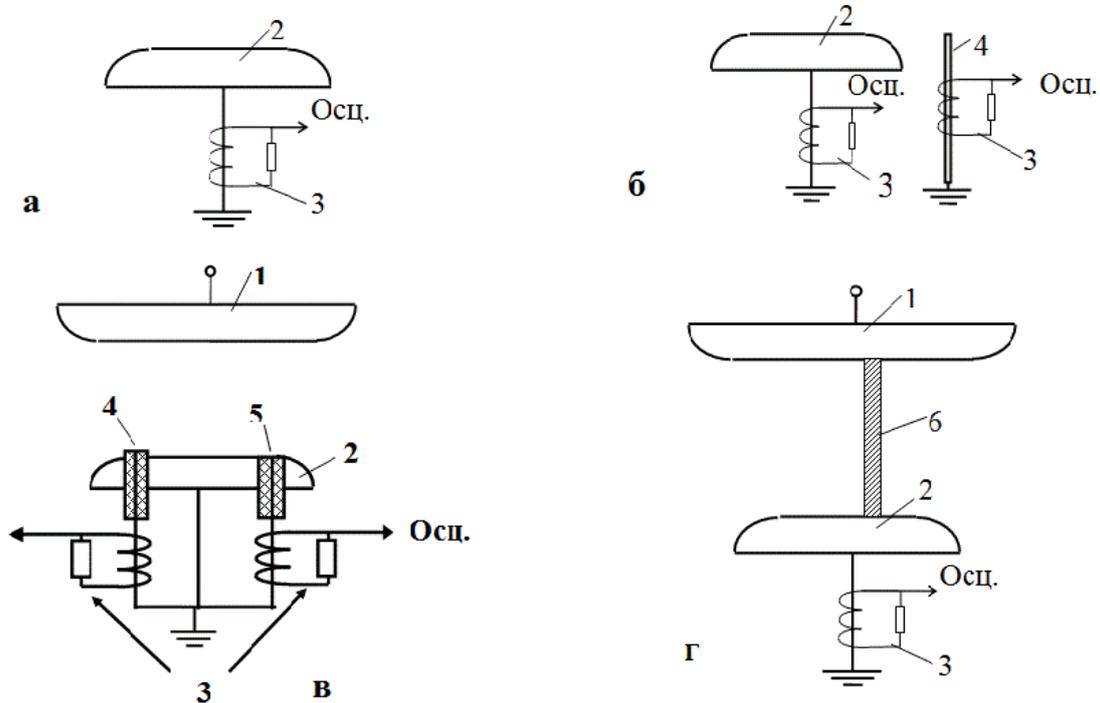


Рисунок 2.1. РП с различной конфигурацией электродов: 1 - анод; 2 - катод; 3 - пояс Роговского; 4 - инициирующий электрод; 5 – контрольный электрод; 6 – пластина из оргстекла.

Устойчивость, электрофизические характеристики разряда, а также его динамика изучались в системе плоских электродов, схематически изображенной на рис.2.1а. Разряд зажигался при $d=2\div 6$ см в РП с плоскими электродами из Al (Cu, Fe, Mg, Ti, Pb, SiC): $\varnothing 6$ см и $\varnothing 12$ см, скругленными по периметру радиусом 1 см, или одинаковыми плоскими электродами $\varnothing 6$ см. Поверхность катода, включая скругления, подвергалась обработке наждачной бумагой или пескоструйной обработке с целью создания на поверхности катода мелкомасштабных (~ 50 мкм) неоднородностей, что обеспечивает получение в рабочих смесях нецепного HF(DF) лазера объемного разряда в форме СИОР. Для изучения пространственно-временной эволюции СИОР на этот промежуток разряжалась искусственная линия с варьируемым числом ячеек (рис.2.2а), что позволяло изменять время экспозиции напряжения на РП в пределах $30\div 400$ нс при постоянном токе и

проследить развитие разряда во времени и в пространстве путем его фотографирования при различных длительностях экспозиции напряжения. Во всех остальных исследованиях СИОР с применением данной и других систем электродов на РП разряжался конденсатор (рис.2.2б и рис.2.2в). Сбоку РП на рис.2.1а подсвечивался слаботочной (ток не более 3 А) искрой, заключенной в кварцевую оболочку. Такая искра не могла обеспечить объемной фотоионизации газа, но за счет фотоэмиссии электронов с катода позволяла стабилизировать разброс времен задержки пробоя РП.

Фотографирование разряда при вариации таких параметров, как емкость накачки $C=0,25\div 15$ нФ, индуктивность разрядного контура $L=0,3\div 16$ мкГн и зарядное напряжение $U=20\div 50$ кВ, позволяло исследовать зависимость поверхностной плотности КП от энергии, вводимой в плазму СИОР, длительности и амплитуды тока разряда. В ходе экспериментов на осциллографе с полосой пропускания 100 МГц (Tektronix TDS-220, 1012В) при помощи предварительно откалиброванных шунта (либо пояса Роговского) и высоковольтного делителя напряжения регистрировались ток и напряжение разряда. Энергия, W , вводимая в плазму разряда, определялась, как результат численного интегрирования по времени произведения тока на напряжение на РП (осциллограммы напряжения и тока выводились на компьютер), т.е. $W = \int_0^T U \cdot I dt$, где T – длительность токового импульса ($T=40\div 700$ нс), I и U – ток разряда и напряжение на РП, соответственно.

Границы устойчивости СИОР контролировались по зависимости максимальной запасенной в конденсаторе энергии $CU^2/2$, при которой разряд еще не завершается искрой, от параметра контура $T = \pi\sqrt{LC}$, определяемого как полупериод тока короткого замыкания РП. Чем больше $CU^2/2$ при фиксированном T , тем выше устойчивость, и также чем больше T при фиксированной величине $CU^2/2$, тем выше устойчивость [94-97]. Таким образом, в экспериментах по исследованию устойчивости для оценки W использовался параметр $CU^2/2$.

Погрешность, такого определения W в условиях эксперимента не превышала 20%. Изучалось также влияние обостряющей ёмкости $C_{об}$, подключаемой параллельно РП, на устойчивость СИОР в SF_6 . Электрическая схема установки для этого эксперимента показана на рисунке 2.2в. Следует заметить, что в отличие от значений $C_{об}$, используемых в реальных схемах HF(DF) лазеров, в данных экспериментах значение $C_{об}$ было примерно на порядок меньше, чем емкость накачки. Выбор такого значения $C_{об}$ был обусловлен тем, что подключение к РП (через минимально возможную индуктивность) такой емкости позволяло получать довольно высокие пиковые значения мощности накачки (P_n). Поскольку $P_n(t) = U_{nl}(t) * I(t)$, а напряжение на плазме равно своему квазистационарному значению $U_{nl} \approx U_{qs}$ (близком к статическому пробивному), то фактически в экспериментах с $C_{об}$ исследовалась устойчивость СИОР по отношению к резким возмущениям тока разряда.

Исследование динамики развития СИОР проводилось в нескольких системах электродов, в том числе и с применением высокоскоростной камеры. На рисунке 2.1б и 2.1в показаны схемы экспериментов с секционированным катодом. Использовались два варианта исполнения секционированного катода. Основной катод и анод были такими же, как и на рисунке 2.1а, но в первом случае (рис.2.1б.) параллельно основному катоду на расстоянии 5 мм по горизонтали от его края подключался заземленный проводник (провод в полиэтиленовой изоляции с диаметром жилы 1,5 мм). Расстояние по вертикали между поверхностью анода и кончиком проводника (инициирующий электрод) подбиралось так, чтобы пробой РП происходил сначала на проводник. В другом варианте исполнения секционированного катода секции представляли собой проводники в полиэтиленовой изоляции с диаметром внутренней жилы 1,5 мм, вставленные в отверстия в основном катоде, причем проводник 1 являлась инициирующим, и его торец на 1-3 мм выступал над поверхностью катода, а торец контрольного проводника 2 находился на уровне поверхности основного

катода (рис.2.1в). Иницирующий и контрольный электроды располагались на максимально возможном удалении друг от друга.

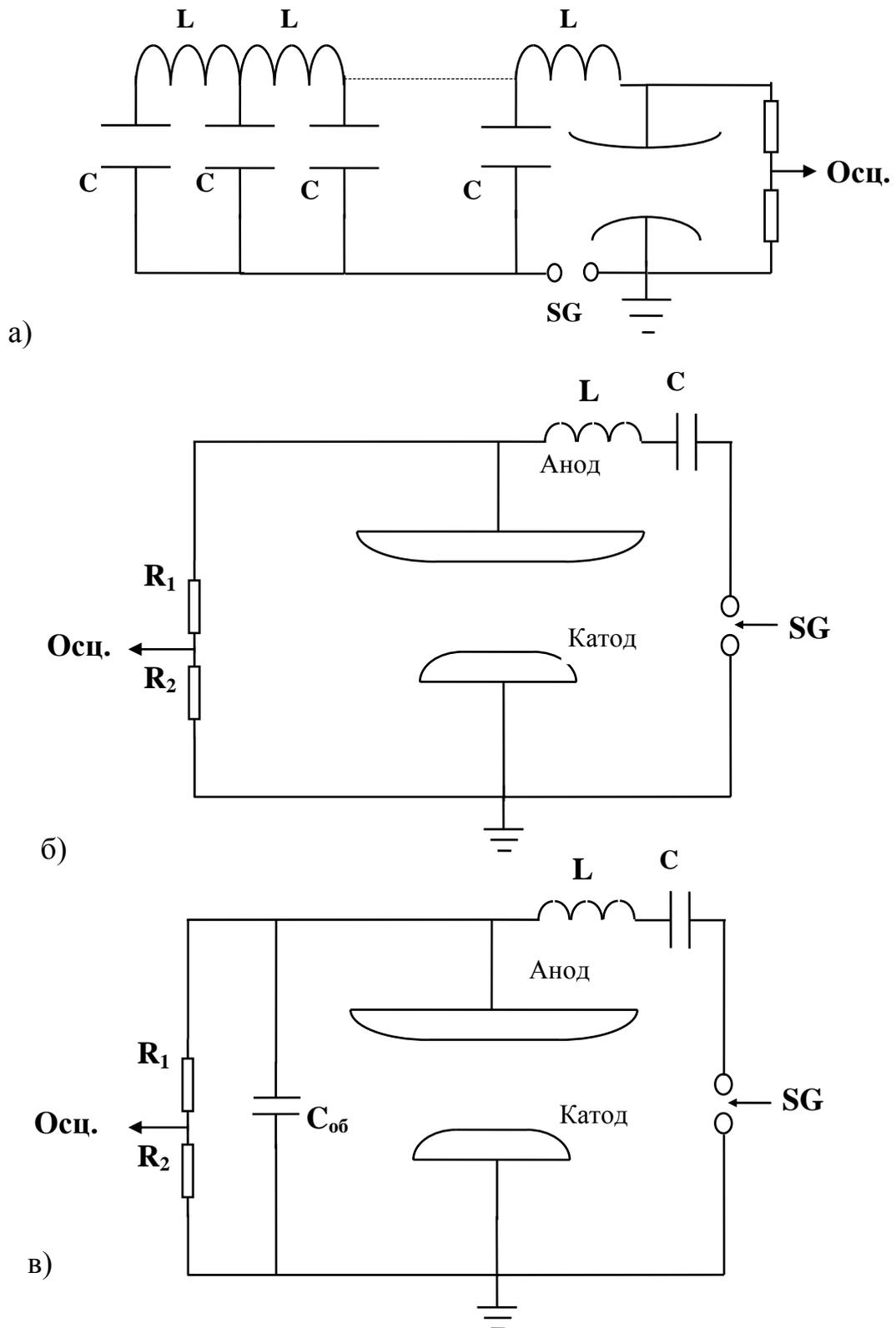


Рисунок 2.2 Электрические схемы, для исследования характеристик СИОР.

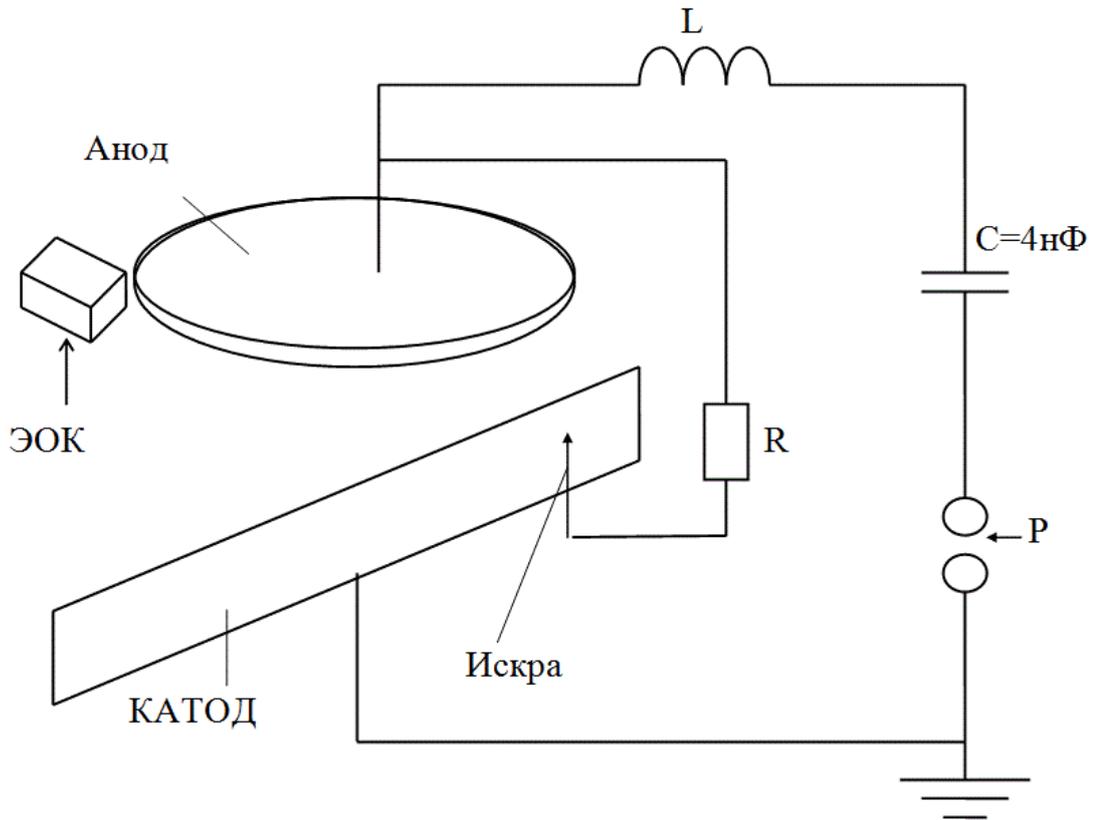


Рисунок 2.3 Схема экспериментальной установки для исследования динамики формирования СИОР [100].

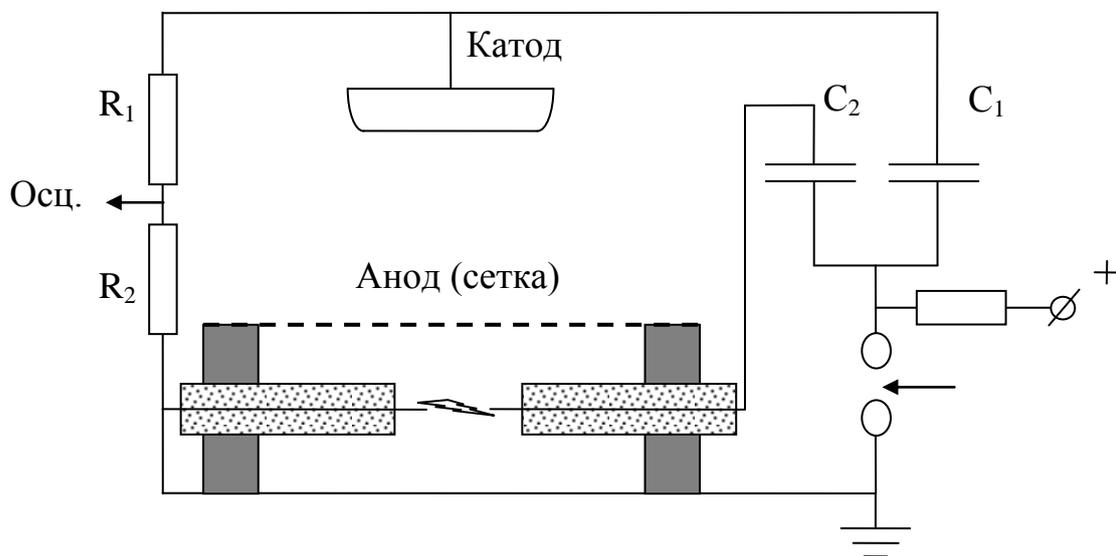


Рисунок 2.4. Схема установки для исследования влияния УФ подсветки на характеристики СИОР.

Схема установки для исследования динамики формирования СИОР с помощью высокоскоростной камеры представлена на рисунке 2.3. СИОР с полной длительностью ~ 500 нс зажигался в смеси $\text{SF}_6:\text{C}_2\text{H}_6=10:1$ при давлении 33 мм рт.ст. и межэлектродном расстоянии 4 см. Electroдами служили полоса фольгированного текстолита длиной 16 см (катод), установленная на ребро, и дисковый анод диаметром 6 см, скругленный по периметру радиусом 1 см. Пробой инициировался на краю РП искрой, ограниченной сопротивлением $R=900$ Ом. Свечение СИОР регистрировалось электронно-оптической камерой со временем экспозиции 20 нс, запускаемой с варьируемой задержкой T относительно начала разряда [100].

Влияние неоднородности распределения электрического поля в РП на характеристики СИОР исследовалось в электродной системе, схематически изображенной на рис.2.1г. В РП на рис.2.1г плоские электроды (такие же, как на рис.2.1а) переключались диэлектрической пластиной с толщиной 2 мм и поперечным размером 5 см.

На рисунке 2.4 показана схема установки, на которой исследовалось влияние УФ-предыонизации на характеристики СИОР (ОСР) в SF_6 [101]. Разряд зажигался в смеси $\text{SF}_6:\text{C}_2\text{H}_6=10:1$ при давлении $P=33$ мм рт. ст. и межэлектродном расстоянии $d=4$ см между дисковым катодом диаметром 6 см, скругленным по периметру радиусом 1 см и подвергнутым пескоструйной обработке, и сеточным анодом, за которым располагались 4 параллельных искровых зазора для осуществления УФ подсветки РП. Величины емкостей конденсаторов в схеме на рис.2.4 составляли $C_1=4\div 15$ нФ, $C_2=680$ пФ (конденсатор C_2 состоял из 4-х конденсаторов по 170 пФ, каждый из которых разряжался на свой искровой зазор).

В экспериментах с зажиганием СИОР без УФ подсветки конденсатор C_2 удалялся из схемы, а высоковольтные выводы искровых зазоров подсветки закорачивались на землю. В процессе исследований контролировались ток и напряжение СИОР (ОСР) поясом Роговского R_c и делителем напряжения R_1, R_2 ,

соответственно. Однородность разряда (степень перекрытия диффузных каналов, определяемая поверхностной плотностью КП) оценивалась по фотографиям РП. Устойчивость СИОР в режимах с УФ подсветкой и без подсветки характеризовалась зависимостью предельного значения энергии $W_{lim}=C_1U^2/2$, запасенной в конденсаторах, при которой СИОР еще не переходит в искру, от параметра контура $T=\pi(LC_1)^{1/2}$, характеризующего длительность тока разряда, где U – напряжение на C_1 , L – индуктивность контура. Чем больше величина W_{lim} при заданном T , тем выше устойчивость.

2.1.2 Общая характеристика СИОР

Фотографирование РП показало, что СИОР в SF_6 и его смесях с различными газами представлял собой набор расширяющихся к аноду диффузных каналов, привязанных к более ярким и плотным каналам, которые прорастают из КП. Фотография СИОР в смеси $SF_6:C_2H_6=10:1$ при общем давлении 33 мм рт.ст., полученная в системе плоских дисковых электродов (рис.2.1а) приведена на рис.2.5а. По внешнему виду СИОР не отличается от обычного ОСР с предыонизацией. Следует сразу остановиться на предположении о существенной роли короны с микронеоднородностями на поверхности катода в иницировании ОСР. Если эффект короны настолько существенен, что позволяет получить необходимую начальную концентрацию электронов n_e^{min} в объеме промежутка, то он должен обеспечивать стабильное (и очень малое) время запаздывания электрического пробоя РП при приложении к нему импульса напряжения. Оценка времени формирования пробоя при подаче на разрядный промежуток импульса напряжения с коэффициентом перенапряжения $K=3$ ($t_f \sim \ln N_{кр}/\alpha v_e$, где $N_{кр} \approx 10^8$ – количество электронов в лавине при котором происходит лавинно-стримерный переход, α – коэффициент ионизации Таунсенда, v_e – скорость электронов [44]) дает величину $t_f \sim 10^{-8}$ с. Однако оказалось, что без подсветки РП слаботочной искрой задержка пробоя при $K=3$ может превышать 1 мкс (как в чистом SF_6 , так и с добавками углеводородов). Это проявляется даже при увеличении площади катода на порядок в изменении амплитуды напряжения пробоя от импульса к

импульсу. Поэтому коронирование с поверхности катода не может обеспечить необходимую для получения ОСР начальную концентрацию электронов в объеме РП. Как уже указывалось, на фотографии СИОР (рис.2.5а) ничем не отличается от ОСР с предыонизацией. Осциллограммы напряжения и тока СИОР являются типичными для осциллограмм ОСР в электроотрицательных газах. С целью уменьшения разброса времени пробоя РП катод облучался излучением локальной искры, заключенной в кварцевую трубку.

На рис.2.5б приведены типичные осциллограммы импульса тока и напряжения на РП при разряде конденсатора (соответствует условиям, в которых получена фотография объемного разряда на рис.2.5а), из которого видно, что энергия в плазму СИОР вводится при квазистационарном напряжении U_{qs} (определяемом в максимуме тока).

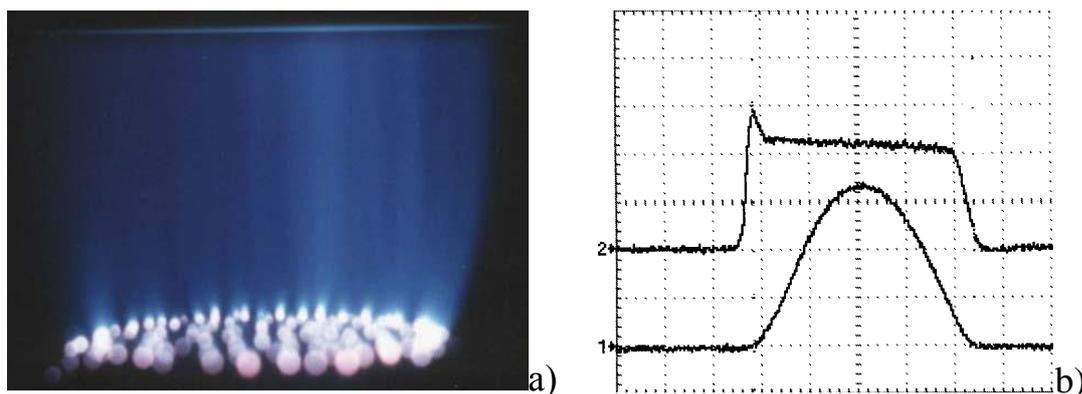


Рисунок 2.5 а) Фотография СИОР в системе плоских электродов, смесь $SF_6:C_2H_6=10:1$ $P=33$ Торг; б) Типичные осциллограммы тока (1) и напряжения (2) СИОР, развертка 100 нс/дел.

Измерения величины U_{qs} показали, что в смесях SF_6 с углеводородами при содержании последних не более 17% она слабо зависит от парциального давления водородоносителя. Зависимость U_{qs} от $p \cdot d$ при $p \cdot d=0,05 \div 2,5$ см·атм и удельных вкладах энергии в плазму разряда до $0,2$ Дж/см³ хорошо описывается выражением

$$U_{qs} = A + B \cdot p_{SF_6} \cdot d, \quad (2.1)$$

где p_{SF_6} – парциальное давление SF_6 в смеси. Константы А и В для чистого SF_6 и смесей $SF_6:C_2H_6=10:1$, $10:2$ составляют, соответственно: $A=0,72$; $0,79$; $1,1$ кВ,

$B=92,7; 94,8; 96,4$ кВ/см·атм. Значения B , полученные в настоящих экспериментах, в пределах 8% близки к известному [13] критическому значению приведенной напряженности электрического поля $(E/p)_{cr}=89$ кВ/см·атм для SF_6 , и именно это значение можно использовать для расчета характеристик ОСР (СИОР) в рабочих смесях нецепного HF(DF) лазера, поскольку содержание углеводородов (угледейтеридов) обычно не превышает 10% [99]. Отметим также, что при достаточно больших d величина U_{qs} близка к величине статического пробивного напряжения в SF_6 в однородном электрическом поле.

2.1.3 Влияние УФ подсветки на характеристики ОСР

Влияние УФ предыонизации на характеристики ОСР в SF_6 изучалось на экспериментальной установке, которая схематически показана на рис.2.4.

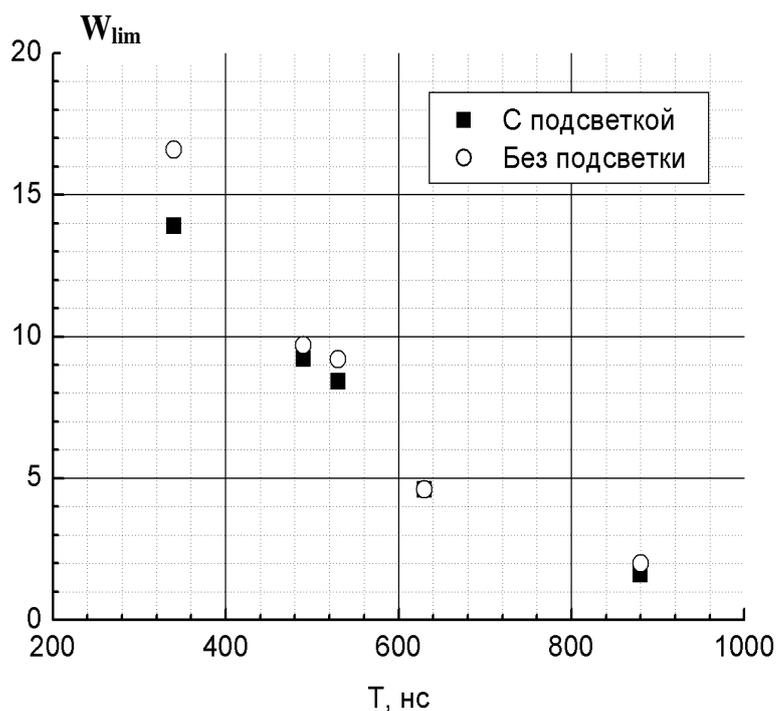


Рисунок 2.6 Зависимости W_{lim} от параметра контура $T=\pi\sqrt{LC}$: ■ - с УФ подсветкой; ○ - без УФ подсветки.

На рис.2.6 представлены зависимости W_{lim} от параметра контура T , снятые с УФ подсветкой и без нее. Как видно из рис.2.6, предельная энергия слабо зависит от подсветки во всем исследованном диапазоне изменения длительности тока

СИОР. Типичные осциллограммы напряжения плазме СИОР при облучении промежутка УФ излучением и без использования УФ подсветки от искровых источников показаны на рис.2.7. На рис.2.8 приведены фотографии свечения прикатодной области разряда, полученные при разных значениях T и вводимой в плазму энергии W_{in} с включением УФ подсветки и в ее отсутствие. Фотографирование специально проводилось так, чтобы менее яркие, чем КП диффузные каналы (привязанные к КП) не регистрировались. Поверхностная плотность КП характеризует степень перекрытия привязанных к ним каналов и, в конечном счете, однородность СИОР. Как видно из рис.2.8, при достаточно большой длительности тока разряда $T=260\div 270$ нс плотность КП и равномерность их распределения по поверхности катода практически не зависят от УФ подсветки. Как с подсветкой, так и в ее отсутствие общее количество КП и их плотность растет с увеличением вводимой в плазму энергии. В случае короткого разряда, $T=130$ нс, (рис.2.8а, 2.8б) в отсутствие подсветки зона, в которой горят пятна, занимает лишь часть поверхности катода [101].



Рис.2.7 Типичные осциллограммы напряжения U_1 , U_2 на разрядном промежутке (развертка 100 нс/дел.) для двух разрядных импульсов в отсутствие УФ подсветки промежутка, когда на РП разряжался конденсатор.

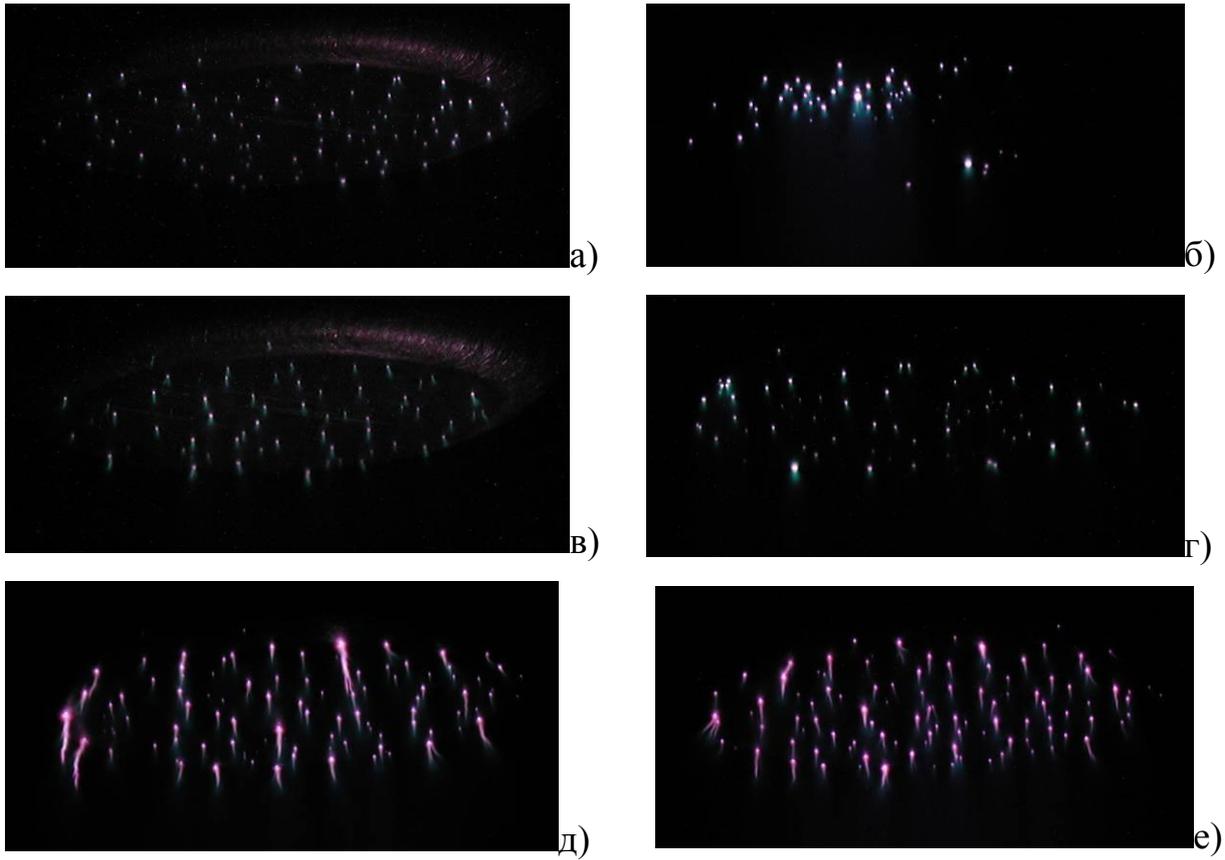


Рисунок 2.8 Фотографии свечения прикатодной области разряда с УФ подсветкой (а, в, д) и без нее (б, г, е): а, б – $W_{in}=1,4$ Дж, $T=130$ нс; в, г – $W_{in}=1,4$ Дж, $T=270$ нс; д, е – $W_{in}=10$ Дж, $T=260$ нс

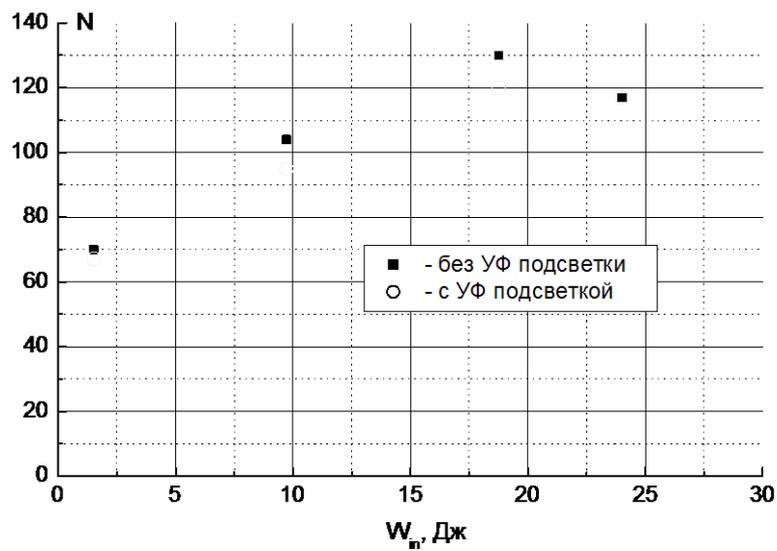


Рисунок 2.9 Зависимость числа КП N_s от введенной в плазму разряда энергии W_{in} : ■ - без УФ подсветки; ○ - с УФ подсветкой.

На рис.2.9 приведены зависимости полного числа КП, N_s , от введенной в плазму энергии W_{in} при фиксированной длительности тока ОСР ($T=260\div 270$ нс), снятые с УФ подсветкой и в ее отсутствие. Из рис.2.9 виден рост числа КП с увеличением энерговклада, причем подсветка практически не влияет на величину N_s . Уменьшение N_s при больших энергиях обусловлено началом контрагирования ОСР в результате прорастания из КП искрового канала и стягивания на него тока разряда. Из представленного материала следует, что УФ подсветка не оказывает существенного влияния на устойчивость и однородность ОСР в рабочих смесях электроразрядного нецепного HF лазера.

Заметим еще раз (см. раздел 1.3), что в широкоапертурных нецепных HF(DF) лазерах УФ излучение в принципе не может обеспечить объемной ионизации рабочей среды из-за сильного его поглощения в SF_6 , т.е. в данном случае термин «предыонизация» в его обычном понимании [48] вообще не применим. Поскольку при типичном для нецепного HF лазера парциальном давлении SF_6 в смеси $P \approx 60$ мм рт.ст. длина пробега фотона с энергией кванта ~ 11 эВ близкой к потенциалам ионизации «тяжелых» углеводородов (доноров водорода) не превышает 5 мм (см. рис.1.5). Этого явно недостаточно для того, чтобы говорить о возможности «предыонизации» среды УФ излучением даже в малогабаритных HF лазерах. Однако, когда энергия фотона < 5 эВ поглощение УФ излучения в SF_6 незначительно [56], и УФ подсветка разрядного промежутка даже слаботочной, ~ 1 А, искрой позволяет, за счет фотоэффекта на катоде, стабилизировать характеристики электрического пробоя РП. Из рис.2.7 видно, что даже при более, чем двукратном перенапряжении на РП (по отношению к напряжению в квазистационарной фазе ОСР) разница времени запаздывания электрического пробоя для двух импульсов в отсутствие УФ подсветки достигает ~ 450 нс. Как было показано в специальных исследованиях [101], увеличение длительности фронта нарастания импульса напряжения в отсутствие УФ подсветки приводит не только к временному разбросу, но и к разбросу амплитуды напряжения пробоя РП от импульса к импульсу, а это, в свою очередь, в отличие

от электрических схем с разрядом на РП конденсатора или генератора импульсных напряжений Аркадьева-Маркса сопровождается большим разбросом амплитуды тока ОСР и, соответственно, энерговклада в плазму разряда. Подобная ситуация наблюдается в РП с площадью катода $S \leq 300 \text{ см}^2$ и межэлектродными расстояниями $d \leq 5 \text{ см}$, особенно в лазерах, электроды которых имеют специальный профиль для обеспечения однородности электрического поля в промежутке и полированную поверхность (напомним, что в описываемых здесь экспериментах применялся катод, поверхность которого была подвергнута пескоструйной обработке для нанесения на нее мелкомасштабных неоднородностей). Нестабильность тока и напряжения ОСР приводит к невоспроизводимости выходной энергии HF лазера от импульса к импульсу, поэтому для стабилизации характеристик электрического пробоя РП в таких системах обычно бывает достаточно подсвечивать катод искрой [20]. С увеличением межэлектродного расстояния и площади катода, а также при использовании электродов с большим краевым усилением электрического поля проблема стабилизации характеристик электрического пробоя отпадает [94]. Таким образом, из проведенного выше рассмотрения следует, что роль УФ подсветки в нецепных HF(DF) лазерах сводится к стабилизации времени запаздывания и амплитуды напряжения импульсного пробоя РП за счет фотоэффекта на катоде. При апертуре лазера $d \geq 5 \text{ см}$ фотоионизация среды УФ излучением в принципе не способна обеспечить необходимой для зажигания ОСР концентрации начальных электронов в объеме РП из-за сильного поглощения УФ излучения в SF_6 . Как уже отмечалось выше, при малой длительности тока разряда, $T \leq 150 \text{ нс}$, характерной для установок с малыми объемами активной среды ($\sim 100\text{-}200 \text{ см}^3$ [71, 74]), в отсутствие УФ подсветки кроме нестабильности электрического пробоя РП может также наблюдаться неравномерность распределения плотности разрядного тока по поверхности (особенно по длине) катода из-за конечной скорости распространения разряда в поперечном к электрическому полю направлении после локального начального пробоя РП. Это,

естественно, приводит к снижению выходных характеристик НФ лазера за счет уменьшения длины активной среды и повышения локального энерговыделения и к выравниванию распределения плотности тока по длине катода при включении УФ подсветки (в этом случае целесообразно распределять источники УФ излучения вдоль катода), сопровождаемое увеличением выходной энергии, что воспринимается, как результат «предыонизации» среды.

2.1.4 Исследование устойчивости СИОР в SF₆ и смесях на его основе

Основная часть экспериментов по исследованию устойчивости была выполнена для смесей 30 мм рт.ст. SF₆ + 3 мм рт.ст. примеси в согласованном режиме, когда величина прикладываемого к РП напряжения U (напряжение зарядки конденсатора) составляет $2 \cdot U_{qs}$ [95].

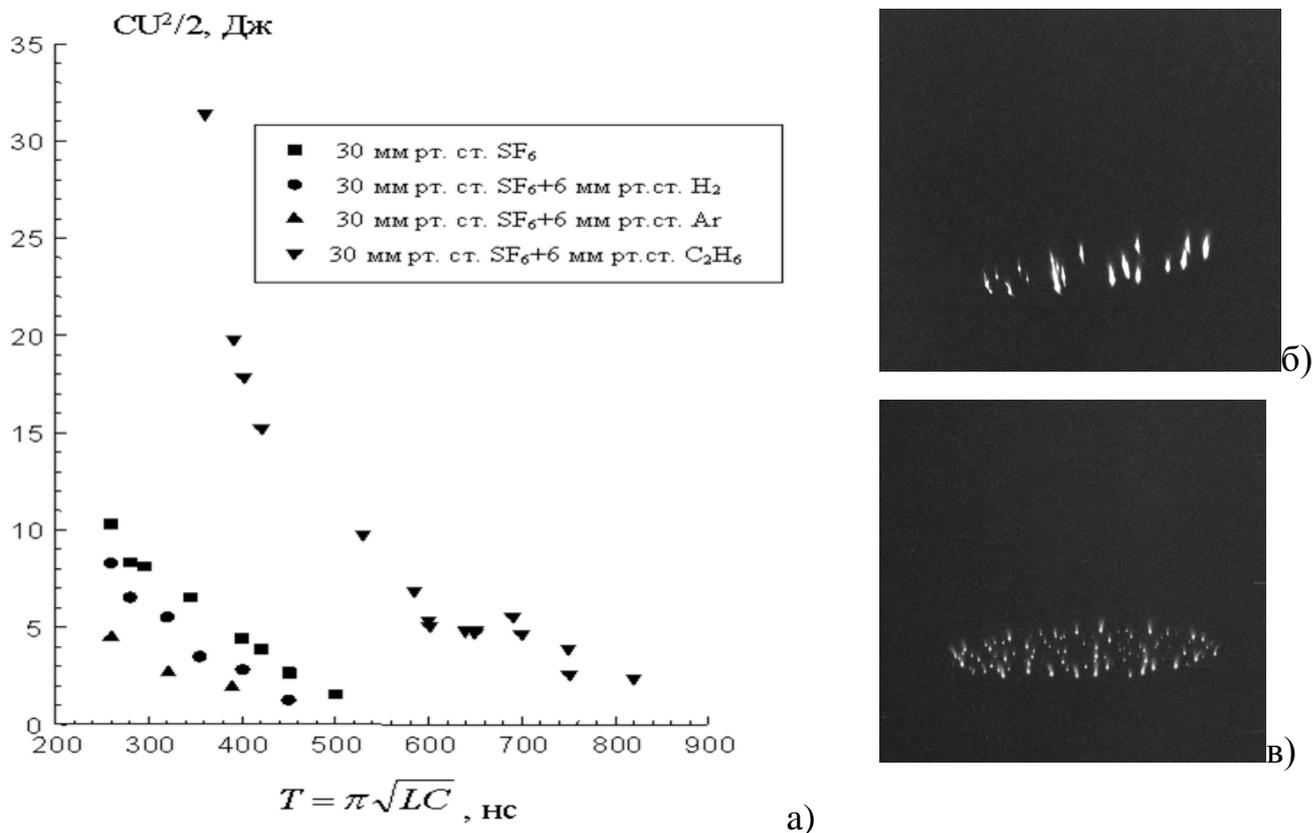


Рисунок 2.10 а) -Зависимости предельного значения $CU^2/2$ от параметра контура T ; б) - фотография свечения катода в чистом SF₆ в) - фотография свечения катода в смеси SF₆:C₂H₆=10:1. Давление SF₆ составляло 30 мм рт.ст.

На рис.2.10а. показаны зависимости параметра $CU^2/2$ от $T = \pi\sqrt{LC}$ в SF₆ и смесях SF₆ с H₂, N₂, Ar, C₂H₆ при межэлектродном расстоянии $d=4$ см. Как видно

из этого рисунка, устойчивость СИОР заметно ухудшается при добавлении к SF_6 Ar, H_2 и N_2 , что в [95, 103] связывали с процессами ступенчатой ионизации этих газов из-за высокой средней энергии электронов в SF_6 . Добавление C_2H_6 (или любого другого углеводорода или угледейтерида) сопровождается колоссальным повышением устойчивости, при $T < 300$ нс энерговклад в плазму СИОР превышает 600 Дж/л. На рис.2.10(б,в) показаны фотографии свечения РП в чистом SF_6 и в смеси $SF_6:C_2H_6=10:1$ при одинаковой энергии, вводимой в плазму СИОР.

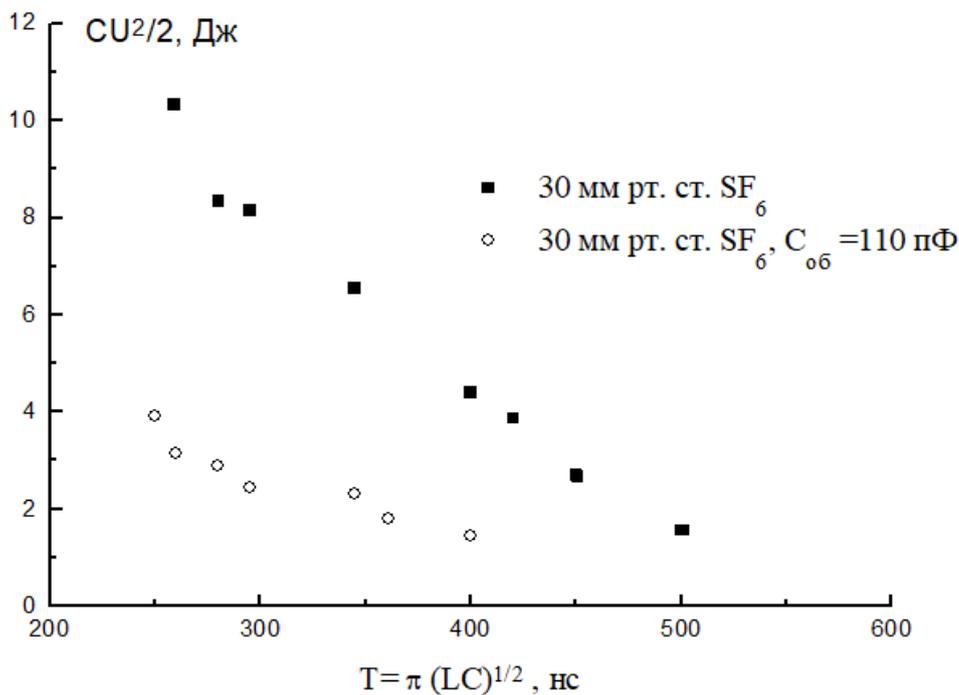
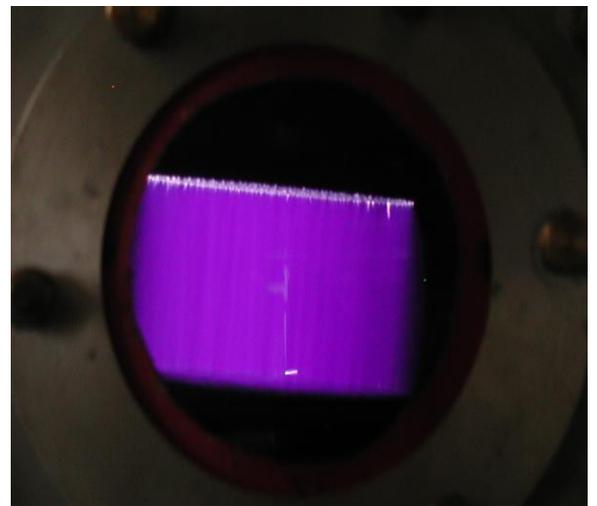
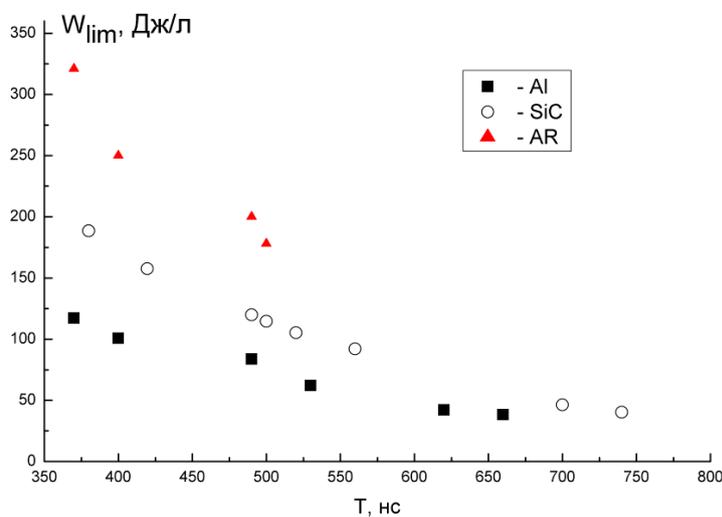


Рисунок 2.11 Зависимость предельного значения $CU^2/2$ от параметра контура T .

На фотографиях свечения катода видно, что в смеси $SF_6:C_2H_6=10:1$ по сравнению с чистым SF_6 плотность КП на катоде увеличивается в 5-6 раз при значительном уменьшении длины яркой части каналов, причем ток и напряжение СИОР при этом заметно не изменяются (осциллограммы имеют идентичный вид). Поэтому в [95] было высказано предположение, что именно увеличение поверхностной плотности КП, сопровождающееся соответствующим уменьшением тока через КП, является причиной столь значительного повышения устойчивости СИОР при добавлении к SF_6 углеводородов или угледейтеридов. Как будет показано в следующих разделах (см. глава 4) это не совсем так,

повышение устойчивости обусловлено изменением в кинетике плазмохимических процессов, протекающих в плазме одиночного диффузного канала. На рис.2.11 показаны результаты исследования влияния обостряющей ёмкости $C_{об}$, подключаемой параллельно РП, на устойчивость СИОР в SF_6 (зависимости $CU^2/2$ от T получены при $d = 4$ см). Как следует из приведённой на рис.2.11 зависимости параметра $CU^2/2$ от T , подключение $C_{об}=110$ пФ сильно снижает устойчивость разряда, в то время как в смеси SF_6 с углеводородами данный эффект отсутствует. Таким образом, СИОР в смесях SF_6 с углеводородами (угледейтеридами) менее чувствителен к резким флуктуациям тока, чем в чистом SF_6 .



а)

б)

Рисунок 2.12 а) - Зависимости предельного значения вводимой в плазму энергии без перехода СИОР в искру W_{lim} от T в смеси $SF_6:C_2H_6=30:3$ мм рт.ст. при $d=4$ см. б) – Фотография СИОР в чистом SF_6 (р=30 мм рт.ст.), $W_{lim}=80$ Дж/л, $T=350$ нс, катод из SiC.

Естественный интерес представляло изучение влияния состояния поверхности и материала катода на устойчивость СИОР. Оказалось, что СИОР в промежутках с катодами, имеющими полированную поверхность, менее устойчив, чем в промежутках, катоды которых подвергались обработке наждачной бумагой или пескоструйной обработке (неоднородность поверхности ~ 50 мкм). Характерно, что число КП в смесях SF_6 с углеводородами на

полированном электроде значительно меньше, чем на катоде, обработанном наждачной бумагой, в то время как в чистом SF_6 число КП на полированном и обработанным наждачной бумагой катоде приблизительно одинаково [20]. Устойчивость разряда при использовании обработанных наждачной бумагой (или пескоструйной обработке) катодов из Al, Cu, Fe, Ti и Mg приблизительно одинакова (эксперименты проводились при $d=4$ см). Заметим также, что в приведенных нами экспериментах не было замечено существенных изменений параметров устойчивости ОСР при замене катода со скругленным краем на катод с острым краем [94, 20].

Существенное увеличение устойчивости СИОР наблюдалось, когда применялись объемно-резистивные катоды, изготовленные из пластины SiC [101, 104] с удельным сопротивлением $\rho \sim 25 \div 50$ Ом·см, и катоды, изготовленные из анизотропно-резистивного материала [79, 98]. На рис. 2.12а приведены для сравнения зависимости предельной электрической энергии, которую можно ввести в плазму без перехода СИОР в искру, W_{lim} , от длительности тока разряда T , снятые при межэлектродном расстоянии $d=4$ см с катодами из SiC и Al, имеющими одинаковые размеры (диски диаметром 85 мм), а также катодом из анизотропно-резистивного материала (AR –катод) с размерами плоской части 5x5 см. Из рис. 2.12а видно, что при $T=400$ нс предельная энергия с объемно-резистивным катодом по крайней мере в 1,5 раза больше, чем со сплошным металлическим. Применение катода из SiC позволило получать однородный СИОР в чистом SF_6 и смесях SF_6 с H_2 , в то время, как на металлическом катоде при этих условиях СИОР контрагировал. На рис.2.12б показана фотография СИОР с катодом из SiC, полученная при $T=350$ нс и удельном энергокладе $W_{in}=80$ Дж/л. Устойчивость СИОР в системах электродов с анизотропно-резистивным катодом из [98] была еще выше (см. рисунок 2.12а).

2.1.5 Динамика формирования СИОР

Как уже отмечалось выше, внешне и по осциллограммам напряжения и тока СИОР ничем не отличается от обычного ОСР с предыонизацией, зажигаемого как

в SF_6 , так и в других сильно электроотрицательных газах. Характерные особенности этой формы объемного разряда проявляются в динамике его развития. На рис.2.13 представлены результаты исследований динамики развития СИОР в системе плоских электродов при разряде на РП искусственной линии с варьируемым числом ячеек: рис.2.13а - фотографии СИОР, полученные при разных длительностях токового импульса (указаны под кадром); рис.2.13б - осциллограммы напряжения (1) и тока (2) СИОР при разряде линии с максимальным в настоящих экспериментах числом ячеек (20); рис. 2.13в - зависимость полного числа КП на катоде N_s от времени t .

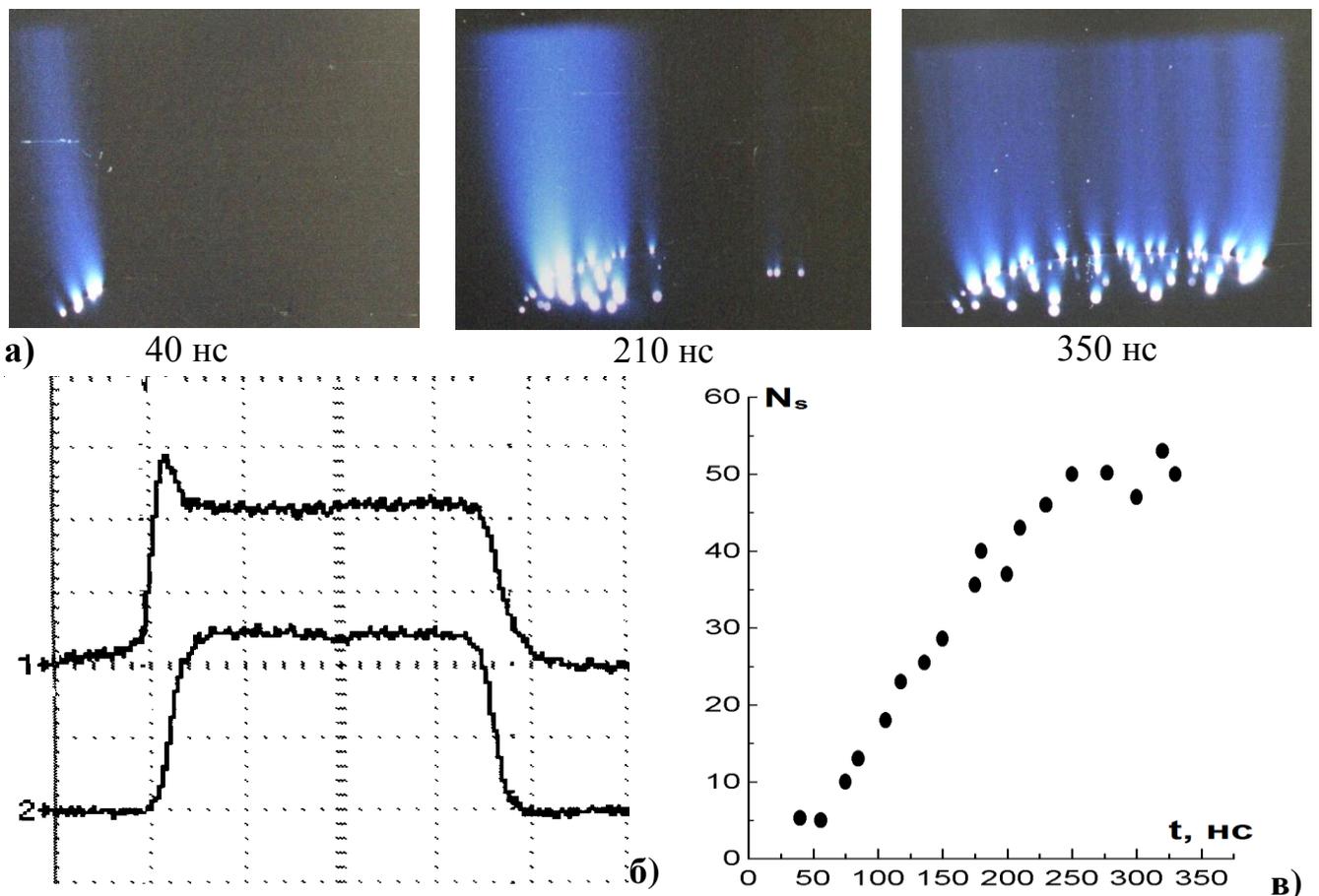


Рисунок 2.13 а) – фотографии СИОР в системе плоских электродов в различные моменты времени, искровая подсветка слева; б) – осциллограммы напряжения (1) и тока (2) СИОР при разряде на промежуток искусственной линии, развертка 100 нс/дел; в) – зависимость числа КП, N_s от времени t .

Как видно из рис.2.13, в отличие от ОСР с предыонизацией, СИОР зажигается первоначально в зоне максимального усиления электрического поля на краю промежутка в виде одного или нескольких диффузных каналов, привязанных к КП. Свечение разряда в остальной части промежутка в этот момент времени не регистрируется даже на пленке с чувствительностью 1600 ед ASA. Каналы, сформировавшиеся первыми, инициируют затем появление следующих каналов с КП, и СИОР распространяется по промежутку перпендикулярно направлению электрического поля при постоянном (равном U_{qs}) напряжении, постепенно заполняя весь РП. Полное число пятен на катоде увеличивается от момента пробоя РП практически прямо пропорционально времени, т.е. с учетом условий эксперимента пропорционально вводимой в разряд энергии. На рис.2.13в показана зависимость числа КП N_s от длительности импульса напряжения t при одинаковой величине тока. При постоянной длительности разряда, число КП увеличивается с увеличением амплитуды тока.

Поскольку развитие СИОР в описываемых условиях происходит при постоянном токе (за исключением переднего и заднего фронтов импульса), то с появлением новых каналов ток через каналы, сформировавшиеся раньше, должен уменьшаться, т.е. должен наблюдаться странный для самостоятельных разрядов эффект погасания ранее сформировавшегося диффузного канала, не смотря на то, что в течение всего рассматриваемого процесса напряжение на РП несколько превышает статическое пробивное (с учетом падения напряжения на катодном слое). Наличие данного эффекта действительно подтверждается экспериментами по исследованию СИОР в системе электродов с секционированным катодом (см. рис.2.1в). На рис.2.14 приведены осциллограммы токов через инициирующий и контрольный проводники (секции катода). Из этого рисунка видно, что ток через контрольный проводник начинает протекать с заметной задержкой по отношению к току через инициирующий проводник, соответствующей времени распространения СИОР по поверхности катода от инициирующего к контрольному проводнику, и к моменту появления тока через контрольный

проводник амплитуда тока через инициирующий уменьшается более чем в два раза от своего амплитудного значения. Таким образом, в описанном эксперименте непосредственно виден эффект погасания образовавшегося первым диффузного канала. Перечисленные особенности развития СИОР указывают на наличие механизмов ограничения плотности тока в диффузном канале в SF_6 и смесях на его основе, затрудняющих протекание всей энергии через один канал. О существовании таких механизмов свидетельствуют также результаты экспериментов в системе электродов с имитацией появления первого диффузного канала инициирующим электродом, расположенным рядом с основным катодом (рис.2.1б).

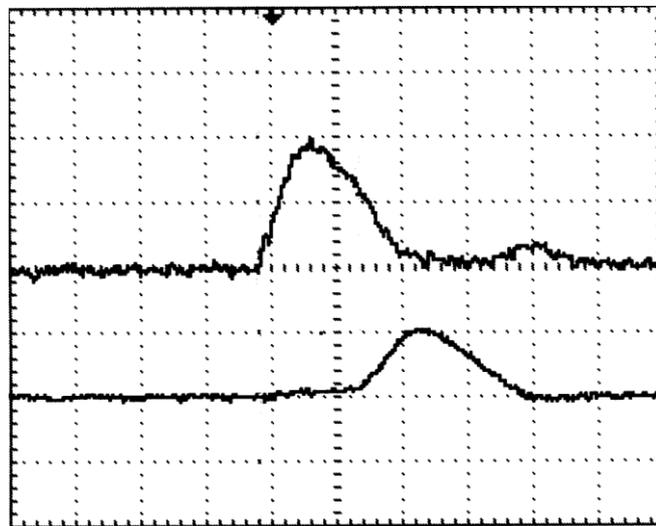
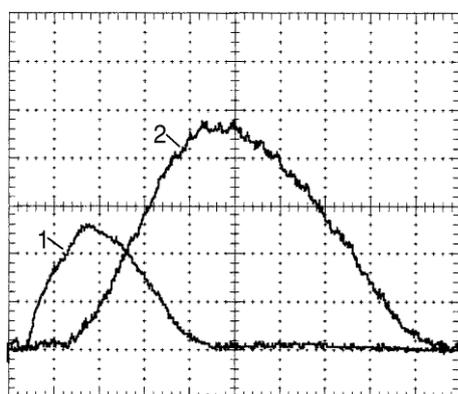


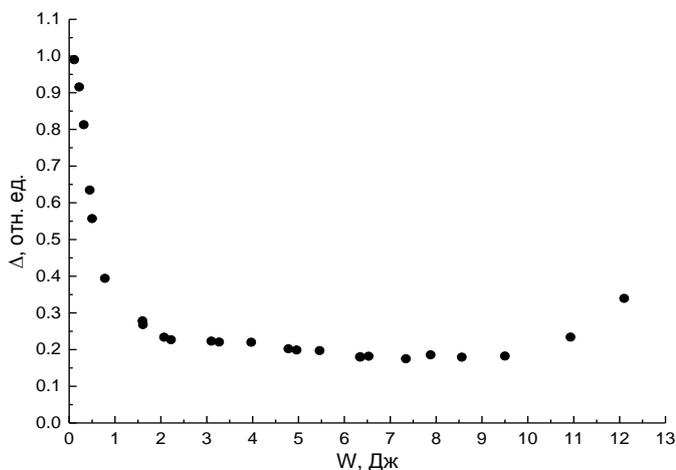
Рисунок 2.14 Осциллограммы тока через инициирующий (верхний луч) и контрольный (нижний луч) проводники (развертка 50 нс/дел.).

На рис.2.15а представлены характерные осциллограммы разрядного тока через инициирующий (1) и основной (2) катоды, из которых видно, что, действительно, ток через инициирующий катод появляется заметно раньше, чем через основной и его максимум достигается в момент времени, когда основной ток еще продолжает расти. На рис.2.15б показана зависимость доли энергии Δ , пропускаемой инициирующим катодом, от полной энергии W , введенной в разряд. Величина Δ монотонно уменьшается с увеличением W , достигая

насыщения, что еще раз свидетельствует в пользу существования механизмов, препятствующих протеканию всей энергии СИОР через один канал.



а)



б)

Рисунок 2.15 а) - осциллограммы тока через иницирующей (1) и основной (2) катоды, 39,7 А/дел, развертка 50 нс/дел; б) - зависимость относительной доли энергии Δ , прошедшей через иницирующей электрод, от полной энергии W .

Примечательно, что, начиная с некоторого определенного значения энерговклада в плазму СИОР, на осциллограммах тока через иницирующей катод появлялся второй максимум.

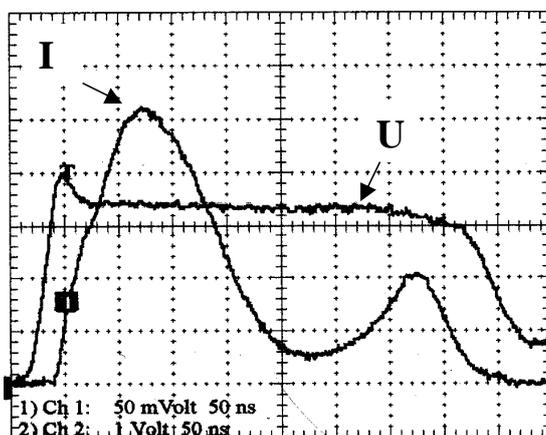


Рисунок 2.16 Осциллограммы напряжения на РП (U) и тока через иницирующей проводник (I), развертка 50 нс/дел.

На рис.2.16. приведены осциллограммы напряжения на промежутке и тока через иницирующей катод, снятые для подобного случая. Как следует из осциллограммы тока на рис.2.16, проводимость первого канала уменьшается от

амплитудного значения почти на порядок и лишь спустя некоторое время снова начинает увеличиваться. Таким образом, имеем эффект практически полного погасания первого канала с последующим восстановлением его проводимости (эффект возврата тока в канал). При дальнейшем увеличении энерговклада, амплитуда тока во втором максимуме начинает превышать амплитуду в первом, при дальнейшем увеличении энерговклада диффузный канал переходит в искру. Отметим, однако, что в рассматриваемом эксперименте имитация начального диффузного канала с помощью специального электрода не вполне адекватна реальным условиям, поскольку для гарантированного начала разряда с иницирующего катода приходилось его выдвигать приблизительно на 3 мм над поверхностью основного катода. Поэтому имитируемый начальный диффузный канал, заметно выделялся по яркости и поперечным размерам по отношению к каналам в основном промежутке, в то время как в реальных условиях этого не наблюдается (рис.2.5а). Очевидно, что в реальных условиях величина Δ (рис.2.15б) существенно меньше, чем в описанном модельном эксперименте.

Описанная выше динамика развития СИОР подтверждается исследованиями, выполненными с применением электрооптической камеры (ЭОК), которая позволяла получать кадры свечения плазмы СИОР с временем экспозиции 20 нс [100]. Эти эксперименты проводились на экспериментальной установке, показанной на рис.2.3. Электродная система представляла собой систему: нож (катод) – плоскость (анод). Кадры СИОР, полученные с помощью ЭОК при варьировании времени задержки запуска камеры относительно времени начала тока разряда представлены на рис.2.17.

СИОР начинается в виде отдельного диффузного канала вблизи точки искровой подсветки. Затем, рядом с первым каналом появляются значительно менее яркие новые каналы, число которых растет со временем, а их яркость постепенно сравнивается с яркостью первого канала, причем наиболее яркими являются каналы, находящиеся ближе к первичному каналу. Со временем интенсивность свечения первого канала заметно уменьшается, а все остальные

каналы становятся одинаково яркими. С дальнейшим развитием СИОР наблюдается постепенное увеличение интенсивности его свечения на краю промежутка, удаленном от точки подсветки, однако при $T > 230$ нс свечение снова становится однородным по длине катода, причем восстанавливается также свечение в области начального канала. Далее на фоне общего диффузного свечения развивается неустойчивость СИОР. Видимое на всех кадрах рис.2.17 небольшое черное пятно является дефектом камеры.

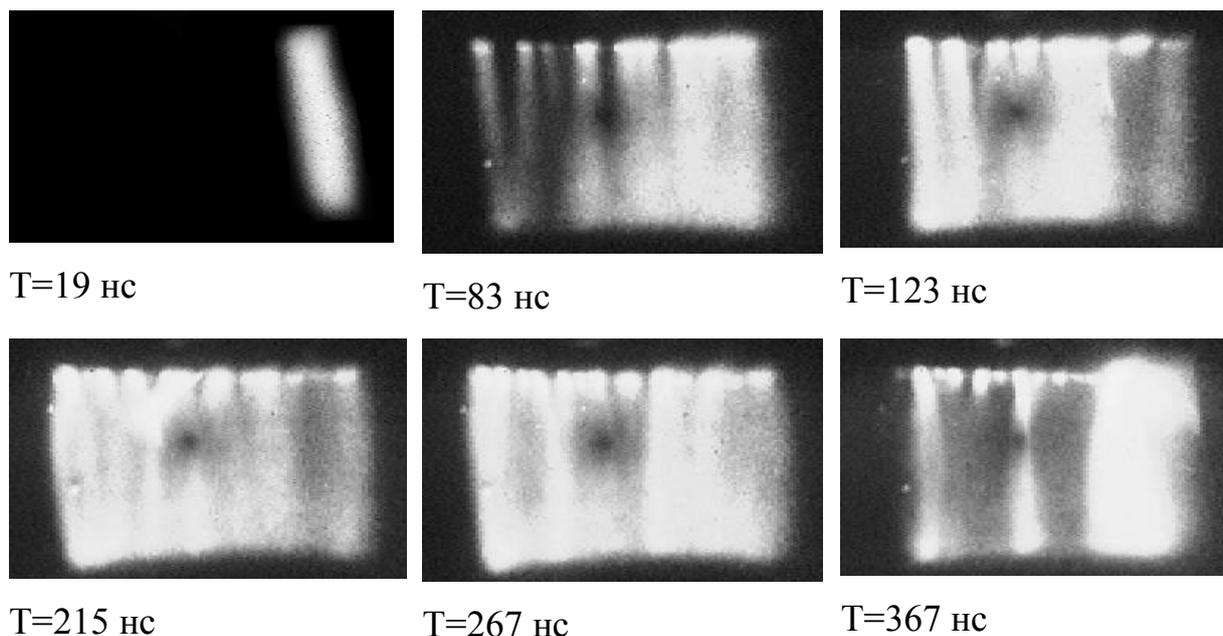


Рисунок 2.17. Фотографии СИОР со временем экспозиции 20 нс, полученные при фиксированной временной задержке T относительно момента пробоя разрядного промежутка.

2.1.6 Факторы, влияющие на пространственную однородность СИОР в смесях SF_6 с углеводородами

Очевидно, СИОР лишь условно можно отнести к обычным объемным разрядам, поскольку этот разряд представляет собой набор диффузных каналов, прорастающих из КП, т.е. он принципиально имеет струйную структуру. Поэтому для однородности этой формы разряда большее значение имеет не столько начальная концентрация электронов, сколько поверхностная плотность КП, определяемая в значительной степени условиями на поверхности катода. Поскольку эксперименты с секционированным катодом показали, что основной

ток разряда протекает через КП, то необходимо знать, чем определяется поверхностная плотность КП.

Таблица 2.1. Зависимость числа КП от числа прошедших разрядов.

Число прошедших разрядов n	0÷5	15÷30	100	1000	1100
Cu - число катодных пятен N_s	120	86	70	37	37
Al - число катодных пятен N_s	130	95	68	38	37
Pb- число катодных пятен N_s	61	53	28	-	-
SiC- число катодных пятен N_s	855	-	734	700	-

Следует заметить, что интерпретация экспериментов с КП осложняется тем, что в процессе эксперимента меняется состояние поверхности катода. Число КП с увеличением количества прошедших разрядов монотонно уменьшается, как это видно из табл.2.1, где приведена зависимость числа КП (N_s) от количества прошедших разрядов n для Al и Cu-катодов (поверхность обработана наждачной бумагой). Поэтому сравнение различных экспериментальных данных должно проводиться для приблизительно одинаковых значений n , либо после тренировки катода, когда зависимость N_s от n становится слабой. Представленные ниже данные отобраны с учетом этого требования.

На рис.2.18 представлена зависимость N_s от средней плотности, вводимой в плазму энергии W_{in} (измеряемой в Дж/см³), снятая в системе плоских электродов для разных значений d и давления p . Изменение W_{in} в процессе экспериментов осуществлялось изменением зарядного напряжения и величины зарядной емкости, варьировалась также длительность тока разряда. Из рис.2.18 видно, что при фиксированном p величина N_s слабо зависит от d . Точки в пределах ошибки удовлетворительно укладываются на линейную зависимость N_s от W_{in} . Следовательно, при фиксированном давлении величина N_s определяется именно величиной W_{in} , а не плотностью и длительностью тока. Необходимо, однако, отметить, что величиной W_{in} задается именно полное число КП на катоде.

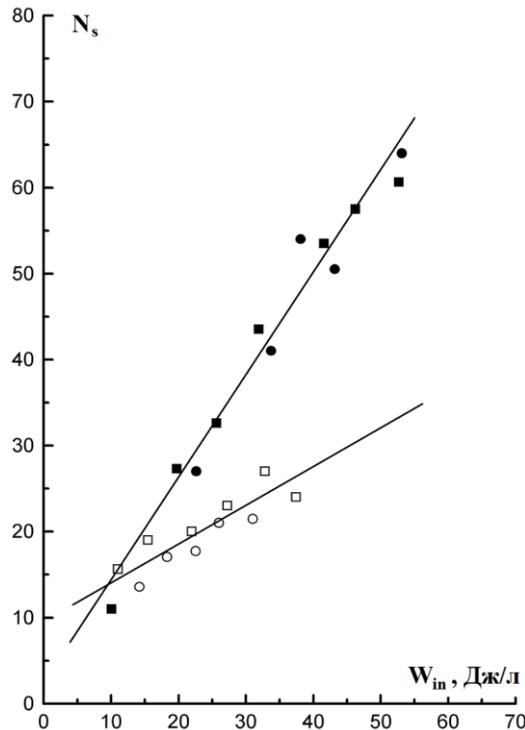


Рисунок 2.18 Зависимость числа КП N_s от удельного энерговклада W_{in} . Смесь $SF_6:C_2H_6=10:1$: ■ - $d=6$ см, $P=33,6$ мм рт.ст.; ● - $d=2$ см, $P=33,6$ мм рт.ст.; □ - $d=6$ см, $P=16,8$ мм рт. ст.; ○ - $d=2$ см, $P=16,8$ мм рт.ст.

При малой, менее 150 нс, длительности тока КП могут покрывать не всю поверхность катода, а лишь ее часть вблизи места первичного пробоя РП. Поэтому в коротких разрядах локальная плотность пятен может быть больше, чем при разрядах с большей длительностью тока. Зависимость N_s от r имеет более сложный характер. Величина N_s растет с увеличением r причем не линейно. При этом наблюдается также уменьшение поперечных размеров КП и диффузных каналов на аноде, т.е. одновременно с ростом N_s уменьшается объем, занимаемый каждым из каналов. Можно предположить, что такое влияние повышения r на N_s связано с увеличением напряженности электрического поля (определяемой, как $E_{qs}=U_{qs}/d$), при которой развивается СИОР, и величина которой, как известно [44], существенно определяет вероятность образования КП. Построенная с учетом этого предположения зависимость N_s от параметра $W_{in} \cdot E_{qs}$ для разных значений r

и d приведена на рис.2.19 Она удовлетворительно аппроксимируется линейной функцией (практически прямо пропорциональная зависимость)

$$N_s = A + B \cdot W_{in} \cdot E_{qs} \quad (2.2)$$

в которой константа B в свою очередь является функцией состояния поверхности катода и содержания углеводорода в смеси.

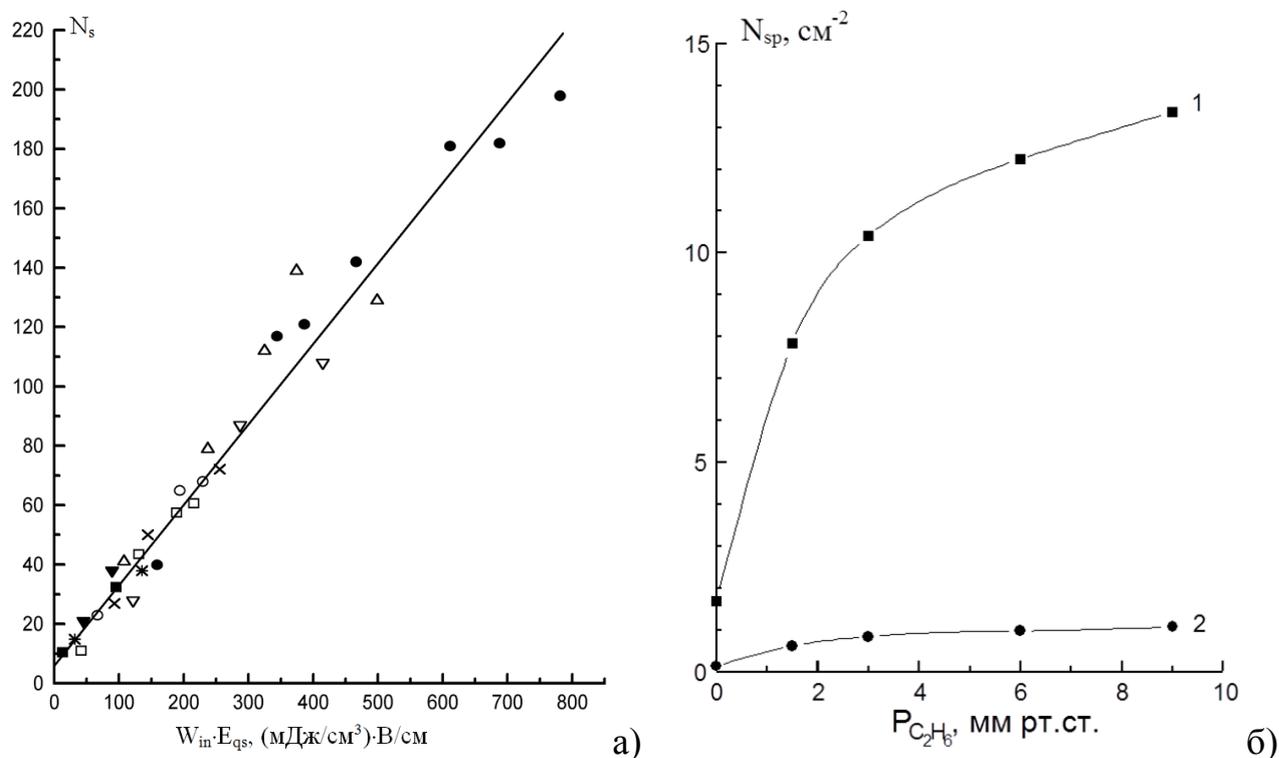


Рисунок 2.19. а) - Зависимость числа КП N_s от параметра $W_{in} \cdot E_{qs}$. Смесь $SF_6:C_2H_6=10:1$: ● - $d=6$ см, $P=33,6$ мм рт.ст.; ■ - $d=6$ см, $P=16,8$ мм рт.ст.; * - $d=4$ см, $P=23,3$ мм рт. ст.; ▼ - $d=3$ см, $P=23,3$ мм рт. ст.; ○ - $d=3$ см, $P=33,6$ мм рт.ст.; Δ - $d=3$ см, $P=50,4$ мм рт. ст.; ▽ - $d=3$ см, $P=67,2$ мм рт.ст.; × - $d=2$ см, $P=33,6$ мм рт.ст.

б) - Зависимость поверхностной плотности КП N_{sp} от парциального давления этана $P_{C_2H_6}$: 1 – катод, подвергнутый пескоструйной обработке; 2 – полированный катод.

Действительно, на рис.2.20 приведены зависимости поверхностной плотности КП N_{sp} от парциального давления этана ($P_{C_2H_6}$), полученные при использовании катодов с разным состоянием поверхности. СИОР длительностью 270 нс зажигался в РП с межэлектродным расстоянием $d=4$ см при парциальном давлении SF_6 30 мм рт. ст., амплитуда тока разряда составляла $\sim 1,7$ кА). Из этих данных видно, что добавка этана приводит к росту плотности КП и, как

следствие, увеличению эффективного объема, занятого разрядом. Полировка и последующая тренировка катода приблизительно 100 разрядами приводит к уменьшению числа КП (кривая-2 на рис.2.20). Устойчивость СИОР при этом также снижается (см. раздел 2.1.4 настоящей диссертации), однако не настолько сильно, как плотность КП. Примечательно, что к увеличению плотности КП как в чистом SF_6 , так и в смеси $SF_6:C_2H_6=10:1$, приводило добавление (до 10% по давлению) такого сильно электроотрицательного газа, как C_2HCl_3 . По-видимому, в данном случае повышение плотности КП было обусловлено увеличением напряженности поля на катоде, так как добавка C_2HCl_3 в отличие от добавок углеводородов приводила к заметному увеличению напряжения горения разряда.

Увеличение плотности КП при добавлении к SF_6 углеводородов, вероятно, связано с низким потенциалом ионизации последних, поскольку аналогичная картина наблюдается при добавлении к SF_6 и других легкоионизируемых веществ (C_2H_5OH , C_3H_7OH , ксилол, три-этиламин и т.п.). Следует отметить, что эти соединения при адсорбции на поверхности катода, снижают работу выхода электрона из металла (ϕ). Например, в случае этилена (Cu катод) снижение работы выхода электрона из металла $\Delta\phi$ составляет 1,2 eВ [105]. Известно [106], что с участков катода с пониженной работой выхода значительно возрастает ток автоэлектронной эмиссии, что в свою очередь может провоцировать образование КП [105]. Покажем, как основе теории [105] можно объяснить насыщающийся характер зависимостей плотности КП от парциального давления этана – см. рис.2.19б. Предполагая, что КП будет инициировано эктоном, возникающем при взрыве локального центра с увеличенной эмиссией электронов можно установить функциональную связь между давлением газа над поверхностью катода и N_s . Здесь предполагается, что именно адсорбция этана понижает работу выхода электрона, вызывая увеличение тока автоэлектронной эмиссии. Тогда количество КП на единичной поверхности будет пропорционально (при заданном энерговкладе) количеству автоэмиссионных центров $N_{эа}$ – потенциальных центров рождения эктонов, $N_{sp} \approx b \cdot N_{эа}$. Число $N_{эа}$ таких центров на единице

поверхности катода, очевидно, будет зависеть от состояния поверхности катода и определяться динамическим равновесием, устанавливающимся в процессах адсорбции этана на центре и его десорбции с этого участка. (Пескоструйная обработка поверхности катода, очевидно, увеличивает число участков с повышенной автоэлектронной эмиссией электронов, значение коэффициента b в этом случае будет выше). Скорость адсорбции этана на катодные центры $V_{ад}$ (т.е. число молекул, адсорбированных за единицу времени) пропорциональна давлению этана и числу свободных центров на поверхности катода. Если общее число центров $N_э$, а при адсорбции оказывается занятыми $N_{эа}$ центров, то число центров, остающихся свободными равно $(N_э - N_{эа})$. Поэтому, $V_{ад} = k_{ад} \cdot P_{C_2H_6} \cdot (N_э - N_{эа})$. Адсорбция динамически уравновешена процессом десорбции. Скорость десорбции пропорциональна числу адсорбированных молекул: $V_{дес} = k_{дес} \cdot N_{эа}$. При равновесии $V_{ад} = V_{дес}$, поэтому, $k_{ад} \cdot P_{C_2H_6} \cdot (N_э - N_{эа}) = k_{дес} \cdot N_{эа}$. Обозначим $k_{ад}/k_{дес} = K_a$, получаем:

$$N_{sp} \approx N_{sp}^0 + b \cdot N_{эа} = N_{sp}^0 + b \cdot N_э \cdot K_a \cdot P_{C_2H_6} / (1 + P_{C_2H_6} \cdot K_a) \quad (2.3)$$

Здесь, N_{sp}^0 - число КП в чистом SF_6 ; b - константа, зависящая от состояния поверхности и материала катода, а константа K_a кроме этого зависит еще и от газа, который адсорбируется на поверхности катода. Фактически выражение (2.3) описывает изотерму адсорбции для монослоя (уравнение адсорбции Ленгмюра). Экспериментальные зависимости (точки), показанные на рис. 2.20 с очень хорошей точностью аппроксимируются выражением (2.3).

Для практических приложений представляется важным поиск оптимальной микроструктуры поверхности катода, которая могла бы обеспечивать максимальную однородность СИОР. При этом необходимо учитывать, что металлическая поверхность катода (исследовались - латунь, нержавеющая сталь, дюраль, магний, титан, свинец) в процессе исследований меняется, поскольку КП являются результатом взрыва участков поверхности с повышенной эмиссионной способностью (возникновения эктона). На рис. 2.20 показаны фотографии участка поверхности катода после того, как эти электроды отработали в разрядной камере.

Обработка электрода заключалась в следующем: в смеси $SF_6:C_2H_6=30:3$ Торр на этом катоде зажигался СИОР при межэлектродном расстоянии $d=4$ см (диаметр плоской части катода 4,5 см), длительность разряда 270 нс, энергия вводимая в плазму СИОР за один импульс составляла 5 Дж, электроды подвергались воздействию 150 таких импульсов.

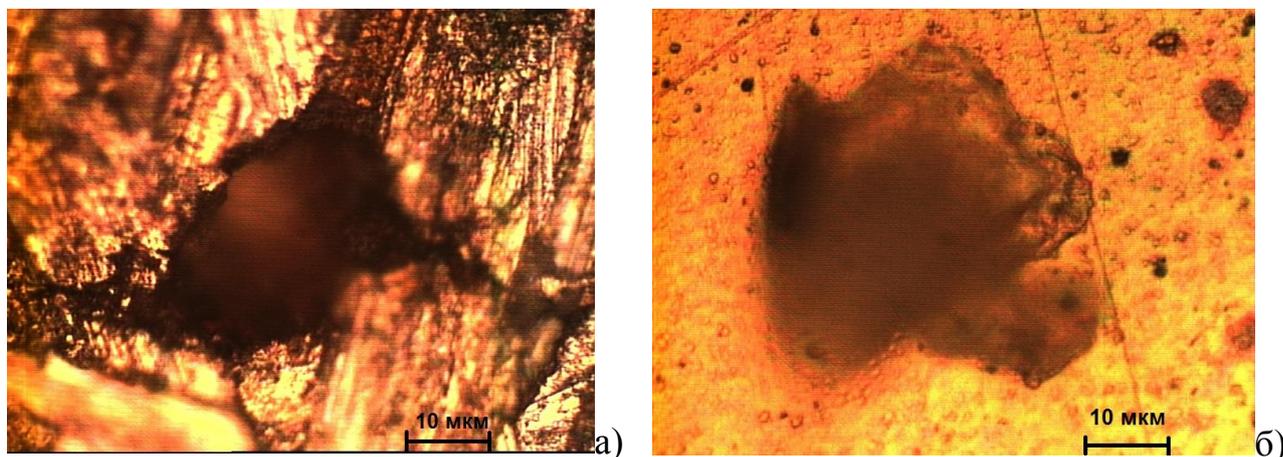


Рис. 2.20. Фотографии поверхности катода: а) – поверхность Al катода, обработанного наждачной бумагой (маркировка - P22); б) – поверхность полированного катода из нержавеющей стали

На рис. 2.20 хорошо заметны следы от кратеров, возникшие после образования КП, размеры кратеров на Al катоде составляли: диаметр – $D_k=25-50$ мкм, а глубина $h_k=20-40$ мкм. На полированном катоде, выполненном из нержавеющей стали разброс параметров эрозионных дефектов (кратеров), образовавшихся в процессе прохождения разрядов был значительно больше – $D_k=4-40$ мкм. По-видимому, кратеры с большим диаметром образовались в результате нескольких разрядов, локализованных в одном месте. Эту гипотезу подтверждает анализ морфологии дефектов с большими размерами – они состоят из большого количества мелких кратеров с размерами <10 мкм. Понимая всю сложность процессов происходящих на поверхности катода, связанных с образованием кратеров: - влияние характеристик разрядного импульса, состава и давления газовой среды, а также трудно учитываемые факторы, например, образование диэлектрических пленок на катоде при разряде в многоатомных газах (SF_6 , C_2H_6 , C_3H_8 и т.п.). Мы ограничились только чисто утилитарным вопросом, –

каким образом обработать поверхность катода, чтобы СИОР был однородным и сохранял свои свойства после прохождения 10^3 и более разрядов. Для катодов из Al оказалось, что при нанесении на поверхность неоднородностей с размерами ~ 50 мкм плотность КП на поверхности после 100-200 разрядов достигает своей квазистационарной величины и, в дальнейшем, не меняется, поскольку образующиеся в результате врывоэмиссионных процессов дефекты имеют такие же пространственные размеры. Если на поверхность наносились дефекты с размером меньше 30 мкм (при обработке поверхности катода использовалась наждачная бумага с маркировкой P40–P180), то, вначале, плотность КП была выше (первые 50 импульсов), но после 200-300 выстрелов она уже была значительно ниже, чем, когда поверхность катода обрабатывали наждачной бумагой с маркировкой P22–P36. Когда структура дефектов на поверхности катода была слишком мелкой (< 10 мкм), то после тренировки катода несколькими разрядами плотность КП на таком катоде была низкой, примерно такой же, как и на катоде, подвергнутом оптической полировке.

Следует обратить внимание на высокую плотность КП на поверхности катода, изготовленном из SiC (см. табл.). Было исследовано 2 катода из SiC – один был полированным (размеры дефектов поверхности не превышали 10 мкм), а другой имел достаточно грубую поверхность с размерами неровностей 30-50 мкм, что позволяло получать заметно более однородный СИОР, чем на полированном катоде. (В таблице 2.1 указаны результаты исследований последнего). Полированный катод из SiC тем не менее позволял получать более устойчивый и однородный разряд, чем на металлическом катоде. Катоды из SiC показали высокую стабильность характеристик (плотность КП на катоде, устойчивость СИОР), чем металлические. Хуже всех из исследованных электродов показали себя катоды из свинца – при использовании в катоде этого материала устойчивость и однородность СИОР была наименьшей, что связано с отсутствием на поверхности такого катода областей с высоким усилением электрического поля и высокой эмиссионной способностью, которые позволяют инициировать

образование эктона. Действительно, из-за низкой температуры плавления свинца, созданные с помощью наждачной бумаги микронеровности и края кратеров, образовавшихся после возникновения КП, под микроскопом выглядят скругленными и округлыми, поэтому локальное усиление электрического поля вблизи этих дефектов оказывается существенно более низким, чем на катодах из стали или дюрала.

2.1.7 Влияние неоднородности электрического поля в промежутке на устойчивость СИОР

Вследствие существования механизмов ограничения плотности тока в диффузном канале устойчивость рассматриваемой формы разряда слабо зависит от распределения внешнего электрического поля в промежутке, определяемого геометрией электродов. Как следствие, разряд практически не замечает достаточно грубые дефекты поверхности катода, такие как мелкие выбоины, вмятины, отверстия. Заметим, что электроды в наших экспериментах не имели никакого специального профиля, обеспечивающего однородность поля, край катода был скруглен радиусом $r \ll d$. Поэтому на краю РП электрическое поле всегда усилено, в воздухе в этой системе разряд стягивался на край катода и переходил в искру. Тем не менее, область с высоким краевым усилением электрического поля в смесях SF_6 с углеводородами практически не выделяется на общем фоне свечения РП (рис.2.21). Очень показательным в этом отношении оказался эксперимент, проведенный в системе плоских электродов, замкнутых диэлектрической пластиной (рис.2.1г). На рис.2.21 представлены фотографии СИОР в этой системе электродов, полученные в воздухе (рис. 2.22а) и в смеси $SF_6:C_2H_6=10:1$ (рис.2.21б). Как и следовало ожидать, разряд в воздухе развивается в виде искрового пробоя зазора по поверхности диэлектрической пластины, объемная фаза полностью отсутствует. В смеси $SF_6:C_2H_6$ разряд имеет выраженный объемный характер, по внешнему виду и осциллограммам он совершенно не отличается от СИОР, получаемого в этой же системе в отсутствии

пластины. Таким образом, СИОР, даже если он начинается по поверхности диэлектрика, то благодаря механизмам ограничения плотности тока в диффузном канале, вытесняется затем в глубь РП.

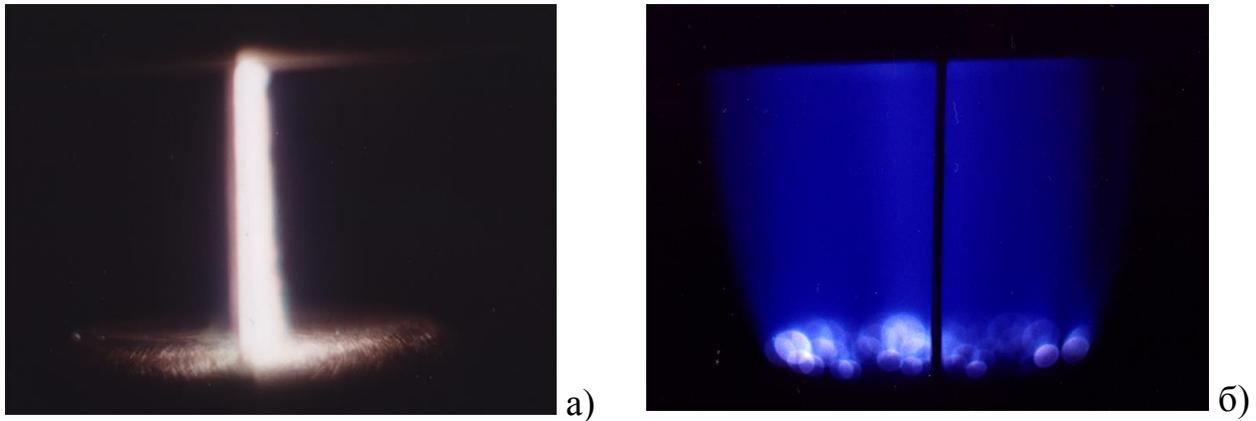


Рисунок 2.21 Фотографии разряда в системе плоских электродов, замкнутой стеклянной пластиной, в воздухе (а) и смеси $\text{SF}_6:\text{C}_2\text{H}_6=10:1$ (б).

Характерно, что устойчивость СИОР не зависит от того, где усилено поле: на краю катода, краю анода или на краях обоих электродов, т.е. при $h_k < h_a$, $h_k > h_a$, $h_k = h_a$, где h_k , h_a , соответственно, поперечные размеры катода и анода, в плазму СИОР может быть введена одинаковая энергия. На рис.2.22 представлены зависимости предельного удельного энерговклада W_{in}^{lim} от длительности тока СИОР T , снятые при межэлектродном расстоянии $d=4$ см и давлении смеси $\text{SF}_6:\text{C}_2\text{H}_6=10:1$ 33 мм рт. ст. в РП с $h_k > h_a$, $h_k < h_a$, $h_k = h_a$ при радиусе закругления электродов по периметру $r=1$ см. Конфигурации РП схематически также изображены на рис.2.22.

Как видно из рис. 2.22, величина W_{in}^{lim} действительно не зависит от конфигурации РП, что позволяет в нецепных HF(DF) лазерах применять в качестве анода и катода плоские электроды, скругленные по периметру достаточно малым радиусом $r \ll d, h$, т.е. применять предельно компактные электроды. Это дает возможность существенно уменьшить габариты разрядной камеры нецепного лазера и упрощает проблему масштабирования его выходных характеристик.

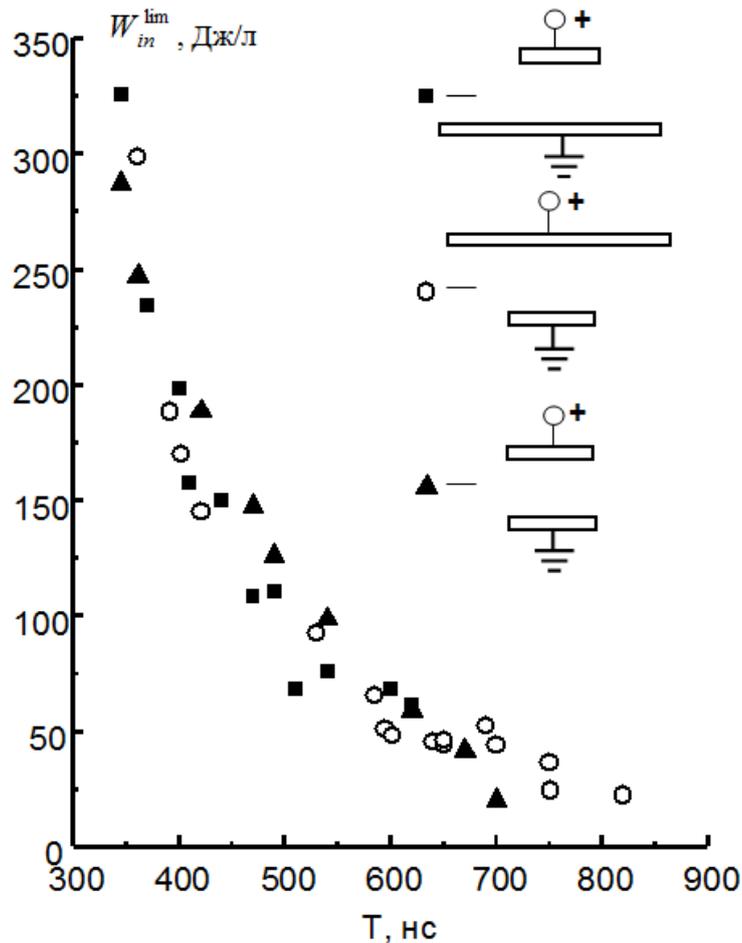


Рисунок 2.22 Зависимости верхнего предела удельного энерговклада в плазму СИОР W_{in}^{lim} от параметра контура $T = \pi(LC)^{1/2}$ в РП с различной конфигурацией.

2.2 Численное моделирование СИОР в газовых смесях на основе SF_6

Проведение полномасштабных исследований нецепного электроразрядного HF(DF) лазера, рабочая среда которого представляет собой смесь SF_6 с различными донорами водорода (дейтерия), - является трудной задачей, требующей для своего решения значительных материальных затрат. Эти затраты можно существенно снизить, если хотя бы частично прямое экспериментальное моделирование заменить расчетами на компьютере. При расчете характеристик ОСР (СИОР) в SF_6 необходимо учитывать десятки элементарных процессов, в том числе увеличение потерь электронов из-за их прилипания к колебательно-возбужденным молекулам SF_6 , диссоциацию SF_6 электронным ударом, рекомбинацию [98], процессы ступенчатой ионизации SF_6 и примесей, а также параметры внешней цепи. Точных данных о константах скоростей многих

элементарных процессов нет, что не позволяет выделить основные процессы, которыми определяются характеристики СИОР и затрудняет проведение верификации результатов расчета. С другой стороны, для решения многих задач часто и не требуется определять точный состав газоразрядной плазмы – достаточно знать проводимость разрядного промежутка и динамику формирования концентрации одного - двух компонентов [99].

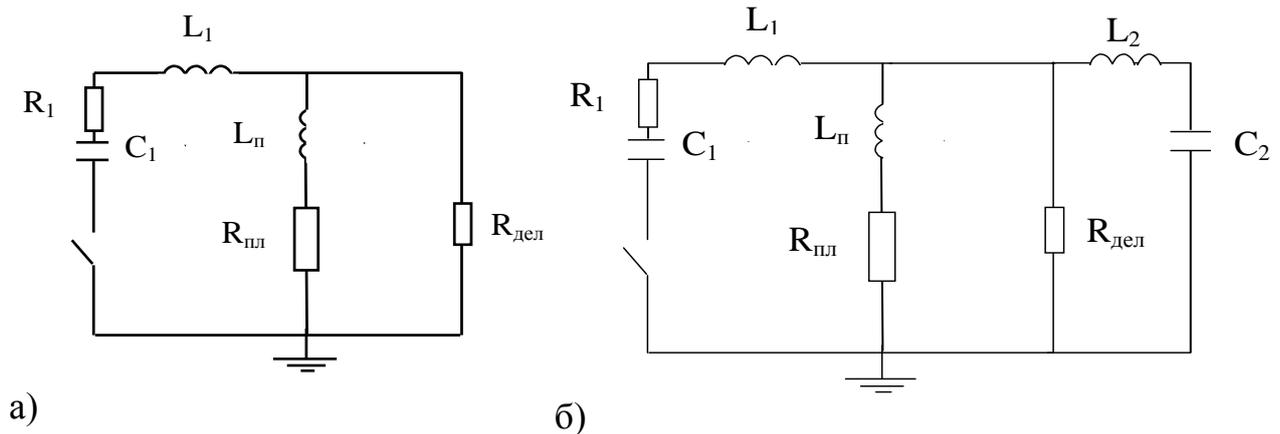


Рисунок 2.24 Эквивалентные электрические схемы, для которых проводилось численное моделирование: а) – расчет разряда емкости; б) – на РП разряжается емкость, а параллельно промежутку подключена обостряющая емкость.

2.2.1 Расчет характеристик СИОР в рабочих смесях НФ лазера

Численное моделирование характеристик СИОР в рабочих смесях НФ лазера проводилось, главным образом, с целью анализа работы различных электрических схем накачки, применявшихся на лазерных установках, созданных в лаборатории (определение разрядного тока, энерговыклада в плазму СИОР и т.п.). Соответствующие эквивалентные электрические схемы приведены на рис.2.24 и рис.2.25. Газовый промежуток в расчете рассматривался как нелинейное сопротивление, величина которого определялась из уравнений баланса для электронов и ионов. При сопоставлении экспериментальных и расчетных осциллограмм учитывалось, что реальные делители напряжения регистрируют напряжение не непосредственно на плазме, а через некоторую индуктивность подводов $L_{\text{п}}$. Детальное описание методики расчета характеристик СИОР в SF_6 и его смесях с углеводородами излагалась в работе [99, 107]. Опишем здесь лишь

ключевые моменты этой методики. Для определенности будем рассматривать газовые смеси на основе SF_6 , однако данный подход можно применять и для расчета характеристик ОСР в самых разных смесях на основе сильно электроотрицательных газов (C_3F_8 , C_2H_5I , C_3H_7I и т.п.).

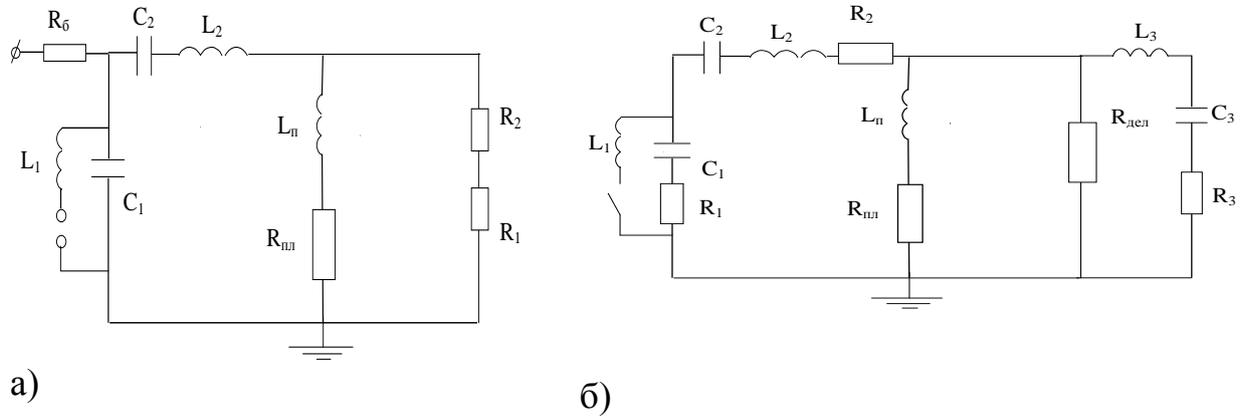


Рисунок 2.25. Эквивалентные электрические схемы, для которых проводилось численное моделирование: а) – расчет разряда генератора Фитча; б) – на РП разряжается генератор импульсных напряжений Фитча, а параллельно РП подключена обостряющая емкость.

Как уже указывалось ранее для СИОР (ОСР) в SF_6 , C_3F_8 , C_3H_7I и их смесей с углеводородами (H_2 , D_2) характерно наличие ярко выраженной квазистационарной фазы горения разряда, за которой следует довольно резкий спад напряжения. Величина напряжения горения (напряжение в квазистационарной фазе) U_{qs} линейно зависит от $p \cdot d$ [99] и определяется, в основном, парциальным давлением сильно электроотрицательного компонента. Для смесей на основе SF_6 значение приведённой напряженности поля (определяющее угол наклона прямой $U_{qs}=f(pd)$) близко к критической величине приведенной напряженности поля $(E/p)_{cr}=89 \text{ кВ} \cdot \text{см}^{-1} \cdot \text{атм}^{-1}$ для чистого SF_6 (величина E/p , при которой коэффициенты ударной ионизации α и диссоциативного прилипания электронов η уравниваются). Данное обстоятельство позволяет учитывать при описании основных характеристик ОСР (напряжение на плазме и ток разряда) в смесях SF_6 с углеводородами (водородом)

при стандартных для нецепных HF(DF) лазеров соотношениях компонентов лишь процессы ударной ионизации SF_6 и диссоциативного прилипания электронов к молекулам SF_6 . Следующий важный шаг, позволяющий значительно упростить моделирование, заключается в том, что зависимости коэффициентов ионизации и прилипания, а точнее величин α/p и η/p (поскольку именно они являются функциями от E/p (E/N)), аппроксимируются линейными функциями

$$\alpha/p = A_1 \cdot E/p + B_1, \quad (2.4)$$

$$\eta/p = A_2 \cdot E/p + B_2. \quad (2.5)$$

Возможность использования в расчетах характеристик ОСР (СИОР) такой аппроксимации вместо реальных зависимостей основана на том, что в сильно электроотрицательных газах и смесях на их основе основная доля энергии, запасенная в источнике накачки, вводится в плазму при напряжении, близком к U_{qs} .

Таким образом, общий подход состоит в следующем:

1) РП считается как резистивный элемент.
 2) Для используемых смесей экспериментально находятся зависимости $U_{qs} = (E/p)_{cr} \cdot p \cdot d + U_k$, по которым определяется $(E/p)_{cr}$ (U_k – падение напряжения на катодном слое).

3) В районе критической точки получают линейные зависимости для приведенных коэффициентов ионизации и прилипания, т.е. зависимости вида (2.4) и (2.5). Для подвижности (скорости) электронов также готовятся аппроксимации, с помощью которых при E/p , близких к $(E/p)_{cr}$, можно с хорошей точностью определить скорость электронов.

4) Уравнения баланса электронов и ионов решаются совместно с уравнениями Кирхгофа для электрической схемы. Ток разряда определяется по формуле $I = n_e \cdot e \cdot u_e \cdot S$, если ионной составляющей тока можно пренебречь, и $I = (n_e \cdot u_e + n_+ \cdot u_+ + n_- \cdot u_-) \cdot e \cdot S$, когда нужно учесть эту составляющую.

Покажем, как применяется эта методика для анализа простой схемы, изображенной на рис.2.24а, где конденсатор разряжается на газовый промежуток (в качестве рабочего газа используется SF_6).

Так как ионная составляющая тока мала, ею пренебрегаем. Таким образом, решается система уравнений:

$$dn_e/dt = \alpha_{eff} \cdot u_e \cdot n_e; \quad (2.6)$$

$$U_c + L \cdot dI/dt + I \cdot (R_d + R) = 0; \quad (2.7)$$

$$dU_c/dt = -I/C; \quad (2.8)$$

$$R_d = (U_c - L \cdot dI/dt - I \cdot R) / I; \quad (2.9)$$

$$I = n_e \cdot e \cdot u_e \cdot S \text{ - ток разряда}; \quad (2.10)$$

В расчете используются аппроксимации из [13]:

$$\alpha_{eff} = A \cdot p \cdot (E/p - B) \quad (2.11)$$

$$u_e = 1,6 \cdot 10^4 (E/p)^{0,6}, \quad (2.12)$$

где $A=0,027 \text{ В}^{-1}$, $B=89 \text{ В} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{Па}^{-1}$; α_{eff} , u_e и E/p измеряются, соответственно в м^{-1} , м/с и $\text{В} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{Па}^{-1}$.

Здесь $\alpha_{eff} = \alpha \cdot \eta$, e – заряд электрона, n_e – концентрация электронов, u_e – дрейфовая скорость электрона, C – емкость конденсатора, L – индуктивность контура, R – активное сопротивление, характеризующее потери в контуре, R_d – сопротивление разряда, U_c – напряжение на конденсаторе, I – ток разряда, p – давление SF_6 , S – площадь катода. Индуктивность L и активное сопротивление контура R определялись экспериментально по колебаниям тока в режиме короткого замыкания. Начальная концентрация электронов n_0 бралась на уровне фоновой. Начальное напряжение на конденсаторе принималось равным зарядному напряжению, начальный ток в цепи брался равным нулю.

На рис.2.26 представлены расчетные и экспериментальные осциллограммы тока и напряжения на РП ($p=30 \text{ Тор}$, $d=5 \text{ см}$) при моделировании схемы, приведённой на рис.2.24а, при этом учтено, что реальный делитель регистрирует напряжение на плазме разряда плюс падение напряжения на индуктивности подводов к электродам.

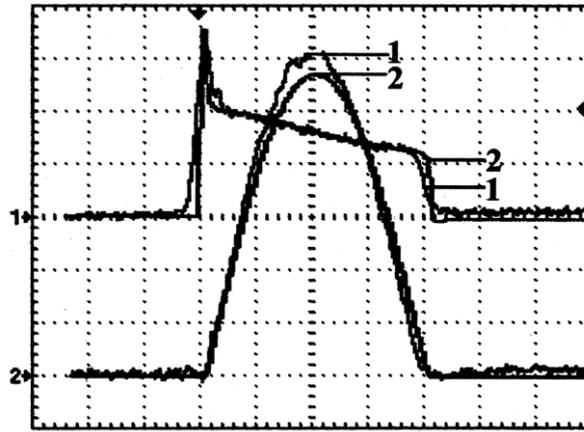


Рисунок 2.26 Осциллограммы напряжения (верхний луч) и тока (нижний луч); 1 - эксперимент; 2 - расчет; напряжение - 10 кВ/дел, ток - 200 А/дел, развертка - 50 нс/дел.

Таким образом, рассмотрение только лишь процессов ионизации и прилипания без учета таких сложных процессов, как ступенчатая ионизация и т. п., позволяет с хорошей точностью получить реальную ВАХ разряда. Расчет дает хорошее согласие с экспериментом (погрешность не более 10%) при удельных энерговкладах в плазму ОСР до 150 Дж/л.

Рассмотрим теперь границы применимости описанной выше численной модели и основные источники ошибок, возникающие из упрощений, используемых при ее составлении. Во-первых, заметим, что в данных расчетах не учитывается величина катодного падения, которая обычно мала по сравнению с величиной $(E/p)_{cr} \cdot p \cdot d$, однако при анализе малоапертурных систем ($d < 2$ см) это может приводить к заметному расхождению экспериментальных и расчетных осциллограмм. Во-вторых, в газоразрядной плазме сильно электроотрицательных газов концентрация ионов почти на два порядка превышает электронную концентрацию, вследствие этого ионная составляющая тока дает заметный вклад в общий ток разряда (особенно при низких давлениях, когда скорость рекомбинации мала). Учет ионной составляющей становится просто необходим при анализе схем, работающих в несогласованном режиме, когда остается большое остаточное напряжение (близкое к U_{gs}). В-третьих, при больших удельных энерговкладах (плотностях тока) происходит значительная диссоциация

молекул, что изменяет электрические свойства рабочей смеси. В-четвертых, рассмотренная здесь простая модель, как впрочем, и любая другая более сложная 0-мерная модель, не учитывает изменение разрядного объема в процессе ввода энергии в плазму, поэтому она, в принципе, не может дать реального описания процессов в плазме ОСР (для описания электрических свойств плазмы это и не требуется).

За исключением последнего четвертого замечания остальные могут быть легко учтены в рассмотренной выше модели лишь простой модификацией исходных уравнений и учетом дополнительных процессов. Однако для этого требуется дополнительная информация о значениях констант скоростей процессов диссоциации, отрыва электронов от отрицательных ионов, ион-ионной [98] и ион-электронной рекомбинации [100] и т.д., кроме того, для конкретных смесей требуется проводить верификацию выбранного набора констант. Например, для SF_6 уравнения и константы будут следующими:

$$dn_e/dt = (\alpha - \eta) \cdot u_e \cdot n_e + K_d \cdot n_e \cdot n_- - \beta_{ei} \cdot n_e \cdot n_+; \quad 2.13$$

$$dn_+/dt = \alpha \cdot u_e \cdot n_e - \beta_{ii} \cdot n_+ \cdot n_- - \beta_{ei} \cdot n_e \cdot n_+; \quad 2.14$$

$$dn/dt = \eta \cdot u_e \cdot n_e - K_d \cdot n_e \cdot n_- - \beta_{ii} \cdot n_+ \cdot n_-; \quad 2.15$$

где $R_d = U_d/I$; - сопротивление плазмы разряда;

$I = (n_e \cdot u_e + n_+ \cdot u_+ + n_- \cdot u_-) \cdot e \cdot S$ – ток разряда;

$E = U_d/d$ – электрическое поле в промежутке;

$dw/dt = I \cdot U_d/V_d$;

$dp/dt = (1/q_F) \cdot dw/dt$;

$\beta_{ei} = 10^{-7} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$; $\beta_{ii} = 2 \cdot 10^{-8} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$ – константы скоростей электрон-ионной и ион-ионной рекомбинации, соответственно;

$V_d = d \times S$ – объем, занимаемый плазмой;

w – удельный энерговклад в плазму ОСР;

$q_F = 4,5 \text{ эВ}$ – цена образования атома фтора;

$K_d=10^{-7}$ см³ – константа скорости реакции отрыва электрона от отрицательного иона электронным ударом.

Модифицированная модель была применена нами для расчета параметров разряда в различных лазерных установках [99, 108]. Во всех случаях она дала совпадение расчётных осциллограмм с экспериментальными в пределах 8%, что существенно лучше, чем удается добиться в более сложных моделях [109-111].

2.2.2 Моделирование канальной структуры СИОР в SF₆ и смесях на его основе

Динамика формирования струйной (канальной) структуры разряда моделировалась набором параллельно включенных резистивных элементов, соответствующих каждому каналу. Сопротивление диффузного канала определялось, как $R_c=U/(S \cdot e \cdot (n_i^- \cdot v_i^- + n_i^+ \cdot v_i^+ + n_e \cdot v_e))$, где U – напряжение на разрядном промежутке, S – площадь сечения канала, e – заряд электрона, n_i^- , n_i^+ , n_e , v_i^- , v_i^+ , u v_e – концентрации и скорости дрейфа отрицательных, положительных ионов и электронов, соответственно. Предполагалось, что сумма площадей сечений всех каналов равна площади катода. Концентрации частиц определялись из решения уравнений непрерывности для каждого сорта частиц совместно с уравнениями Кирхгофа для разрядного контура аналогично [100, 112]. Неоднородность начальных условий для развития каналов по длине катода имитировалась заданием разной величины начальной концентрации электронов в каждом из каналов. Помимо процессов ионизации SF₆ электронным ударом и прилипания электронов к молекулам SF₆ в расчете учитывались следующие процессы [100].

1. Диссоциация SF₆ электронным ударом. Количество диссоциировавших молекул определялось, как $N_d=W/q_F$, где W – введенная в разряд энергия, а $q_F=4,5$ эВ – энергетическая цена образования атома F из [51].

2. Отрыв электронов от отрицательных ионов электронным ударом. Предполагалось, что в плазме доминируют отрицательные ионы SF₆⁻, так как реакции перезарядки за время разряда не успевают произойти, а сечения

образования других отрицательных ионов электронным ударом слишком малы [113]. Константа скорости разрушения отрицательных ионов электронным ударом была оценена как $k_d=10^{-7} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$ в предположении, что ее величина не должна быть меньше, чем величина константы скорости упругого рассеяния электронов на молекулах SF_6 [100].

3. Диссоциативная электрон-ионная рекомбинация. Константа скорости этого процесса $\beta_{ei}=10^{-7} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$ была оценена в предположении, что в плазме разряда в SF_6 доминируют положительные ионы SF_5^+ и $\beta_{ei} \sim T_e^{-1/2}$, где T_e - электронная температура [100].

4. Ион-ионная рекомбинация, константа скорости которой $\beta_{ii}=2 \cdot 10^{-8} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$ для близких к критическому значений $\underline{E/N}$ была взята из [98].

На рис.2.27а и рис.2.27б приведены расчетные осциллограммы напряжения U , общего тока разряда I , и тока через отдельный канал (первый, для которого задавалась максимальная величина начальной концентрации электронов) I_1 для двух значений плотности энергии введенной в плазму разряда: 80 Дж/л и 40 Дж/л. Как видно из рис.2.27а, при большой вводимой энергии ток через отдельный канал имеет два максимума, что качественно согласуется с осциллограммой тока через иницирующий проводник (рис.2.14) в плоской геометрии промежутка и с наблюдаемым в эксперименте перераспределением интенсивности свечения каналов при развитии СИОР в промежутке нож-плоскость (рис.2.17). При уменьшении энергии, вводимой в плазму, эффект возврата тока пропадает (рис.2.27б). На рис.2.28 показаны результаты расчета динамики изменения тока в 4 диффузных каналах. Неоднородность начальных условий для развития каналов по длине катода задавалась за счет разной начальной концентрации электронов n_0 в каждом из каналов ($n_{01}=10^4$, $n_{02}=10^3$, $n_{03}=10^2$, $n_{04}=10 \text{ см}^{-3}$). Условия накачки были такими же, как при выполнении экспериментов с ЭОК. Из расчетов следует, при высоких энерговкладах в свечении отдельного диффузного канала будут наблюдаться осцилляции, поскольку ток через отдельный канал имеет

колебательный характер, что качественно соответствует результатам эксперимента (рис.2.17).

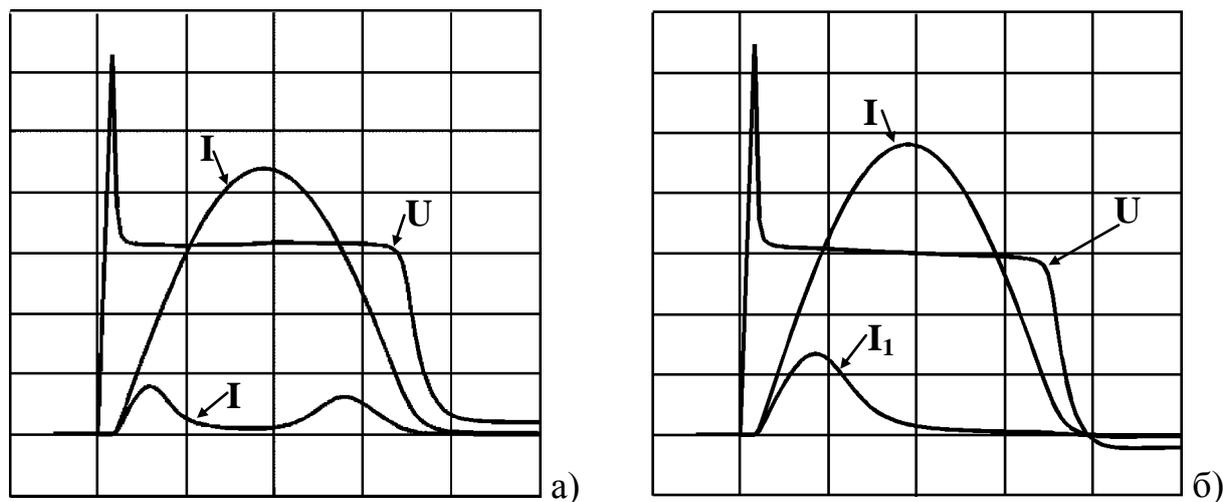


Рисунок 2.27. Расчетные осциллограммы напряжения U , общего тока разряда I и тока через первый канал I_1 : а)-ток 250 А/дел., напряжение 5 кВ/дел., развертка 100 нс/дел.; б)-ток 125 А/дел., напряжение 5 кВ/дел., развертка 100 нс/дел.

Если при моделировании уменьшить число каналов (сохранив площадь сечения отдельного канала), то можно в расчете наблюдать режимы, когда амплитуда тока канала, начальная проводимость которого была минимальной, значительно превышает амплитуды тока в других каналах (рис.2.28). Данное обстоятельство, за счет введения феноменологического критерия «локальной критической плотности тока» позволяет даже в такой простой модели качественно анализировать устойчивость СИОР.

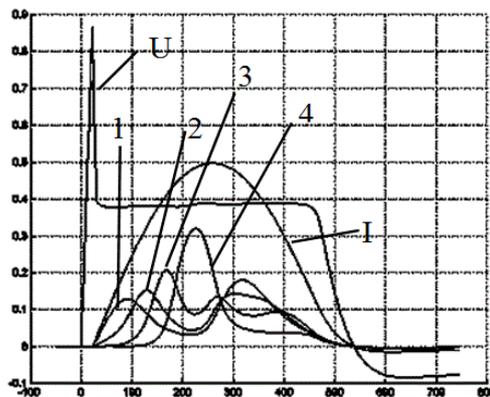


Рисунок 2.28. Расчетные осциллограммы напряжения U , общего тока разряда I , и токов через отдельные каналы 1-4 (масштаб времени 100 нс/дел).

Следует заметить, что качественное согласие результатов расчетов динамики развития канальной структуры разряда с экспериментальными результатами исследования динамики разряда в плоской геометрии электродов и системы электродов нож-плоскость получилось после того, как в расчете были учтены процессы, которые могут ограничивать плотность тока в канале, а именно: электрон-ионная рекомбинация и диссоциация электронным ударом молекул SF_6 . Аналогичный эффект (появление осцилляций тока в отдельных токовых каналах СИОР) можно было получить, если в расчетах учесть прилипание к колебательно возбужденным молекулам SF_6 , аналогично тому, как это сделано в работах [109, 114]. Однако для этого требуется предполагать, что значительная доля энергии, вкладываемой в разряд, идет на возбуждение колебательных уровней молекулы, что противоречит данным [115, 116]. Исследованию влияния колебательно возбужденных молекул SF_6 на характеристики СИОР посвящена глава 4, предвосхищая эти результаты, сразу отметим, что роль процесса прилипания электронов к колебательно возбужденным молекулам SF_6 не является существенной при анализе механизмов ограничения тока диффузном канале.

Численное моделирование процесса разряда конденсатора на разрядный промежуток и сравнение расчетных осциллограмм с экспериментальными показывает, что в пределах точности оценки констант k_d и β_{ei} процессы отрыва электронов электронным ударом и электрон-ионной рекомбинации практически компенсируют друг друга. Поэтому основным механизмом, ответственным за ограничение плотности тока в канале СИОР, следует признать диссоциацию молекул SF_6 и других компонентов смеси HF(DF) лазера. Очевидно также, что для того чтобы исключить сложные для интерпретации в эксперименте эффекты, обусловленные колебательной динамикой проводимости в канале, желательно создать в эксперименте такие условия, чтобы можно было изучить электрофизические характеристики единичного канала, т.е. создать условия, при которых новые каналы не образуются.

Следует отметить, что, данная модель (как, впрочем, и любая 0-мерная модель, не учитывающая изменение объема СИОР во времени) претендует, в основном, на качественную иллюстрацию процесса перераспределения токов в каналах при включении в рассмотрение возможных механизмов ограничения плотности тока.

Отметим также, что отрыв электронов от отрицательных ионов электронным ударом необходимо учитывать при анализе процессов, определяющих развитие неустойчивости объемного разряда в SF_6 и других сильно электроотрицательных газах.

2.3 Качественный анализ механизмов ограничения плотности тока в диффузном канале в SF_6

Как уже отмечалось, процесс последовательного образования диффузных каналов с одновременным уменьшением тока через ранее возникшие при зажигании СИОР в РП с плоской геометрией в значительной мере определяется механизмами ограничения плотности тока в проводящем канале, зависящими от удельного энерговклада. Рассмотрим в этой связи, следуя работе [69], некоторые из возможных механизмов. Среди различных газов (SF_6 , O_2 , воздух, CO_2 , N_2 , He, Ar, Ne, C_3H_8 , CO, C_2H_6), использовавшихся в рассмотренных выше экспериментах, эффекты, которые можно связывать с существованием механизмов ограничения плотности тока в диффузном канале наблюдались только в сильно электроотрицательных газах [104].

Прежде всего, заметим, что при величинах E/N , близких к критическому значению, практически вся вводимая в SF_6 энергия идет на его диссоциацию [49]. Доминирующим при этом является канал $SF_6 \rightarrow SF_4 + 2F$ [50]. Потенциал ионизации атомов F (17,4 эВ) превосходит соответствующую величину для SF_6 (15,7 эВ) [117]. Поэтому заметного вклада образующихся атомов F в суммарную ионизацию ожидать не следует даже при значительных его концентрациях. Процесс образования отрицательных ионов F^- по любому из возможных

механизмов заведомо не может конкурировать с прилипанием электронов к молекулам SF_6 [118]. Порог возбуждения F равен 12,7 эВ [117] (компоненту основного дублета с пороговой энергией $\sim 0,05$ эВ можно в данном случае не учитывать), т.е. лежит в области интенсивного возбуждения электронным ударом термов SF_6 [116]. Кроме того, есть основания полагать, что и неупругие процессы с участием молекул SF_4 также не влияют сколько-нибудь существенно на энергетический спектр электронов в разряде. Таким образом, имея ввиду качественный, в основном, характер рассматриваемых моделей и пренебрегая в этой связи различием в сечениях упругого рассеяния электронов на молекулах SF_6 и продуктах его разложения, можно полагать, что влияние диссоциации SF_6 сказывается лишь на снижении приведенной напряженности поля E/N по мере увеличения суммарной концентрации нейтральных частиц N с ростом удельного энерговклада. Зависимости основных транспортных коэффициентов от E/N разумно при этом взять, как и в чистом SF_6 . В частности, для эффективного коэффициента ионизации примем $\alpha_{эфф} = A \cdot N \cdot [E/N - (E/N)_{cr}]$. Суммарную концентрацию нейтральных частиц N в зависимости от введенной в газ удельной

энергии $\int_0^t E j d\tau$ запишем в виде $N(t) = N_0 (1 + \alpha \int_0^t E j d\tau)$. Здесь j -плотность тока, N_0 — начальная концентрация газа. Коэффициент α выражается через константу диссоциации k_d и считается в дальнейшем постоянным. Условие допустимости подобной записи $-\alpha \int_0^t E j d\tau \ll 1$. Переходя к “энергетической” переменной

$q = \alpha \int_0^t E j d\tau$ [69, 119], для плотности электронов $n_e(q)$ в канале имеем:

$$dn_e/dq = (A/\alpha e) [1 - (1+q)/K], \quad (2.16)$$

где e — заряд электрона, $K = E/E_{cr}$ — коэффициент перенапряжения, E_{cr} — критическое значение поля при $N = N_0$. Интегрируя уравнение (2.16) получим:

$$n_e(q) = n_0 + \frac{B}{K} \left((K-1)q - \frac{q^2}{2} \right). \quad (2.17)$$

Из уравнения (2.17) следует, что зависимость $n_e(q)$ имеет максимум при $q=q_{\max}=K-1$, и, следовательно, в результате диссоциации SF_6 плотность электронов в канале начинает падать при $q>q_{\max}$. Плотность тока в канале $j(q)\sim n_e(q)\cdot(1+q)^{-0.6}$, если использовать аппроксимацию зависимости дрейфовой скорости электронов в SF_6 от величины E/N из [13]. Очевидно, плотность тока в канале также проходит через максимум, но при $q=q'<q_{\max}$. В условиях эксперимента $K_{\text{п}}\approx 1$ и, следовательно, $q\ll 1$, так что использование линейного по q приближения оправдано. Существенным доводом в пользу важной роли диссоциации элегаза в СИОР является и тот факт, что, согласно [49], доля вводимой в разряд энергии, затрачиваемой на разложение SF_6 , растет по мере увеличения E/N в представляющем интерес диапазоне значений $E/N>200$ Td. Можно убедиться, что учет дополнительных факторов, существенно усложнив математическое описание, не изменит принципиально полученный результат – диссоциация SF_6 электронным ударом может являться основным механизмом ограничения тока в проводящем канале в рабочих средах HF лазера. Это подтверждают результаты численного моделирования разряда в SF_6 с учетом процесса диссоциации SF_6 электронным ударом (раздел 2.2.2).

На качественном уровне в [20, 69], используя аналогичный подход, было рассмотрено влияние прилипания электронов к колебательно-возбужденным молекулам SF_6 $N_{SF_6}^*$. Из этого качественного рассмотрения прилипание электронов к колебательно-возбужденным молекулам SF_6 теоретически также может быть механизмом ограничения тока в проводящем канале в рабочих средах нецепного HF лазера. Результаты исследований, приведенные в главе 4, однако, показывают, что, фактически, в условиях типичных для работы нецепного электроразрядного HF лазера роль этого процесса в эффекте ограничения плотности тока незначительна.

Выводы к главе 2.

1. В SF_6 и смесях на его основе, ОСР развивается в форме СИОР (в том числе и в РП с высоким краевым усилением электрического поля). По всем своим

характеристикам (внешний вид, осциллограммы тока и напряжения) СИОР в SF_6 не отличается от объемного разряда, полученного с применением УФ или рентгеновской предыонизации. Установлено, что объемное свечение плазмы СИОР образуется из-за перекрытия большого количества диффузных каналов, прорастающих из КП.

2. Динамика формирования СИОР выглядит следующим образом: при достижении на РП напряжения выше пробивного в зоне максимального усиления электрического поля, либо в области, подсвечиваемой УФ излучением, образуется один или несколько диффузных каналов, привязанных к КП, затем каналы, сформировавшиеся первыми, инициируют появление следующих диффузных каналов. Таким образом, СИОР распространяется по РП, перпендикулярно приложенному электрическому полю, при постоянном, близком к критическому для SF_6 напряжении, постепенно заполняя весь разрядный объем. Полное число диффузных каналов увеличивается пропорционально вводимой в плазму СИОР энергии.

3. Установлено, что применение катодов с грубой поверхностью (размеры микронеровностей $50 \div 100$ мкм) и использование газовых смесей SF_6 с углеводородами, вместо $SF_6:H_2$ позволяет ускорить образование новых диффузных каналов, в результате чего скорость заполнения плазмой разрядного объема увеличивается и формируется более однородный и устойчивый разряд.

4. Создана простая численная модель для расчета характеристик СИОР в рабочих смесях нецепного HF(DF) лазера, которая позволяет также качественно исследовать динамику формирования СИОР.

5. Результаты экспериментальных исследований динамики развития СИОР указывают на существование в SF_6 механизмов ограничения плотности тока в диффузном канале, благодаря которым на катодах с грубой поверхностью равномерное заполнение плазмой СИОР больших разрядных объемов происходит самопроизвольно, без применения специальных устройств предыонизации.

ГЛАВА 3. ЭФФЕКТ ОГРАНИЧЕНИЯ ПЛОТНОСТИ ТОКА В ДИФФУЗНОМ КАНАЛЕ

В главе II были представлены результаты исследования СИОР в газовых смесях на основе SF_6 , из которых следует, что разряд имеет принципиально струйную структуру (представляет набор перекрывающихся диффузных каналов), а совокупность наблюдаемых особенностей развития СИОР обусловлена существованием процессов, ограничивающих ток в отдельном канале (эффект ограничения плотности тока). Для более глубокого понимания механизмов ответственных за эффект ограничения плотности тока необходимо было изучить электрофизические характеристики единичного канала, т.е. создать условия, при которых новые каналы не образуются. В настоящей главе приводятся результаты исследований плазмы одиночного диффузного канала в SF_6 и смесях SF_6 с углеводородами. Исследуются механизмы, позволяющие получать ОСР в рабочих смесях HF(DF) лазера без использования специальных устройств предыонизации. Обсуждаются общие закономерности формирования СИОР в SF_6 и смесей на его основе. Основные результаты, представленные в этой главе опубликованы в работах [69, 100, 119-121, 129].

3.1 Исследование характеристик одиночного диффузного канала в SF_6 и смесях на его основе

3.1.1 Описание экспериментальных установок и методик экспериментов

Разрядная камера представляла собой отрезок цилиндрической трубы длиной 80см, закрытый с обоих концов прозрачными фланцами из оргстекла. Электродная система монтировалась внутри разрядной камеры вблизи одного из фланцев, что позволяла осуществлять визуальный контроль однородности разряда. СИОР зажигался в SF_6 и смесях SF_6 с C_2H_6 и H_2 в геометрии электродов стержень (катод) - плоскость при межэлектродном расстоянии $d=4\div 53$ и давлении газовых смесей $p=9\div 30$ Тор. Катод представлял собой медный провод $\varnothing 1$ мм в

полиэтиленовой изоляции, в РП с таким катодом СИОР развивается в виде диффузного канала, замыкающегося на единственное КП [69, 119-121]. С целью фиксации объема V_{dis} , занимаемого плазмой СИОР, поперечные размеры разряда ограничивались диэлектрической трубкой \varnothing 6-8 мм. Это позволяло достичь больших удельных энергокладов (до 1 Дж/см³), при которых влияние механизмов ограничения плотности тока становится заметным на осциллограммах напряжения и тока СИОР. Методика исследования одиночного диффузного канала в SF₆ и смесях на его основе SF₆ в условиях, когда поперечные размеры канала ограничивались диэлектрической трубкой, была предложена в [69] (метод ограниченного разряда). Эксперименты с ограниченным СИОР проводились также с катодом, представляющим собой металлический стержень \varnothing 3 мм, заточенный на конус (угол при вершине конуса ~40°). Электрические схемы и схематическое изображение РП приведены на рис.3.1. На РП через варьруемую в ходе экспериментов индуктивность L разряжалась емкость накачки $C=0,8\div 8$ нФ, заряжаемая до напряжения $U=13\div 50$ кВ. Фотографии СИОР позволяли оценить объем, занимаемый плазмой диффузного канала. Регистрация напряжения и тока СИОР осуществлялась, соответственно, с помощью калиброванных делителя напряжения и шунта на цифровом осциллографе с полосой пропускания 100 МГц.

Величина удельного энергоклада в плазму СИОР в расчете на одну молекулу, w_{in} , определялась, как

$$w_{in} = \frac{1}{V_{dis} \cdot N_0} \cdot \int_0^{t_{max}} U(t) \cdot I(t) \cdot dt. \quad (3.1)$$

Здесь N_0 - исходная суммарная концентрация молекул, $U(t)$ - напряжение на плазме СИОР, $I(t)$ - ток СИОР, t_{max} - время достижения током максимума (длительность переднего фронта токового импульса). Время отсчитывается от момента пробоя разрядного промежутка. Величина U_{qs} измерялась в момент времени, соответствующий максимуму тока, $U_{qs} = U(t_{max})$, соответственно и интегрирование в (3.1) производится до значения t_{max} .

Изменение величины U_{qs} с ростом w_{in} характеризовалось параметром $\Delta=(U_{qs}-U_{qs}^0)/U_{qs}^0$, где U_{qs}^0 – величина U_{qs} при минимальном уровне энерговклада в плазму. Значение U_{qs}^0 определялось по экспериментальной зависимости $U_{qs}(w_{in})$ при $w_{in} \rightarrow 0$.

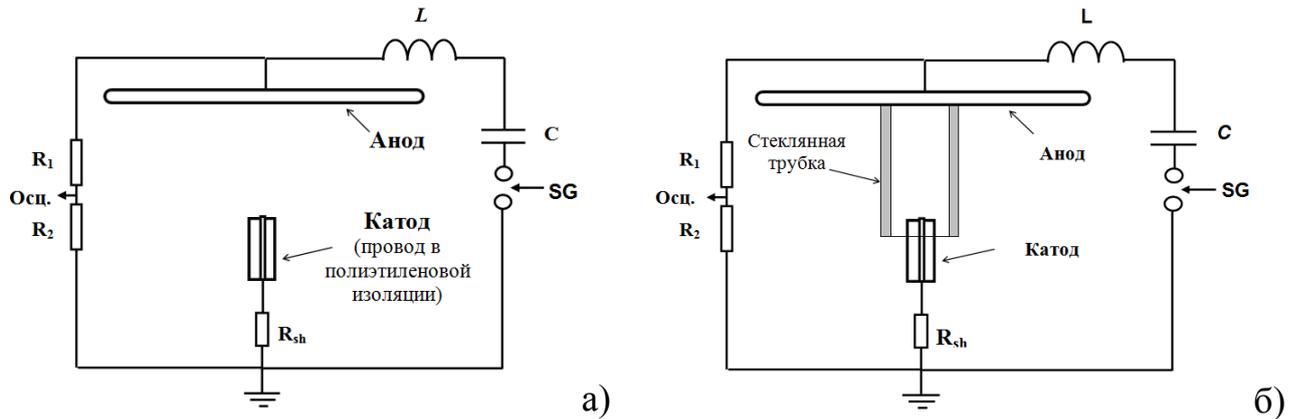


Рисунок 3.1. Схемы экспериментальных установок для исследования характеристик свободного (а) и ограниченного разряда (б). R_{sh} – низкоомный шунт, SG – управляемый разрядник, R_1 и R_2 - высоковольтный делитель напряжения.

Критическая величина приведенной напряженности электрического поля $(E/N)_{cr}$, отвечающая величине U_{qs}^0 (в сильно электроотрицательных газах величина $(E/N)_{cr}$ близка к величине E/N в квазистационарной фазе горения разряда [99]), определялась из соотношения:

$$U_{qs}^0 = (E/N)_{cr} \cdot d \cdot N_0 + U_k, \quad (3.2)$$

где d – межэлектродное расстояние, U_k – катодное падение потенциала; толщиной катодного слоя в рассматриваемом диапазоне давлений можно пренебречь [45]. С этой целью в исследуемых газовых смесях снимались зависимости U_{qs}^0 от параметра pd при низких значениях удельного энерговклада, $w_{in} < 0.05$ эВ/молекула. Давление смесей варьировалось в диапазоне $p=6 \div 60$ Тор. В данной серии измерений СИОР не ограничивался диэлектрической трубкой. Зависимости

$U_{qs}^0 = f(pd)$ для всех газовых смесей с хорошей точностью аппроксимируются линейными функциями.

Исследование устойчивости СИОР в SF_6 и смесях на его основе в системе электродов, показанной на рис.3.1а проводилось по методике, изложенной во второй главе настоящей диссертации (раздел 2.1.4).

3.1.2 Исследование характеристик одиночного диффузного канала неограниченного внешними стенками

На рис.3.2 представлены фотографии СИОР в системе электродов стержень-плоскость (рис.3.1а) при $d=4$ см, $p=33$ мм рт.ст. в смеси $SF_6:C_2H_6=10:1$, снятые при двух значениях энергии W , введенной в плазму разряда. В этой геометрии СИОР представляет собой расширяющийся к аноду диффузный канал с ярким плазменным образованием на катоде, причем, как видно из рис.3.2, при увеличении W объем V свечения диффузного канала увеличивается. Обращает на себя внимание высокая устойчивость разряда в рассматриваемой геометрии РП при том, что плотность тока на катоде достигает величины $j=1,2 \times 10^5$ А/см².

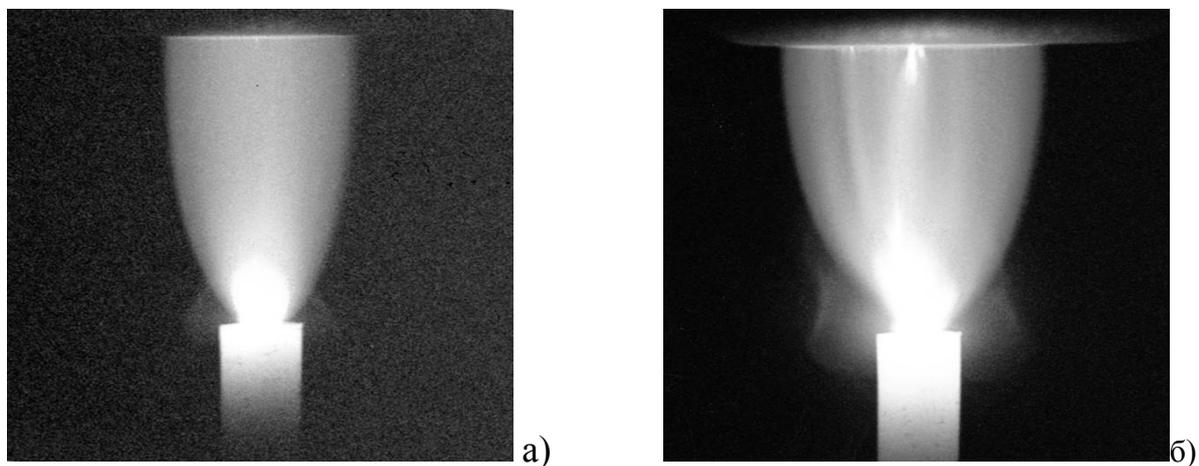


Рисунок 3.2 Фотографии СИОР в системе электродов стержень – плоскость, при $d=4$ см, $p=33$ мм рт.ст. в смеси $SF_6:C_2H_6=10:1$: а) - $W=0,73$ Дж; б) - $W=2,33$ Дж.

Максимальная величина объема V , занимаемого СИОР к моменту окончания ввода энергии, при одинаковых значениях полной введенной в плазму энергии W , увеличивалась с уменьшением давления смеси p . На рис.3.3 представлена зависимость V от параметра W/p , снятая при разных значениях p . Из рис.3.3 видно, что данная зависимость удовлетворительно описывается линейной функцией в пределах точности определения V в эксперименте. Это, по-видимому, отражает тот факт, что, начиная с некоторого значения $V=V_0$, определяемого стадией быстрого начального расширения канала, дальнейший рост объема происходит при приблизительно постоянной величине параметра $\Delta W/(p \cdot \Delta V) \approx \text{const} \approx 2,1 \cdot 10^{-2} (\text{мДж}/(\text{см}^3 \cdot \text{Па}))$, где $\Delta V = V - V_0$ – прирост объема, ΔW – энергия, вводимая в объем ΔV .

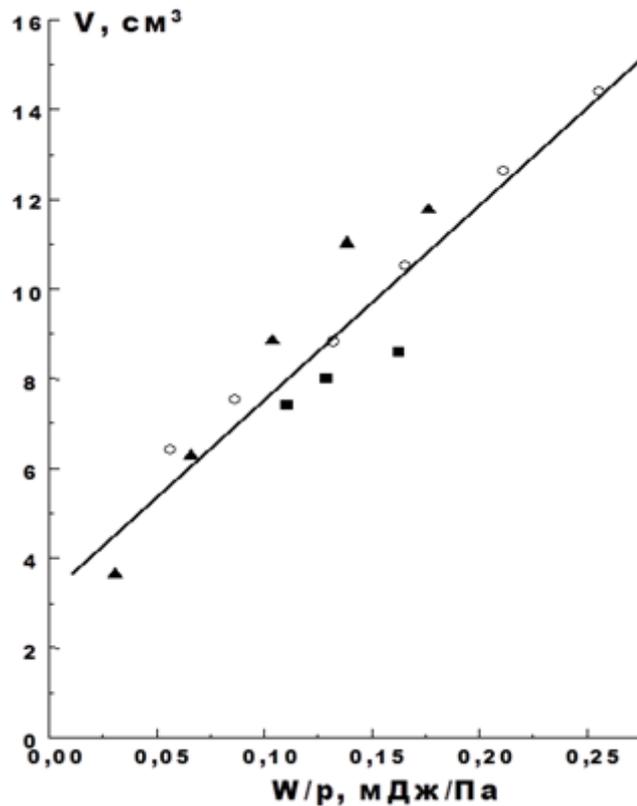


Рисунок 3.3 Зависимость объема V , занимаемого разрядом, от параметра W/p для смеси состава $\text{SF}_6:\text{C}_2\text{H}_6=10:1$: ■ - $p=15,5$ мм рт. ст.; ▲ - $p=33$ мм рт.ст.; ○ - $p=49,5$ мм рт.ст.

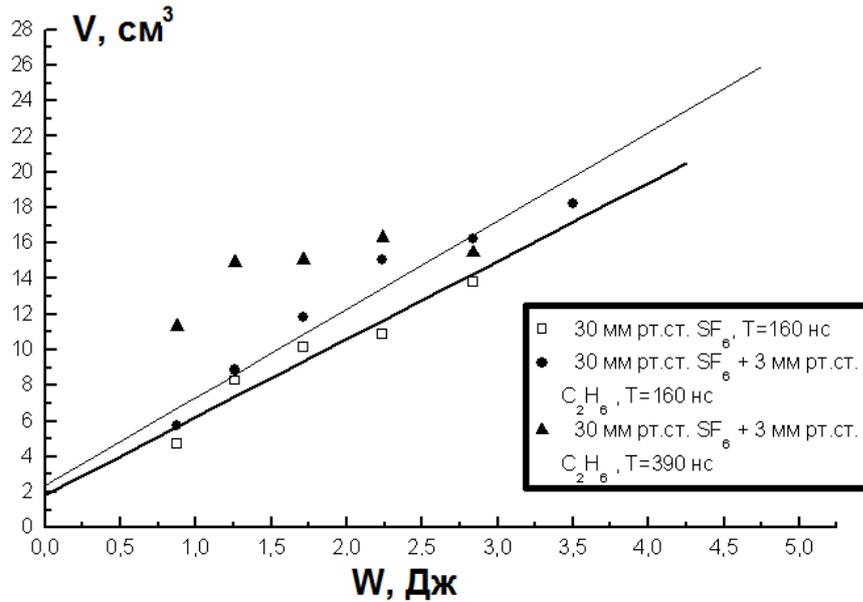


Рисунок 3.4 Зависимости объема V , занимаемого диффузным каналом, от вложенной в плазму СИОР энергии W , полученные в чистом SF_6 и смеси SF_6 с C_2H_6 при длительности тока разряда $T=160$ и $T=390$ нс.

Зависимости V от W , полученные для чистого SF_6 и смеси SF_6 с этаном, представлены на рис.3.4. Как видно из этого рисунка, наблюдается линейный рост V с увеличением W (зависимости получены при постоянном давлении). При $W=3,5$ Дж величина V достигает ~ 18 см³, а поперечный размер канала на аноде $\sim 3,5$ см. В данной геометрии заметно влияние длительности тока на величину занимаемого разрядом объема. Аналогичный эффект был замечен в экспериментах с плоскими электродами (раздел 2.1 настоящей диссертации). Примечательно, что объемы, занимаемый СИОР в чистом SF_6 и смеси SF_6 с этаном, при одинаковых значениях полной введенной в плазму энергии W отличаются не значительно (рис.3.4), а относительное увеличение предельного энергозклада в плазму разряда при заданной его длительности (повышение устойчивости) за счет добавления к SF_6 C_2H_6 почти такое же, как в промежутке с плоскими электродами.

На рис.3.5 представлены зависимости предельного значения параметра $CU^2/2$ от $T=\pi\sqrt{LC}$ для различных газовых смесей в системе электродов стержень - плоскость.

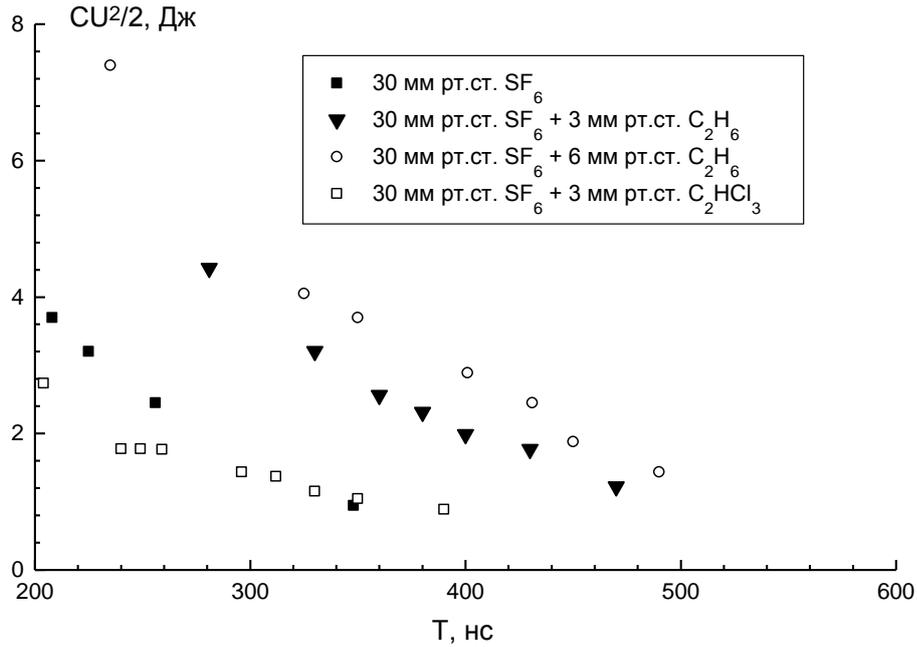


Рисунок 3.5 Зависимости параметра $CU^2/2$ от параметра контура $T = \pi\sqrt{LC}$ для различных газовых смесей в системе электродов игла - плоскость, $d=4$ см.

Сравнение рис.3.5 с рис.2.10а (плоские электроды) показывает, что при одинаковом межэлектродном расстоянии в промежутке стержень - плоскость добавка этана к SF_6 увеличивает предельный энерговыход приблизительно в той же пропорции, что и в геометрии плоских электродов. Вредное влияние на устойчивость СИОР в SF_6 оказывает добавка C_2HCl_3 , несмотря на то, что в системе плоских электродов при добавлении этого вещества плотность КП увеличивается.



а)



б)

Рисунок 3.6 Фотографии катодного факела: а) – в чистом SF_6 , $P=30$ Торр; б) – смесь $SF_6:C_2H_6=10:2$ общим давлением 36 Торр.

Таким образом, добавки C_2H_6 к SF_6 одинаково повышают устойчивость СИОР как в системе плоских электродов, где в смеси SF_6 с C_2H_6 значительно увеличивается

плотность КП, так и в системе электродов стержень-плоскость, где СИОР развивается из одного КП. Несколько проясняют обнаруженный эффект фотографии катодного факела, т.е. яркого плазменного канала, растущего непосредственно с катода. На рис.3.6 представлены фотографии катодного факела, полученные при одном и том же энерговкладе в чистом SF_6 (рис.3.6а) и смеси $SF_6:C_2H_6=10:2$ (рис.3.6б) (с помощью светофильтров диффузное свечение было ослаблено, поэтому его не видно на фотографии). Для рис.3.6б все линейные размеры были увеличены в 2 раза, поскольку размер факела в смеси $SF_6:C_2H_6=10:2$ был существенно меньше, чем в чистом SF_6 . Видно, что в чистом SF_6 катодный факел имеет форму конуса, сильно вытянутого по направлению к аноду, в то время, как в смеси с этаном катодный факел в своей верхней части имеет несколько конусообразных вершин (на данной фотографии можно различить 3 вершины). Получается, что образование на теле яркого плазменного канала новых вершин является как бы аналогом образования новых КП в системе плоских электродов. Однако очевидно, что образование таких вершин связано с процессами, происходящими в плазме канала. Поэтому можно полагать, что повышение устойчивости в данном случае обусловлено изменением газоразрядной кинетики.

3.1.3 Исследование характеристик диффузного канала, ограниченного внешними стенками

На рис.3.7 показаны осциллограммы напряжения и тока, ограниченного ($U_{огр}$, $I_{огр}$) и неограниченного (U , I) СИОР в смеси $SF_6:C_2H_6=10:1$ при $P=22$ мм рт.ст. и $d=5,8$ см. Из этого рисунка видно, что когда объем СИОР не ограничивался трубкой, осциллограммы напряжения и тока в системе стержень - плоскость ничем не отличаются от типичных осциллограмм, получаемых в системе плоских электродов. Ограничение размеров разряда приводит к заметному изменению вида осциллограмм. На рис. 3.7 особенно заметно, что в целом, напряжение ограниченного разряда выше неограниченного ($U_{огр}>U$), а разрядный ток меньше ($I_{огр}<I$).

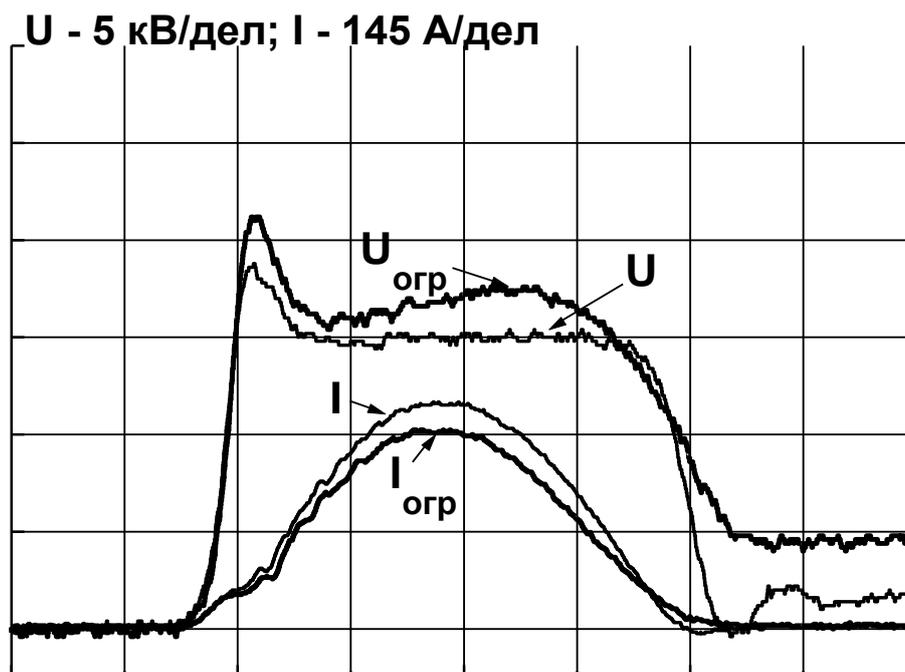


Рисунок 3.7 Осциллограммы напряжения и тока ограниченного ($U_{огр}$, $I_{огр}$) и неограниченного (U , I) СИОР в смеси $SF_6:C_2H_6=10:1$ при $P=20$ мм рт. ст. и $d=5,8$ см. Развертка 50 нс/дел.

Таким образом, в рассмотренном здесь эксперименте наблюдается крайне необычная для самостоятельных разрядов ситуация: проводимость плазмы уменьшается при ограничении объема разряда, т.е. при увеличении удельного энерговклада. Отметим, что наблюдаемая в экспериментах модификация импульса напряжения при ограничении размеров СИОР связана именно с увеличением удельного энерговклада в плазму, поскольку разряд не может расширяться в условиях данного эксперимента в процессе ввода энергии.

На рис.3.8 представлены зависимости U_{qs} от энергии $W_{1/2}$, введенной в плазму разряда до максимума тока, в системе электродов стержень-плоскость для ограниченного и неограниченного СИОР. Величина U_{qs} определялась в максимуме тока. Из рис.3.8 видно, что с увеличением $W_{1/2}$ в ограниченном СИОР наблюдается заметный рост U_{qs} , существенно более выраженный, чем в неограниченном СИОР. Относительное увеличение U_{qs} (в сравнении с U_{qs} неограниченного СИОР) при одинаковых $W_{1/2}$ тем больше, чем меньше давление,

т.е. чем больше энергия, вводимая в плазму в расчете на единицу объема и на молекулу. Результаты, представленные на рис.3.7 и рис.3.8, свидетельствуют об уменьшении эффективного коэффициента ионизации в смесях на основе SF_6 при увеличении удельного энерговклада в плазму разряда.

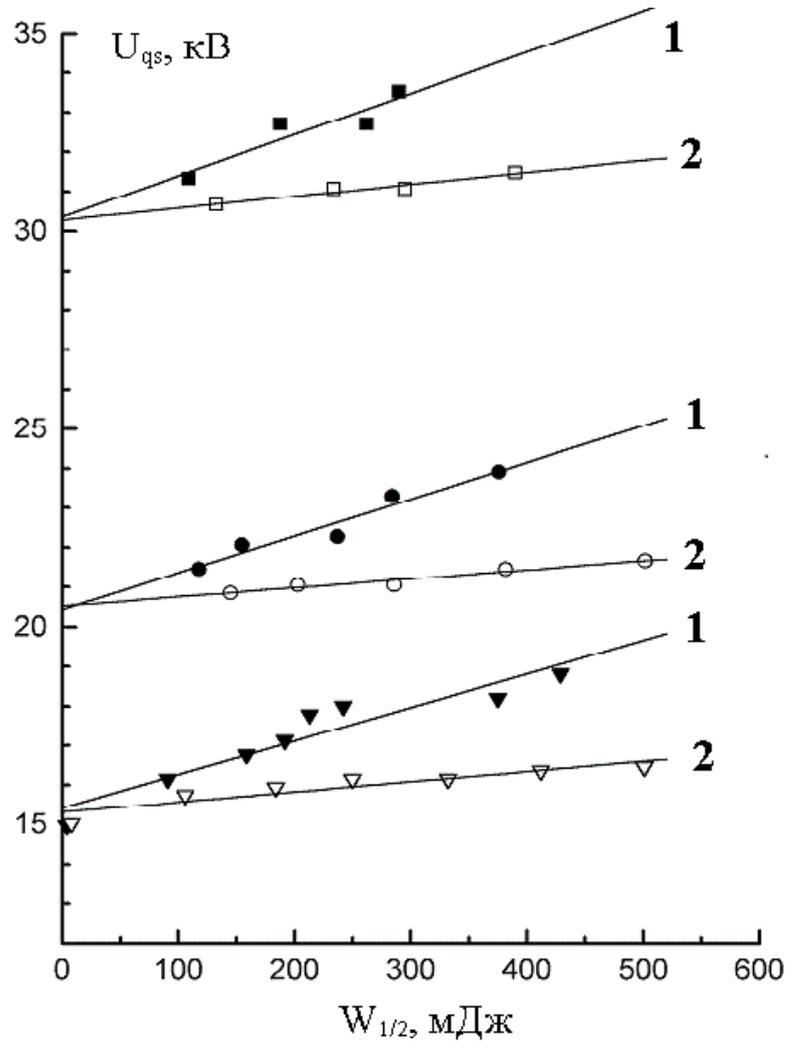


Рисунок 3.8 Зависимости U_{qs} от энергии $W_{1/2}$, для ограниченного (1) и неограниченного (2) СИОР. Смесь $SF_6:C_2H_6=10:1$, $d=4$ см: Δ , \blacktriangle - $P=33,6$ мм рт.ст.; \circ , \bullet - $P=45,8$ мм рт.ст.; \square , \blacksquare - $P=67,2$ мм рт.ст.

При анализе элементарных процессов, протекающих в плазме одиночного канала СИОР (ОСР), гораздо удобнее анализировать зависимости, подобные тем, что показаны на рис.3.8, не от абсолютной энергии, а от удельной энергии, введенной до максимума тока.

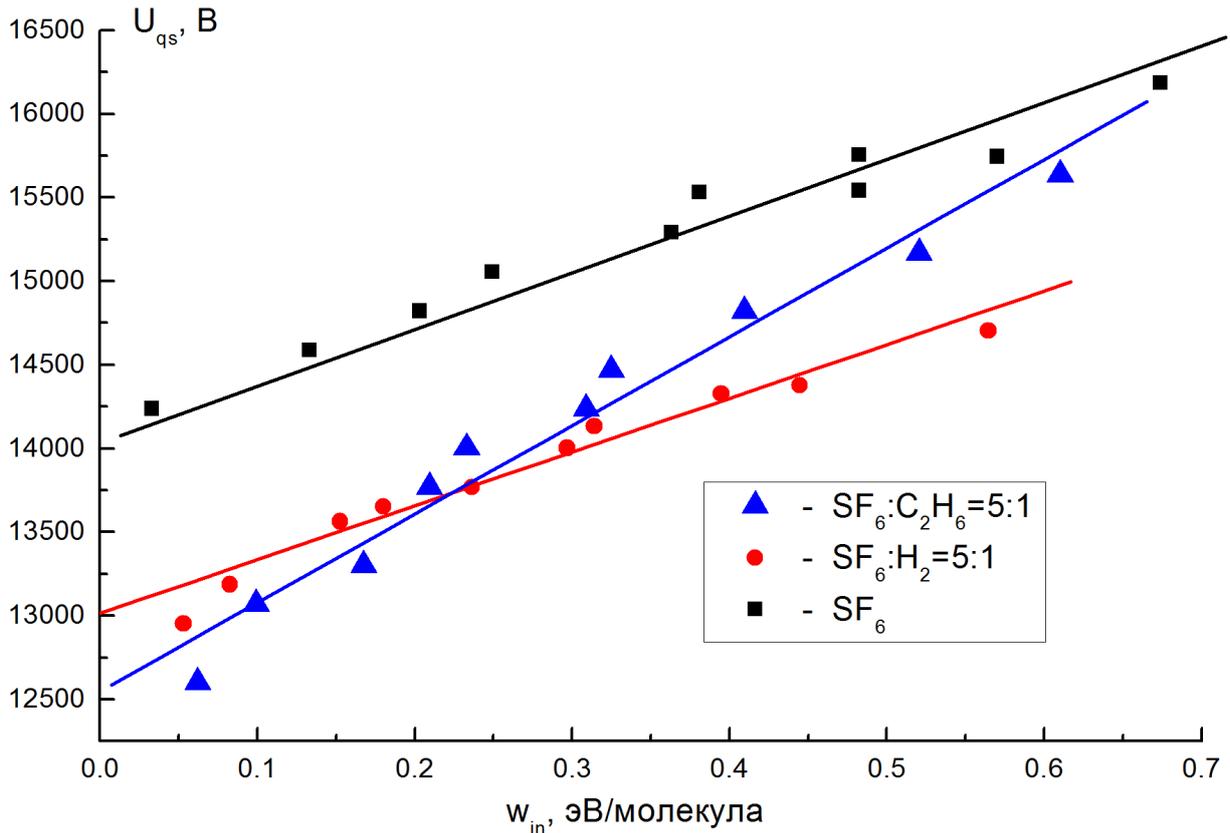


Рисунок 3.9 Зависимости U_{qs} от w_{in} при $t_{max}=30$ нс и давлении $p=24$ Тор в SF_6 (■), а также в смесях $SF_6:C_2H_6=5:1$ (▲) и $SF_6:H_2=5:1$ (●).

На рис.3.9 приведены зависимости U_{qs} в ограниченном разряде от величины w_{in} в SF_6 и смесях SF_6 с C_2H_6 и H_2 . В диапазоне изменения $w_{in}=0\div 1,5$ эВ/мол. Эти зависимости с достаточно хорошей точностью могут быть аппроксимированы линейной функцией

$$U_{qs} = U_{qs}^0 + K \cdot w_{in}, \quad (3.3)$$

где K – константа, зависящая от состава газовой смеси. Заметный рост U_{qs} с ростом вводимой в плазму энергии непосредственно свидетельствует о существовании механизмов ограничения плотности тока. В описываемых экспериментах моделируется один диффузный канал СИОР, возможности расширения которого ограничены стенками диэлектрической трубки. В отсутствие трубки объём, занимаемый разрядом, будет увеличиваться с ростом энерговклада, благодаря механизмам ограничения плотности тока, а в случае плоской геометрии электродов эти механизмы будут препятствовать протеканию

всей запасенной в конденсаторе энергии через один канал и стимулировать переход разрядной системы в новое состояние с образованием дополнительных диффузных каналов [69, 121].

Как уже отмечалось, наиболее вероятным механизмом ограничения плотности тока в диффузном канале представляется диссоциация нейтральных молекул электронным ударом. Актуальное значение в этой связи приобретает вопрос о количественной оценке эффективности этого процесса в рассматриваемых условиях. Ниже представлено теоретическое обоснование выбора критерия для количественной оценки вклада процесса диссоциации молекул смеси электронным ударом, впервые предложенное в работах [120, 121].

Пусть смесь состоит из S компонентов, каждый из которых допускает n^l различных каналов диссоциации, причем в результате одного акта диссоциации l -го компонента в i -ом канале образуется m_{il} фрагментов. Тогда для скорости нарастания во времени суммарной концентрации N_d^{il} продуктов диссоциации в этом канале имеем:

$$\frac{dN_d^{il}}{dt} = \frac{1}{e} m_{il} \eta_d^{il}(E/N) J E, \quad 1 \leq i \leq n^l, \quad 1 \leq l \leq S, \quad (3.4)$$

$$\eta_d^{il}(E/N) = \frac{k_d^{il}(E/N)}{u_e(E/N)} \frac{\delta_l}{(E/N)}, \quad \delta_l = \frac{N_l}{N}. \quad (3.5)$$

Здесь e – заряд электрона, J – плотность тока, N_l – концентрация l -го компонента; $k_d^{il}(E/N)$ и $u_e(E/N)$ – зависящие от приведенной напряженности электрического поля E/N константа скорости диссоциации электронным ударом l -го компонента в i -канале и скорость дрейфа электронов, соответственно. Введенная нами величина $\eta_d^{il}(E/N)$ имеет простой физический смысл. Действительно, как следует из (3.4), $e / \eta_d^{il}(E/N)$ – это энергетическая цена одного акта диссоциации l -го компонента в i -м канале. Суммарная концентрация всех фрагментов диссоциации, образовавшихся к моменту достижения током своего максимума равна

$$\Delta N_d = \frac{1}{e} \sum_l \sum_i m_{il} \int_0^{t_{\max}} \eta_d^{il}(E/N) J E dt. \quad (3.6)$$

При записи (3.6) учтено, что суммарное количество фрагментов молекул, образовавшихся в ходе диссоциации, сохраняется в течение разрядного импульса.

При сравнительно небольших удельных энерговкладах приведенная напряженность поля E/N мало меняется по мере нарастания тока разряда. Кроме того, числитель и знаменатель в соотношении (3.5) являются монотонно растущими функциями параметра E/N , в результате величина $\eta_d^{il}(E/N)$ для характерных условий наших экспериментов (энергия вводится в плазму в квазистационарной фазе разряда при близкой к постоянной величине E/N) слабо зависит от E/N . В частности, используя расчетные данные по кинетическим коэффициентам в SF_6 , нетрудно убедиться, что $\eta_d^{il}(E/N)$ в чистом SF_6 увеличивается менее чем на 10% даже при пятикратном росте приведенной напряженности поля от 100Тд до 500Тд [121]. Сказанное позволяет вынести $\eta_d^{i,l}(E/N)$ в (3.6) за знак интеграла. В итоге, с учетом (3.1), имеем:

$$\Delta N_d = \frac{1}{e} w_{in} N_0 \sum_l \sum_i m_{il} \eta_d^{il}(E/N). \quad (3.7)$$

Определим степень диссоциации α , как суммарную избыточную по сравнению с исходной плотностью N_0 , концентрацию частиц $\Delta \tilde{N}_d$ в диссоциированном газе, отнесенную к N_0 . Поскольку в каждом акте диссоциации исчезает одна молекула исходного компонента, то

$$\alpha = \frac{\Delta \tilde{N}_d}{N_0}, \quad \Delta \tilde{N}_d = \frac{1}{e} w_{in} N_0 \sum_l \sum_i (m_{il} - 1) \eta_d^{il}(E/N). \quad (3.8)$$

Энергетическая цена образования одного из фрагментов исходных компонентов смеси, независимо от их природы,

$$E_d = \frac{w_{in} N_0}{\Delta N_d} = \frac{e}{\sum_l \sum_i m_{il} \eta_d^{il}(E/N)}. \quad (3.9)$$

Значения E_d и α связаны между собой очевидным соотношением:

$$E_d = \frac{w_{in}}{\alpha} \xi, \quad \xi = 1 - \frac{\sum_l \sum_i \eta_d^{il}}{\sum_l \sum_i m_{il} \eta_d^{il}}. \quad (3.10)$$

Для определения параметра ξ необходимо иметь достаточно полную информацию обо всех каналах диссоциации, которая для смесей многоатомных молекул в настоящее время вряд ли имеется. Вместе с тем, именно для смесей многоатомных газов можно ожидать, что, как следует из (3.10), ξ мало отличается от единицы.

Выразим E_d через измеряемые в эксперименте величины, полагая, что рост напряжения горения СИОР с увеличением энерговклада обусловлен исключительно диссоциацией. В соответствии с (3.2) и (3.3) имеем:

$$(E/N)dN_0(1+\alpha)+U_k=U_{qs}^0+Kw_{in}. \quad (3.11)$$

При разряде в диссоциирующем газе приведенная напряженность поля может отличаться от своего критического значения $(E/N)_{cr}$ в отсутствие диссоциации: $E/N=(E/N)_{cr}(1+\varepsilon)$. При малых степенях диссоциации ($\alpha \ll 1$) это отличие, однако, невелико и без особой погрешности можно принять, что $|\varepsilon| \ll 1$. С учетом этого из (3.2), (3.11) следует:

$$(E/N)_{cr}(\varepsilon+\alpha)dN_0=Kw_{in}. \quad (3.12)$$

Полученные экспериментальные данные не позволяют определить ε ни по знаку, ни по абсолютной величине. Можно говорить лишь об ориентировочной оценке α или E_d/ξ . В частности, пренебрегая ε по сравнению с α , имеем:

$$w_{in}/\alpha=(E/N)_{cr}dN_0/K. \quad (3.13)$$

Значения w_{in}/α , определенные с учетом этого допущения по экспериментальным зависимостям, представлены в Табл.3.1. Несмотря на указанную неточность в определении величины w_{in}/α , результаты, приведенные в Табл.3.1, позволяют сделать ряд заключений принципиального характера. Во-первых, степень диссоциации α может, при достаточно заметных удельных энерговкладах (рис.3.10), превышать 10%. Иными словами, в рассматриваемых условиях процесс диссоциации компонентов исследуемых смесей электронным ударом действительно протекает весьма эффективно. Во-вторых, видно, что величина w_{in}/α сильно зависит от состава газа. В смесях SF_6 с этаном она значительно

ниже, чем в чистом SF_6 или смеси SF_6 с водородом. Последнее, по-видимому, обусловлено тем, что при диссоциации молекула C_2H_6 может распадаться более чем на два фрагмента (соотношение (3.8)). Кроме того, константа диссоциации молекулы H_2 электронным ударом сравнительно мала, поскольку суммарное сечение диссоциации достигает своего максимального значения $\sigma_{\text{dis}} \approx 8 \cdot 10^{-17} \text{ см}^2$ лишь при энергии электронов $\sim 15 \text{ эВ}$, а эффективный механизм диссоциации через возбуждение колебательных уровней не успевает «включиться» за время разряда [122]. С ростом процентного содержания этана (увеличения δ_1) значение w_{in}/α , в соответствии с (3.8), должно уменьшаться, поскольку константа диссоциации $k_d^{ii}(E/N)$ для этана в рассматриваемых условиях заведомо выше, чем для SF_6 . Это находится в полном соответствии с данными, приведенными в Табл.3.1.

Таблица 3.1 Значения параметра w_{in}/α для SF_6 и смесей $\text{SF}_6:\text{H}_2$ и $\text{SF}_6:\text{C}_2\text{H}_6$.

Смесь	w_{in}/α , эВ/мол.
Чистый SF_6	5 ± 1
$\text{SF}_6:\text{H}_2=5:1$	$5,2 \pm 1,1$
$\text{SF}_6:\text{C}_2\text{H}_6=5:1$	$3,1 \pm 0,9$
$\text{SF}_6:\text{C}_2\text{H}_6=5:5$	$2,6 \pm 0,6$

В значительной мере оправдывает сделанные при оценке α допущения следующее обстоятельство. Согласно [50], в условиях ОСП в чистом SF_6 доминирует канал диссоциации



В [50] для этих условий была экспериментально определена энергетическая цена образования атома фтора $\tilde{E}_d(F)$, равная отношению удельного энерговклада $w_{in}N_0$ к суммарной концентрации образовавшихся в процессе диссоциации атомов фтора $\Delta\tilde{N}_d(F)$. Поскольку, в соответствии с реакцией (3.14), $\Delta\tilde{N}_d(F) = \Delta\tilde{N}_d$, то, с учетом соотношения (3.8), имеем:

$$\tilde{E}_d(F) = \frac{w_{in} N_0}{\Delta \tilde{N}_d(F)} = \frac{w_{in} N_0}{\Delta \tilde{N}_d} = \frac{w_{in}}{\alpha}. \quad (3.15)$$

В [50] и [51] получены значения $\tilde{E}_d(F) = 4_{-0.8}^{+1.2}$ эВ и 4,5 эВ, соответственно, что находится в весьма хорошем согласии с нашим результатом $w_{in}/\alpha = 5 \pm 1$ эВ (Табл.3.1). Косвенным образом это подтверждает и доминирующую роль реакции диссоциации (3.14) в чистом SF₆. Заметим, что энергетическая цена образования одного фрагмента E_d в реакции (5.14) несколько меньше. Действительно, в этом случае $s=1$, $m_{ii}=3$ $\xi=2/3$. В результате, пользуясь Табл. 3.1, из соотношения (3.10) получаем $E_d \cong 3,3$ эВ.

Для смесей SF₆ с C₂H₆ приведенные в Табл.3.1 значения w_{in}/α , ввиду отсутствия детальной информации о каналах диссоциации, уже не могут быть использованы для определения цены образования атомов фтора. Однако они дают разумное представление о некоторых средних затратах энергии на образование фрагмента диссоциации, независимо от его природы.

На рис.3.10 приведены зависимости параметра $\Delta = (U_{qs} - U_{qs}^0)/U_{qs}^0$ от w_{in} , построенные по данным рис.3.9. Видно, что параметр Δ в смеси SF₆:C₂H₆ больше в целом и растет с увеличением w_{in} заметно быстрее, чем в SF₆ и смеси SF₆:H₂. В пределах точности линейной аппроксимации (3.3)

$$\Delta = \frac{K}{U_{qs}^0} w_{in}, \quad (3.16)$$

т. е. величина Δ растет прямо пропорционально w_{in} . В настоящих экспериментах было также установлено, что в смесях SF₆ с углеводородами при постоянном w_{in} величина Δ увеличивается с увеличением процентного содержания углеводорода в смеси (но не более чем до 50 %), причем увеличение (снижение) параметра Δ коррелирует с увеличением (снижением) устойчивости СИОР.

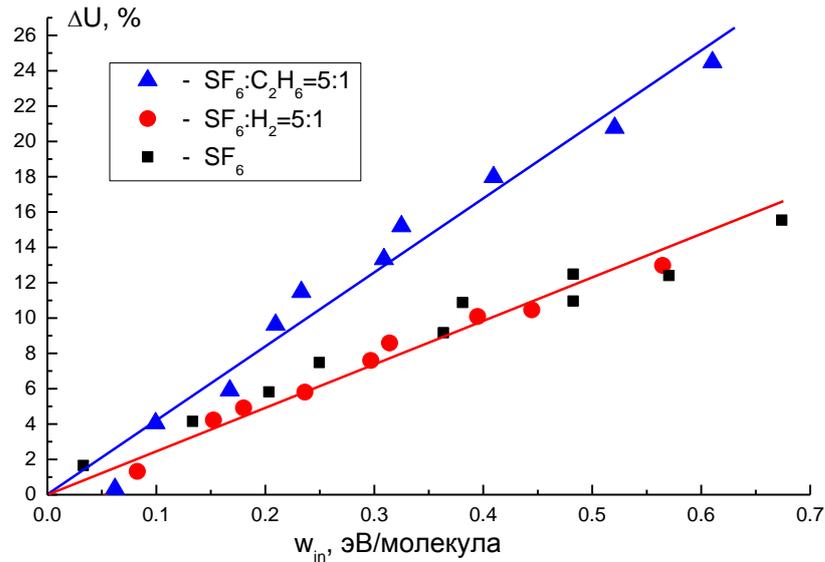


Рисунок 3.10 Зависимости параметра $\Delta=(U_{qs}-U_{qs}^0)/U_{qs}^0$ от w_{in} при давлении $p=24$ Тор и $t_{max}=30$ нс в SF₆ (■), а также в смесях SF₆:C₂H₆=5:1(▲) и SF₆:H₂=5:1(●).

Следует отметить и явную корреляцию величин Δ и w_{in}/α : при одинаковом w_{in} Δ тем больше, чем меньше w_{in}/α , т. е. относительное увеличение напряжения горения ОСР, связанное с ограничением плотности тока тем больше, чем легче диссоциирует смесь в плазме ОСР. Фактически, параметр Δ служит показателем самой возможности зажигания ОСР в форме СИОР и определяет при прочих равных условиях запас его устойчивости.

Заметим, что линейность экспериментальных зависимостей U_{qs} и Δ от w_{in} с учетом приведенного выше теоретического рассмотрения, а также хорошее согласие определенного в настоящей работе значения энергетической цены образования атома фтора со значениями этого параметра, полученными с использованием других экспериментальных методов [50, 51], непосредственно свидетельствуют в пользу предположения об определяющей роли процесса диссоциации SF₆ и других компонентов рабочих сред HF лазера электронным ударом в эффекте ограничения плотности тока.

Таким образом, из представленного экспериментального материала можно сделать вывод о том, что в смесях SF₆ с C₂H₆ эффект ограничения плотности тока,

связанный с диссоциацией молекул в плазме СИОР, более выражен, чем в чистом SF_6 и смесях SF_6 с водородом. Именно поэтому при развитии СИОР в смесях SF_6 с углеводородами в системах с плоскими электродами новые диффузные каналы будут появляться при меньших значениях электрической энергии, введенной в плазму СИОР, чем в смесях с более высокой энергией диссоциации. Как результат, каналов должно стать больше, т. е. должна вырасти однородность СИОР и ввиду уменьшения тока через отдельное КП также должна повыситься его устойчивость (увеличиться время устойчивого горения). По-видимому, именно указанными факторами и обусловлены более высокая устойчивость и однородность СИОР в смесях SF_6 с углеводородами (угледейтеридами) по сравнению с СИОР в смесях SF_6 с водородом (дейтерием).

3.1.4 Численное моделирование ограниченного ОСР

Эквивалентная электрическая схема и полная система уравнений для моделирования ОСР описаны в разделе 2.2 диссертации. Для иллюстрации того, как учет каждого элементарного нелинейного процесса (диссоциации, электрон-ионной рекомбинации, отрыва электрона) проявляется на осциллограммах напряжения и тока, на рис.3.11а приведена осциллограмма напряжения ограниченного ОСР в SF_6 при давлении $p=15$ Торр и $w_{el}=0,12$ Дж·см⁻³. На рис.3.11б представлены расчетные осциллограммы напряжения, при получении которых в модели учитывались следующие процессы: ионизация электронным ударом и прилипание электронов (ИП); ион-ионная рекомбинация (ИИР, константа скорости $\beta_{ii}=2 \times 10^{-8}$ см³·с⁻¹ [98]); диссоциативная электрон-ионная рекомбинация (ЭИР, величина β_{ei} в расчете варьировалась в пределах $\beta_{ei}=0,5-3 \times 10^{-7}$ см³·с⁻¹); отрыв электронов от отрицательных ионов электронным ударом (ОЭ, $k_d=0,5-3 \times 10^{-7}$ см³·с⁻¹); диссоциация SF_6 электронным ударом (ДЭУ, цена образования атома фтора ~ 4.5 эВ). Константа скорости отрыва электронов от отрицательного иона (ОЭ), $k_d=10^{-7}$ см³/с, оценивалась в предположении, что она не должна быть меньше константы скорости упругого рассеяния электронов на SF_6 ; $\beta_{ei}=10^{-7}$ см³/с, оценивался из предположения, что $\beta_{ei} \sim T_e^{-1/2}$. Сравнение

расчетных и экспериментальной осциллограмм напряжения ОСР показывает, что наиболее близкое их согласование достигается при $k_d \approx \beta_{ei}$. Таким образом, диссоциация SF_6 в плазме ОСР, а также диссоциация C_2H_6 в смеси $SF_6:C_2H_6$, является, по-видимому, основным механизмом ограничения плотности тока.

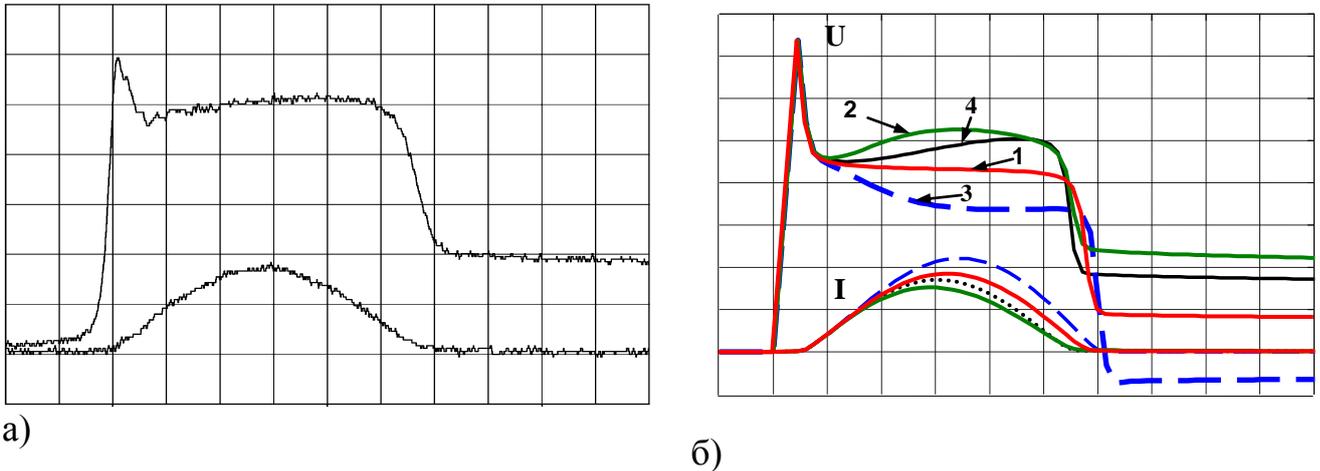


Рисунок 3.11 Осциллограммы напряжения U и тока I ОСР в SF_6 при $p=15$ Тор и межэлектродном расстоянии 48 мм (ограниченный разряд): а)- экспериментальные осциллограммы, $U - 2$ кВ/дел, $I - 50$ А/дел; б) - расчетные осциллограммы, $U - 2$ кВ/дел, $I - 50$ А/дел. В расчете учитывались процессы: 1- ИП; 2-ИП, ЭИР; 3 - ИП, ОЭ; 4 - ИП, ДЭУ при $k_d = \beta_{ei}$.

3.1.5 Анализ результатов

Установлено, что в газовых смесях на основе SF_6 , в том числе и в рабочих смесях нецепного НФ лазера, напряжение горения ОСР (СИОР) растет практически линейно с ростом вводимой в плазму энергии. Таким образом, результаты, представленные в настоящем разделе, непосредственно иллюстрируют существование механизмов ограничения плотности тока в плазме диффузного канала в SF_6 и смесях на его основе. В предположении, что основную роль в увеличении напряжения горения ОСР с ростом вводимой энергии играет процесс диссоциации молекул электронным ударом, из экспериментальных зависимостей найдены приближенные значения энергетической цены образования фрагментов диссоциации в рабочих средах НФ-лазеров. Определена энергетическая цена образования атома фтора в электрическом разряде для

чистого SF_6 . Полученная в настоящем разделе величина хорошо согласуется с результатами [50, 51], полученными другими методами.

Установлено, что добавление к SF_6 этана, в отличие от добавок водорода, усиливает эффект ограничения плотности тока и приводит к существенному увеличению скорости роста напряжения на плазме СИОР с ростом введенной в плазму энергии из-за диссоциации молекул углеводорода электронным ударом в условиях высоких значений параметра E/N , определяемых характеристиками SF_6 , как основного компонента в смеси. Это дает основание полагать, что именно усиление эффекта ограничения плотности тока и является основной причиной повышения устойчивости и однородности СИОР при добавлении к SF_6 углеводородов.

Следует заметить, что привлечение одних только механизмов ограничения тока в проводящем канале само по себе еще недостаточно для полного понимания наблюдаемых в эксперименте процессов, в частности, распространения разряда вглубь промежутка в направлении, перпендикулярном к приложенному полю. По-видимому, в эффектах расширения в поперечном направлении зоны диффузного свечения одиночного канала, а также распространения СИОР в промежутке с плоской геометрией, значительную роль играет излучение самого диффузного канала, поскольку в спектре этого свечения присутствует жесткое УФ излучение, и, возможно, мягкое рентгеновское излучение [123, 124]. Действительно формирование разряда в таком сильно электроотрицательном газе как SF_6 происходит при высоком значении E/N , поэтому значительная часть электронов может переходить в режим непрерывного ускорения, т.е. появляются так называемые убегающие электроны [123-125].

3.2 Характеристики ОСР в условиях сильного заселения колебательно возбужденных состояний молекул SF_6

В качестве возможных механизмов ограничения плотности тока в предыдущих разделах диссертации были теоретически рассмотрены следующие

процессы: диссоциация SF_6 электронным ударом, электрон-ионная рекомбинация, и прилипание электронов к колебательно возбужденным молекулам SF_6 . О необходимости учета последнего процесса при расчете электрических характеристик ОСР в SF_6 отмечалось также в целом ряде работ [109-111]. Однако специальных экспериментов, позволивших определить роль процесса прилипания электронов к колебательно возбужденным молекулам SF_6 в условиях ОСР (СИОР), выполнено в этих работах не было. В ряде работ [116, 126] были измерены сечения прилипания электронов к колебательно возбужденным молекулам SF_6 , но, тем не менее, для точного и последовательного расчета характеристик ОСР, данных о сечениях различных элементарных процессов, протекающих в плазме ОСР в широком диапазоне значений E/N недостаточно. Поэтому более достоверные данные о влиянии колебательно возбужденных молекул SF_6 на напряжение горения и другие характеристики ОСР целесообразно получать непосредственно из эксперимента. Однако следует отметить, что проводить исследование влияния процесса прилипания электронов к колебательно возбужденным молекулам SF_6 на напряжение горения ОСР в условиях, когда колебательно возбужденные молекулы нарабатываются в самом разряде, достаточно сложно. Поэтому для исследования влияния колебательно возбужденных молекул SF_6 на характеристики ОСР в рабочих смесях HF лазера нами было предложено осуществлять заселение колебательных степеней свободы молекул за счет облучения смесей, содержащих SF_6 излучением импульсного CO_2 лазера [127-129].

В настоящем разделе диссертации представлены результаты исследований роли, которую играет прилипание электронов к колебательно возбужденным молекулам SF_6 в эффекте ограничения плотности тока.

3.2.1 Описание экспериментальной установки и методики эксперимента

Исследования влияния колебательного возбуждения молекулы SF_6 на характеристики ОСР проводились на установке, схематически изображенной на

рис.3.12. Колебательно возбужденные молекулы SF_6 получались за счет резонансного поглощения излучения CO_2 лазера (линия P20 полосы 10.6 мкм) и последующего перераспределения поглощенной энергии по колебательным степеням свободы молекул SF_6 в процессе V-V обмена. Лазерный пучок поперечным размером 60x60 мм с равномерным распределением энергии по сечению вводился в разрядную камеру через входное окно из BaF_2 . Через другое окно с помощью цифрового фотоаппарата (Ф) осуществлялась фотосъемка разряда. На пути лазерного пучка устанавливался клин из NaCl (или Ge), который часть излучения направлял на ИК фотоприемник (ФП). В экспериментах по изучению влияния излучения CO_2 лазера на структуру разряда, на пути лазерного пучка, прошедшего через клин, устанавливались различные диафрагмы (D). Плотность лазерного излучения на входе в разрядную камеру с помощью установки на пути лазерного пучка калиброванных ослабительных пленок (А) плавно регулировалось в диапазоне $W_{in}=1,5\div 0,1$ Дж/см².

Разрядная камера представляла собой отрезок полиэтиленовой трубы с внутренним диаметром 20 см и длиной 20 см. С торцов камера герметизировалась фланцами, на которых крепились окна из BaF_2 . Камера заполнялась смесями SF_6 с различными газами (C_2H_6 , Ne, He, C_3F_8), парциальное давление SF_6 в экспериментах составляло $P_{\text{SF}_6} = 3\div 30$ Торр. Катодом служил медный провод ($\varnothing 1$ мм), помещенный в диэлектрическую трубку с внутренним диаметром ~ 1 мм и внешним 7 мм. Анодом являлся цилиндр из Al $\varnothing 10$ мм и длиной 8 см, ось цилиндра располагалась перпендикулярно лазерному пучку и оси стержня (катода). «Фронтальная плоскость разряда» – воображаемая плоскость, проходящая через ось цилиндра и стержень, располагалась на расстоянии 25 мм от входного окна (BaF_2), через которое в камеру вводилось лазерное излучение. Таким образом, толщина разряда в направлении лазерного луча не превышала 10 мм. Данная геометрия РП была выбрана специально для того чтобы, во-первых, избежать появления более одного диффузного канала и, во-вторых, свести к минимуму влияние неравномерности поглощения излучения CO_2 лазера в газе.

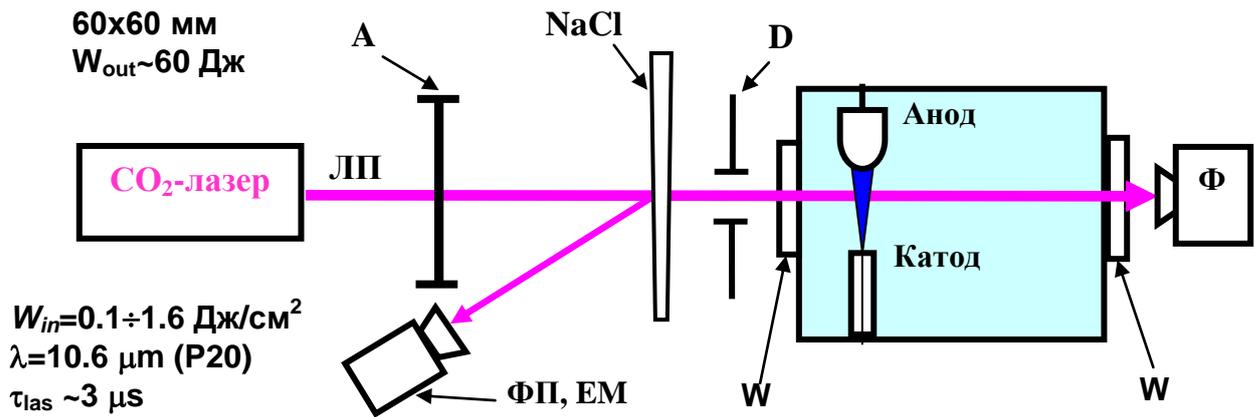


Рис. 3.12. Схема экспериментальной установки.

Электрическая схема для получения ОСР в SF₆ изображена на рис.3.13. Конденсатор емкостью $C=1 \div 4$ нФ, заряженный до напряжения $U=20 \div 40$ кВ, через индуктивность L разряжался на РП с межэлектродным расстоянием равным $d=40 \div 50$ мм. Ток и напряжение на РП регистрировались на цифровом осциллографе TDS-220 при помощи пояса Роговского и резистивного делителя напряжения, соответственно. В экспериментах по осциллограммам тока и напряжения на плазме ОСР изучалось изменение электрических свойств ОСР при вариации плотности энергии лазерного излучения, поглощенной в разрядном объеме, и времени задержки τ между приходом импульса CO₂ лазера и подачей импульса напряжения на разрядную камеру.

На рис.3.14 представлены типичные осциллограммы импульса излучения CO₂ лазера, полученного ИК-фотоприемником, и импульса напряжения на разрядной камере. Как видно из этого рисунка, импульс напряжения на плазме ОСР имеет характерную для сильно электроотрицательных газов форму – на нем хорошо видна квазистационарная фаза разряда (полка на осциллограмме). Напряжение в квазистационарной фазе - так называемое напряжение горения измерялась по осциллограммам напряжения и тока ОСР, как величина напряжения в максимуме тока. Для определения плотности энергии лазера, поглощаемой в области разряда, т.е. в слое газа толщиной 10 мм, отстоящем на

расстоянии 20 мм от входного окна, проводился специальный эксперимент с газовыми ячейками.

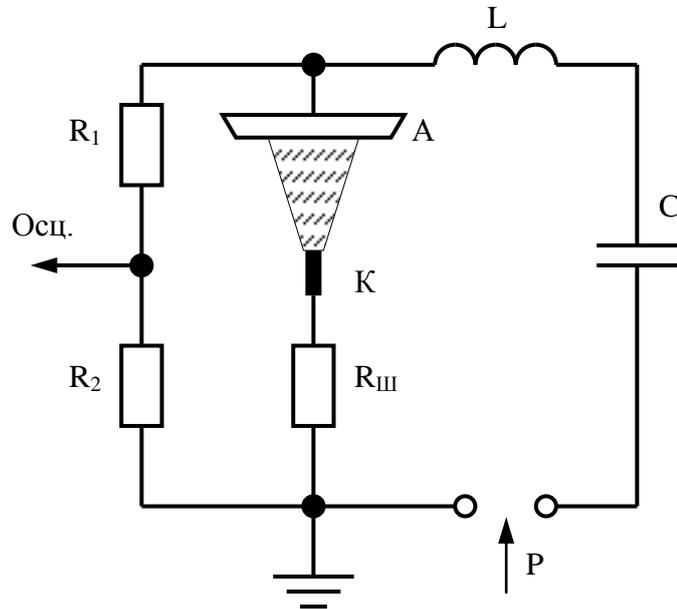


Рисунок 3.13 Электрическая схема установки для зажигания ОСР в колебательно возбужденном газе.

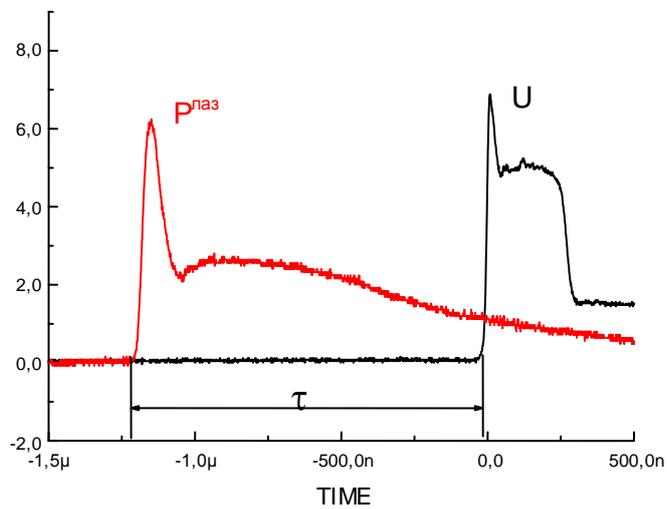


Рисунок 3.14 Осциллограммы импульсов излучения лазера $P^{\text{лаз}}$ и напряжения на разрядной камере U .

Схема эксперимента представлена на рис.3.15. Ячейки представляли собой цилиндры длиной 20 и 30 мм соответственно, на торцах крепились окошки из

NaCl. Энергия лазерного излучения, прошедшего через ячейку, измерялась с помощью калориметра марки ТПИ2-5, в специальных экспериментах вместо калориметра устанавливался ИК-фотоприемник.

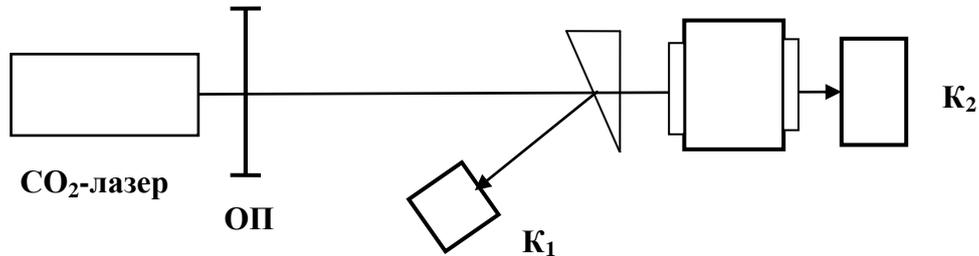


Рисунок 3.15 Схема экспериментальной установки для определения плотности энергии лазера, поглощаемой в разрядном объеме. ОП – тефлоногвые пленки для ослабления излучения; К₁, К₂ – калориметры для определения падающей и прошедшей энергии CO₂ лазера; К – клин из NaCl.

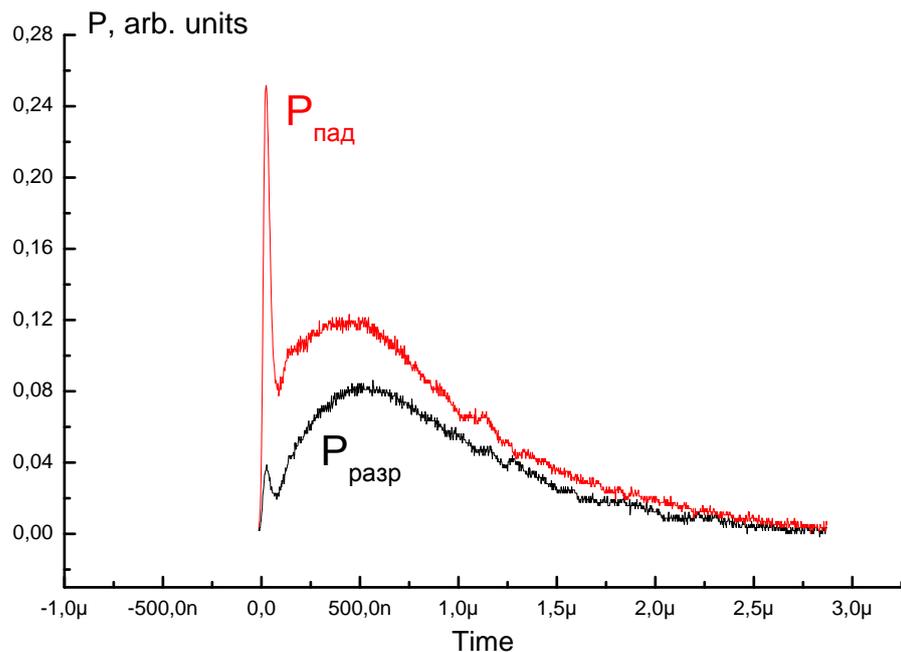


Рисунок 3.16 Осциллограммы импульсов излучения лазера: (а) - импульс падающий на входное окно; (б) - импульс прошедший ячейку толщиной 20 мм заполненной SF₆, $P_{SF_6} = 15$ Торр.

На рис.3.16 показаны импульсы излучения лазера: падающий на ячейку и прошедший через ячейку толщиной 20 мм, наполненную SF₆ ($P_{SF_6} = 15$ Торр). Как

можно видеть из этого рисунка форма импульса излучения CO_2 лазера после прохождения через слой газа заметно искажается. Несмотря на то, что сечения поглощения различных линий CO_2 лазера молекулой SF_6 известны из литературы, расчет коэффициента поглощения смесей на основе SF_6 для конкретного лазерного импульса является достаточно сложной задачей, поскольку требуется учитывать изменение в течение импульса распределения молекул по различным колебательно вращательным уровням. Поэтому коэффициент поглощения излучения CO_2 лазера различных смесей определялся экспериментально. В экспериментах исследовалось пропускание ячеек, наполняемых различными газовыми смесями, в зависимости от плотности падающей энергии лазера. Плотность энергии, падающей на ячейку, менялась за счет установки в ЛП тефлоновых пленок. Энергия лазера, поглощенная в зоне разряда, определялась как разница (с учетом потерей на окнах) между величинами пропускания ячейки длиной 20 мм и 30 мм соответственно.

3.2.2 Определение энергии CO_2 лазера, поглощенной в РП

Результаты измерений пропускания ячеек толщиной 20 мм и 30 мм представлены на рис.3.17. На рис.3.17 для двух различных давлений газа показаны зависимости величины пропускания слоя газа толщиной 20 мм и 30 мм от плотности лазерной энергии W_{in} , падающей на газ. Величина пропускания T определялась по формуле $T = E_{np} / E_{nad}$, где E_{np} – энергия CO_2 -лазера прошедшая слой газа, E_{nad} – энергия, падающая на газ. После аппроксимации этих экспериментальных данных были построены графики зависимостей энергии W_a , поглощенной в слое газа толщиной 10 мм от плотности падающей на газ лазерной энергии, которые представлены на рис.3.18. На рис.3.18 представлены зависимости $W_a = f(W_{in})$, полученные при давлении SF_6 15 и 30 Торр. В специальных экспериментах было установлено, что небольшая (до 50 % по давлению) добавка к SF_6 этана и других газов (C_3F_8 , He, N_2 , Ne) практически не влияет на коэффициент поглощения излучения CO_2 лазера. Поэтому зависимости, представленные на рис.3.18, использовались в

дальнейшем (см. раздел 3.3.4) при исследовании влияния поглощенной лазерной энергии на характеристики ОСР в смесях на основе SF_6 .

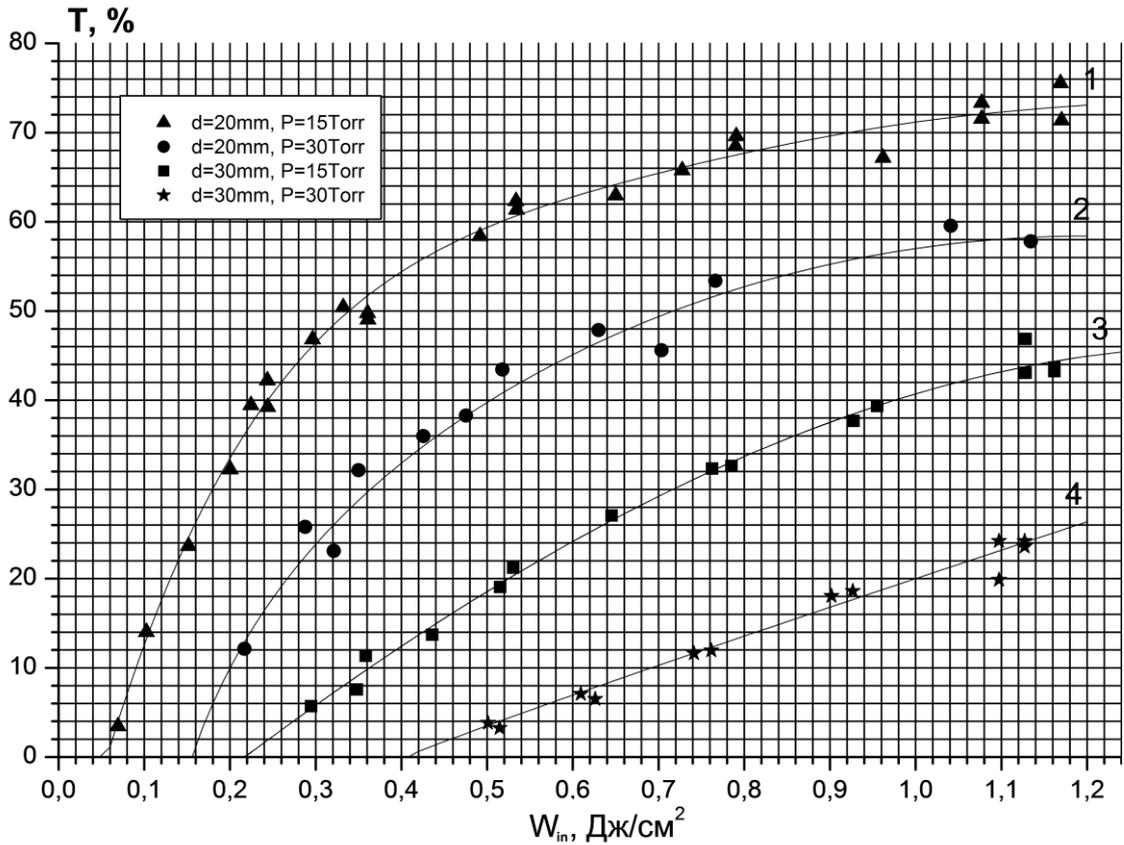


Рисунок 3.17 Зависимость пропускания газовых ячеек: 1- ячейка толщиной 20 мм, $P_{SF_6} = 15$ Торр; 2- ячейка толщиной 20 мм, $P_{SF_6} = 30$ Торр; 3- ячейка толщиной 30 мм, $P_{SF_6} = 15$ Торр; 4- ячейка толщиной 30 мм, $P_{SF_6} = 30$ Торр.

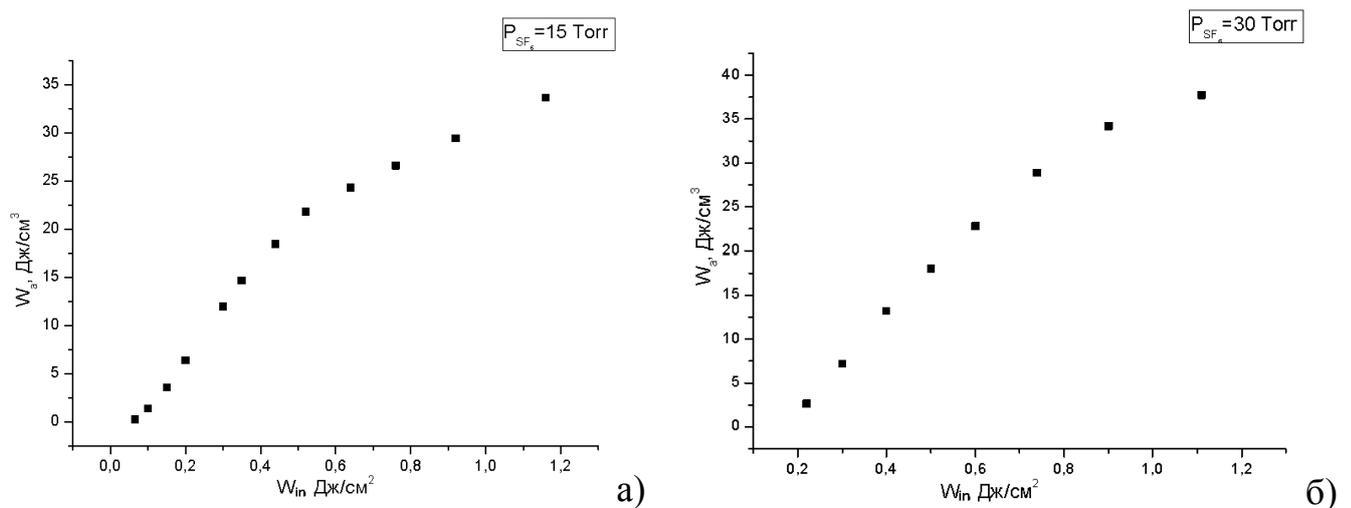


Рисунок 3.18 Зависимости энергии W_a , поглощенной в слое газа толщиной 10 мм от плотности падающей на газ лазерной энергии W_{in} : - а) $P_{SF_6} = 15$ Торр; - б) $P_{SF_6} = 30$ Торр.

3.2.3 Исследование влияния излучения CO₂ лазера на напряжение горения ОСР в SF₆ и смесях на его основе

Исследование влияния излучения CO₂ лазера на напряжение горения ОСР проводилось при различных длительностях разрядного тока ($\tau_{dis}=100\div 500$ нс) и энергии вводимой от емкости накачки в плазму ОСР ($W_{el}=50\div 150$ Дж/л). Фотографии ОСР полученные, когда промежуток не облучался CO₂ лазером, и после облучения лазерным излучением представлены на рис.3.19, а соответствующие этим условиям осциллограммы импульсов разрядного тока и напряжения на плазме ОСР и тока разряда показаны на рис.3.20.

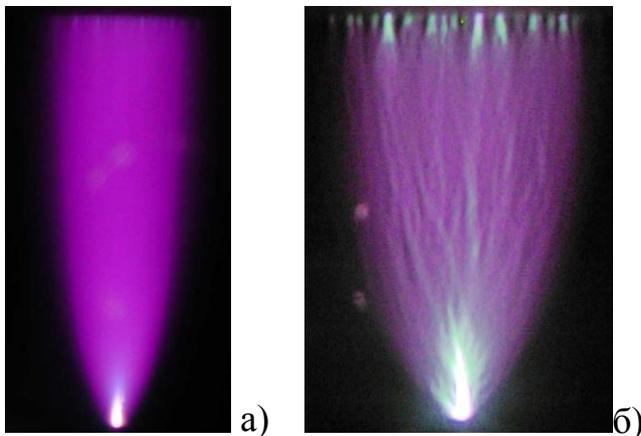


Рисунок 3.19 Фотографии свечения ОСР в смеси SF₆:C₂H₆=5:1 общим давлением 18.2 Торр: а) – промежуток не облучался излучением CO₂ лазера; б) – разрядный промежуток был предварительно облучен лазерным излучением с $\tau = 4\mu\text{s}$.

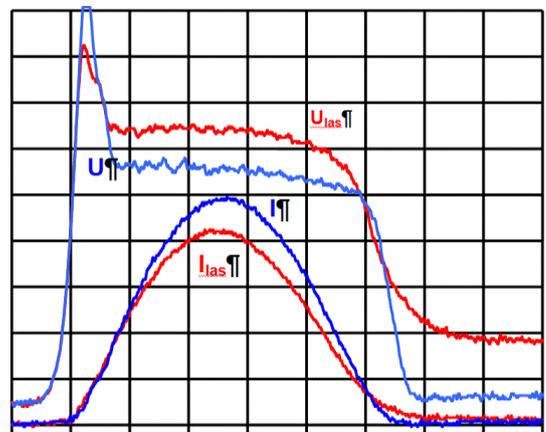


Рисунок 3.20 Осциллограммы напряжения U_{las} и тока I_{las} разряда после предварительного облучения газа лазером $\tau=4\mu\text{s}$ в смеси SF₆:C₂H₆=5:1 при общем давлении P=18 Торр. I, U - осциллограммы тока и напряжения необлученного РП, соответственно. Развертка 50 нс/дел.

Из фотографий свечения ОСР видно, что после облучения РП лазерным излучением свечение ОСР становится слабее и происходит филаментация разряда. Из рис.3.20 видно, что при облучении разрядного промежутка излучением CO₂ лазера ($W_{in}=1,1$ Дж/см²) напряжение на плазме заметно увеличивается, а ток разряда уменьшается. Эффект влияния излучения CO₂ лазера на напряжение горения ОСР характеризовался величиной относительного увеличения напряжения горения $\Delta=(U_{las}-U_0)/U_0$, здесь U_{las} и U_0 – напряжение

горения ОСР при облучении газа CO_2 лазером и без облучения, соответственно. Большинство экспериментов проводилось при $\tau_{dis}=200$ нс и $W_{el}=50$ Дж/л, поскольку увеличение τ_{dis} и W_{el} приводит к снижению устойчивости ОСР и искажению осциллограмм напряжения из-за прорастания с катода плазменного канала. Для увеличения устойчивости ОСР к SF_6 добавлялся этан в соотношении парциальных давлений $\text{SF}_6:\text{C}_2\text{H}_6=5:1$. Добавление этана к SF_6 позволяло получать стабильный ОСР в условии предварительного облучения разрядного промежутка излучением CO_2 лазера высокой интенсивности. В чистом SF_6 уже при плотности падающего излучения $W_{in}\sim 0,8$ Дж/см², $\tau > 3$ мкс и $\tau_{dis} > 200$ нс разряд срывался в искру, поэтому зависимости $\Delta U = U_{las} - U_0$ и Δ от плотности лазерного излучения снимались в основном для смесей $\text{SF}_6:\text{C}_2\text{H}_6=5:1$, что позволяло исследовать влияния лазерного облучения на характеристики разряда в более широком диапазоне параметров τ и W_{in} .

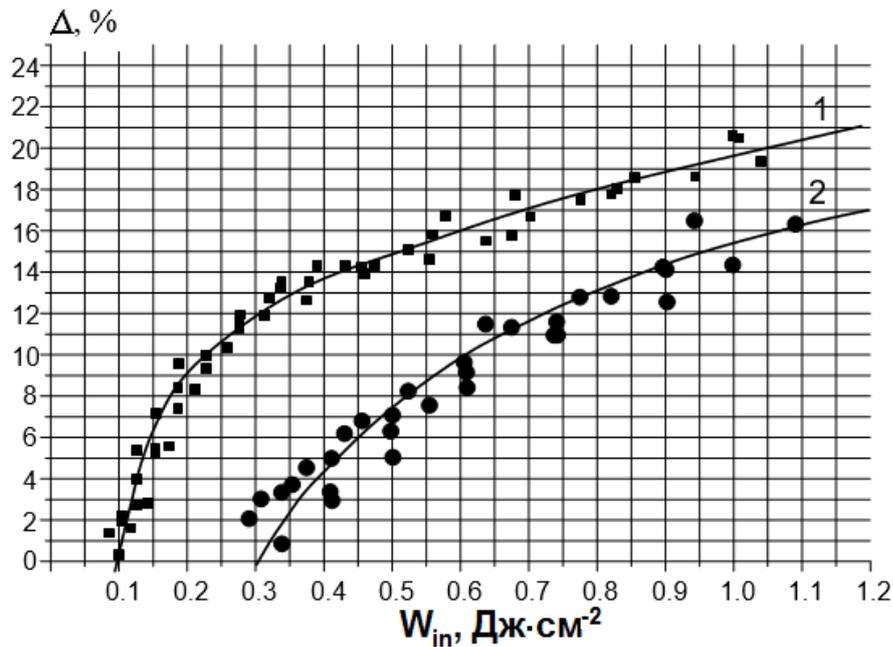


Рисунок 3.21 Зависимости относительного увеличения напряжения горения разряда от плотности энергии CO_2 -лазера, падающей на газ.

На рис.3.21 для двух смесей ($\text{SF}_6:\text{C}_2\text{H}_6=15:3$ и $\text{SF}_6:\text{C}_2\text{H}_6=30:3$ Торр) представлены зависимости относительного увеличения напряжения горения Δ от

плотности энергии лазера, падающей на газ (экспериментальные точки получены при следующих параметрах: $\tau = 3$ мкс, $W_{el} = 50$ Дж/л, $\tau_{dis} = 200$ нс). Из этого рисунка видно, что с увеличением плотности лазерного излучения, падающего на РП, напряжение горения разряда увеличивается. Поскольку времена VV и VT релаксации в SF_6 составляют, соответственно, $\tau_{VV} = 1,1$ мкс·Торр и $\tau_{VT} = 120$ мкс·Торр [129-131], то можно считать, что при приведенных выше значениях P_{SF_6} , τ_{las} и τ практически вся энергия лазерного излучения, поглощенная газом, переходит в колебательные степени свободы. Тогда можно полагать, что рост напряжения горения обусловлен процессом прилипания электронов к колебательно возбужденным молекулам SF_6 , скорость которого значительно больше, чем скорость прилипания электронов к молекуле SF_6 , находящейся в основном состоянии. Увеличение плотности возбужденных молекул SF_6 определяется энергией лазерного излучения, поглощенной в разрядном объеме.

На рисунке 3.22 представлены зависимости Δ от плотности энергии лазера, поглощенной в разрядном объеме, для двух значений парциального давления SF_6 . Из приведенного графика видно, что увеличение энергии CO_2 лазера, поглощенной в зоне разряда, приводит к увеличению напряжения горения разряда, при этом Δ для смесей с меньшим парциальным давлением SF_6 выше (при том же значении поглощенной энергии W_a). Это обусловлено тем, что доля поглощенной лазерной энергии, приходящаяся на одну молекулу, в данном случае больше. На рис.3.23 представлены зависимости величины Δ от среднего количества фотонов CO_2 лазера n_{ϕ} , поглощенных одной молекулой SF_6 (для смесей с парциальным давлением SF_6 15 и 30 Торр). Из рисунка 3.23 видно, что зависимости Δ для смесей с разным парциальным давлением SF_6 имеют идентичный вид и достаточно хорошо совпадают при малой удельной плотности лазерной энергии, поглощенной в разрядном объеме. Отличие проявляется только при плотностях поглощенной энергии, соответствующих величине $n_{\phi} > 7$. Для $n_{\phi} > 7$ величина Δ в смесях с большим парциальным давлением SF_6 несколько меньше, что, по-видимому, связано с процессами быстрой VT релаксации колебательной

энергии с высоковозбужденных уровней молекулы SF_6 , заселение которых, в свою очередь, происходит в процессах VV обмена.

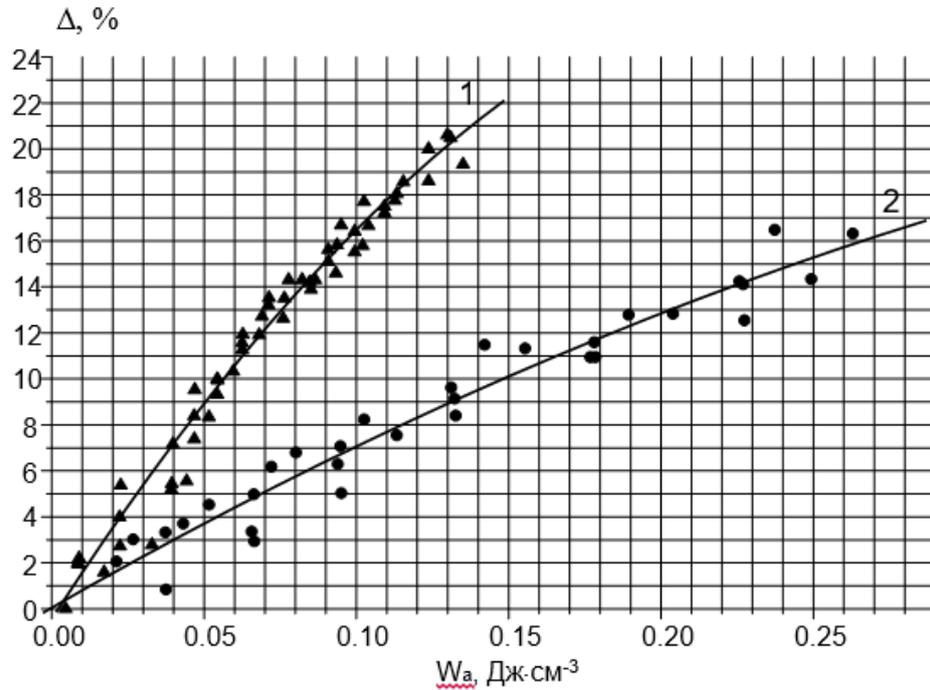


Рисунок 3.22 Зависимости Δ от плотности энергии лазера, поглощенной в разрядном объеме: 1 – 15 Торр; 2 - 30 Торр SF_6 .

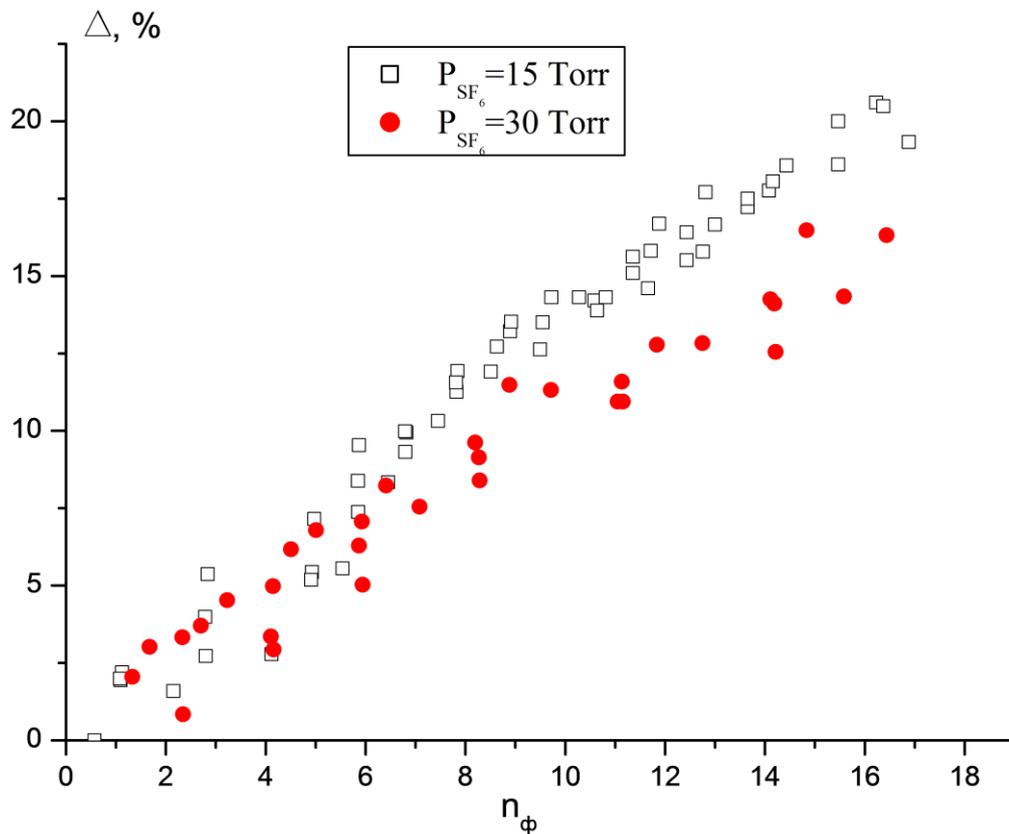


Рисунок 3.23 Зависимости величины Δ от среднего количества квантов CO_2 лазера, поглощенных молекулой SF_6 .

Действительно, скорость релаксации с высоких колебательных уровней значительно превышает скорость VT релаксации с 1-го колебательного уровня молекулы SF_6 , поэтому даже при $\tau \sim 3$ мкс время VT релаксации для смесей с большим давлением будет заметно меньше.

Следует заметить, что снижение Δ происходит при добавке к SF_6 любых газов. На рис.3.24 представлены зависимости Δ , полученные при одинаковых экспериментальных условиях ($P_{\text{SF}_6} = 6$ Торр, $W_{in} = 1,5$ Дж/см², $\tau_{dis} = 200$ нс, $W_{el} \approx 50$ Дж/см³ и $\tau = 3$ мкс) в смесях SF_6 с различными газами от парциального давления этих добавок.

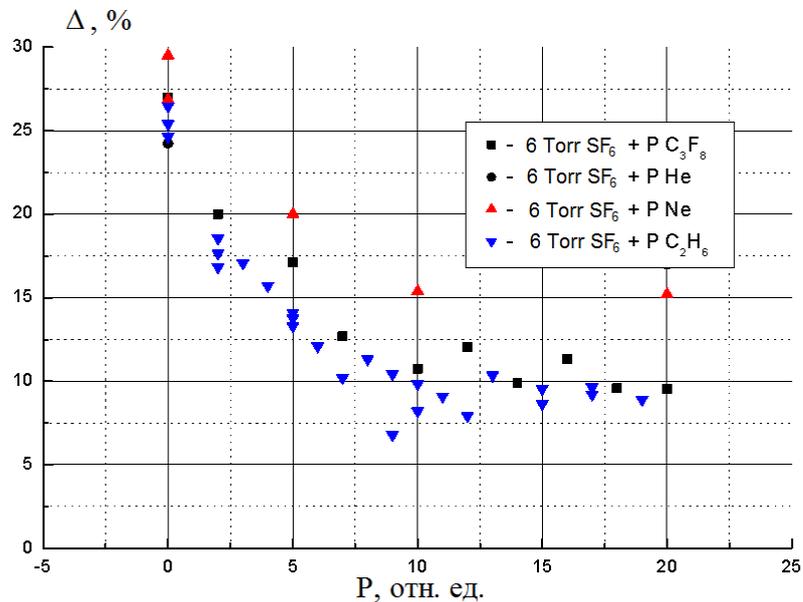


Рисунок 3.24 Зависимости Δ в смесях SF_6 с различными газами от парциального давления этого газа.

Из рис.3.24 видно, что также, как и в смесях SF_6 с He, добавка молекулярных газов (C_2H_6 и C_3F_8) уменьшает величину Δ . Примечательно, что молекулярные газы, как электроположительные (C_2H_6), так и электроотрицательные (C_3F_8) снижают величину Δ заметно больше, чем He. По-видимому, это связано с более эффективной дезактивацией колебательно возбужденных состояний молекул SF_6 молекулярными газами в процессах VV обмена, скорость которых высока в данных экспериментальных условиях.

3.2.4 Роль процесса прилипания электронов к колебательно возбужденным молекулам SF₆ в эффекте ограничения плотности тока

На основании полученных данных о напряжении горения в колебательно возбужденном SF₆ и данных раздела 3.1 настоящей диссертации оценим, какой вклад вносит процесс прилипания электронов к колебательно возбужденным молекулам SF₆ в эффект ограничения плотности тока.

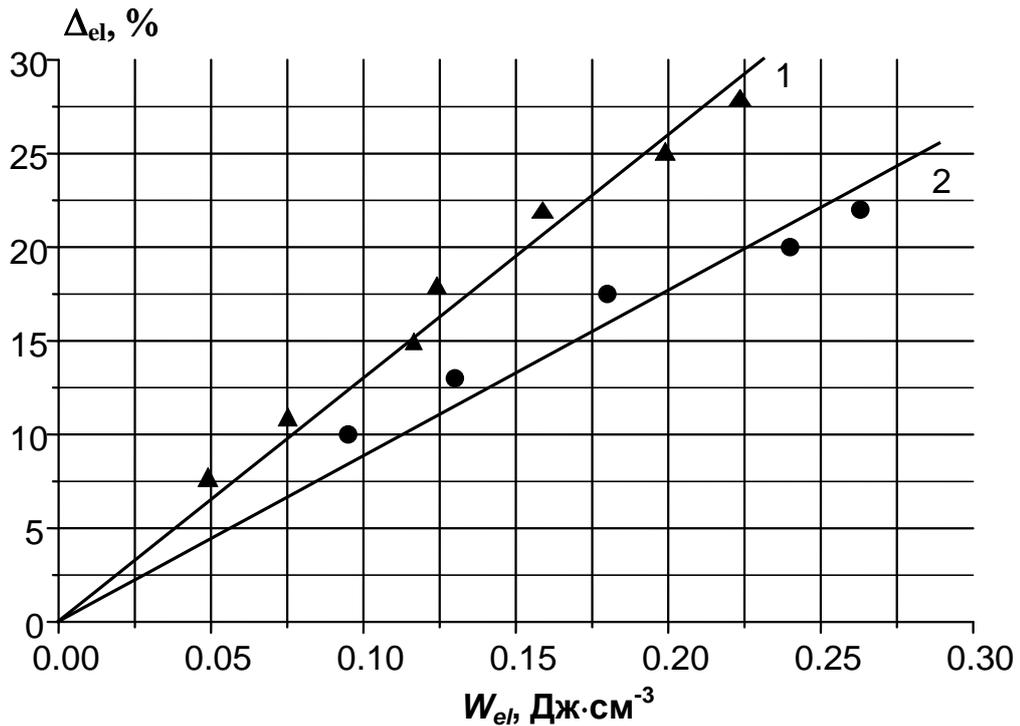


Рисунок 3.25 Зависимости относительного увеличения напряжения горения разряда ОСР в смеси SF₆:C₂H₆=15:3 от плотности электрической энергии, поглощенной в разрядном объеме. 1- смесь содержит 15 Торр SF₆; 2 – смесь содержит 30 Торр SF₆.

На рис.3.25 для смеси SF₆:C₂H₆=15:3 Торр представлена зависимость величины относительного увеличения напряжения горения $\Delta_{el}=(U_w-U_{50})/U_{50}$ от удельного энерговклада в плазму ОСР W_{el} . Здесь U_w – напряжение горения разряда при удельном энерговкладе в плазму ОСР $W_{el}=W$, U_{50} – напряжение горения ОСР при $W_{el}=50$ Дж/л. Из того рисунка видно, что также, как и на рис.3.22 с увеличением энерговклада в разрядный объем, величина ΔU увеличивается, только в данном случае по оси X отложена плотность энергии,

вкладываемая в разряд от накопительной емкости источника накачки, а не плотность лазерной энергии, поглощенной в разрядном объеме.

Как уже замечалось ранее, в условиях самостоятельного разряда на возбуждение колебательных степеней свободы молекул SF_6 идет менее 2 % от общей энергии, вкладываемой в разряд [115, 116]. Если теперь задаться значением удельного энерговклада $W_{el}=0,3$ Дж/см³, то на возбуждение колебательных мод молекул SF_6 идет лишь 0,006 Дж/см³. Определим по графику, представленному на рис.3.22 какой эффект соответствует данному значению, видим, что Δ составляет лишь ~1% (т.е. лежит на пределе регистрации «эффекта»). В экспериментах по исследованию эффекта ограничения плотности тока, при данном энерговкладе, величина Δ_{el} больше 15% (рис.3.8) Таким образом, необходимо признать, что в обычном ОСР процесс прилипания электронов к колебательно возбужденным молекулам SF_6 не является основным, его роль в росте напряжения горения ОСР незначительна.

3.2.5 Анализ результатов

В результате экспериментальных исследований установлено, что при облучении разрядного промежутка излучением CO_2 лазера напряжение горения ОСР в SF_6 и смесях на его основе увеличивается за счет процесса прилипания электронов к колебательно возбужденным молекулам SF_6 . Установлено, что при значительном колебательном возбуждении молекул SF_6 устойчивость ОСР снижается.

Получены зависимости относительного увеличения напряжения горения от энергии лазера, поглощенной в разрядном объеме. Из этих зависимостей следует, что напряжение горения монотонно растет с увеличением энергии лазера, вводимой в разрядный объем.

Установлено, что увеличение времени задержки между облучением рабочего объема и подачей на промежуток высоковольтного импульса, а также добавление He, ускоряющего процесс $V-T$ релаксации, приводит к снижению

эффекта увеличения напряжения горения. Кроме этого, к снижению величины относительного увеличения напряжения горения приводит добавка любых газов, которые приносят дополнительный канал релаксации колебательной энергии, запасенной молекулами SF_6 .

Показано, что при возбуждении колебательных степеней свободы молекулы SF_6 с помощью импульсного CO_2 лазера рост напряжения горения ОСР существенно меньше, чем наблюдается, когда такая же степень колебательного возбуждения достигается за счет увеличения плотности тока ОСР. Поэтому в условиях обычного самостоятельного разряда прилипание электронов к колебательно возбужденным молекулам SF_6 не является основным процессом, определяющим рост напряжения горения разряда при увеличении удельного энерговклада в плазму ОСР. Существуют другие процессы, вклад которых в эффект увеличения напряжения горения ОСР существенно выше чем прилипание электронов к колебательно возбужденным молекулам SF_6 .

Выводы к Главе 3

Результаты исследования характеристик одиночного диффузного канала в смесях на основе SF_6 , полученные в главе 3, могут быть кратко сформулированы следующим образом:

1. В SF_6 и смесях на его основе с ростом удельного энерговклада напряжение на плазме увеличивается, что непосредственно свидетельствует о существовании механизмов ограничения плотности тока, которые препятствуют прохождению всей энергии запасенной в источнике накачки в один диффузный канал.

2. Предложены и реализованы методики исследований электрических характеристик одиночного плазменного образования (диффузного канала), которые позволяют количественно измерить эффект ограничения плотности тока и оценить вклад в данный эффект перечисленных выше плазмохимических процессов. Установлено, что напряжение на плазме объемного разряда в газовых

смесях на основе SF_6 увеличивается с ростом удельного энерговклада, при этом относительное увеличение напряжения горения в смесях SF_6 с углеводородами заметно выше, чем в смесях SF_6 с H_2 . Показано, что с помощью введенного по данной методике критерия можно качественно и количественно оценивать влияние различных газовых добавок на стабильность объемного самостоятельного разряда в газовых смесях на основе SF_6 .

3. Установлено, что основными механизмами ограничения плотности тока СИОР являются: диссоциация SF_6 и других компонентов рабочей смеси электронным ударом, приводящая к снижению скорости ионизации и увеличению скорости прилипания электронов в результате локального уменьшения параметра E/N в диффузном канале и диссоциативная электрон-ионная рекомбинация, приводящая к росту скорости потерь электронов при увеличении плотности тока в канале.

4. Впервые исследован ОСР в SF_6 и смесях на его основе при возбуждении колебательных состояний электроотрицательных молекул импульсным CO_2 -лазером. Обнаружен существенный рост напряжения горения разряда с ростом энергии излучения лазера, поглощаемого молекулами сильно электроотрицательного газа. Показано, что данный эффект обусловлен увеличением скорости потерь электронов в разрядной плазме из-за их прилипания к колебательно возбужденным молекулам.

5. Установлено, что прилипание электронов к молекулам SF_6 , возбуждаемым в колебательные состояния электронным ударом в плазме объемного разряда, не оказывает заметного влияния на баланс заряженных частиц в газоразрядной плазме. Поэтому прилипание электронов к колебательно возбужденному SF_6 не может служить механизмом, определяющим развитие самостоятельного разряда в сильно электроотрицательных газах в форме СИОР.

ГЛАВА 4. МЕХАНИЗМЫ РАЗВИТИЯ ПЛАЗМЕННЫХ НЕУСТОЙЧИВОСТЕЙ СИОР В РАБОЧИХ СМЕСЯХ НЕЦЕПНОГО HF(DF) ЛАЗЕРА

В четвертой главе рассмотрено влияние импульсного лазерного нагрева газа на характеристики СИОР в газовых смесях на основе SF₆ и исследован процесс развития отлипательной неустойчивости в активных средах электроразрядных нецепных HF(DF)-лазеров вследствие отрыва электронов от отрицательных ионов электронным ударом. Представленные в этой главе результаты были получены в работах [128, 129, 132-135, 140, 154].

4.1 Описание экспериментальной установки и методики эксперимента

Влияние нагрева газа на характеристики СИОР в рабочих смесях HF(DF) лазера, а также в чистом SF₆ и смесях на основе, проводились на установке, подробно описанной выше (в разделе диссертации 3.2). Схема установки показана на рис.4.1. Пространственно однородный пучок CO₂-лазера с размерами 60×60 мм вводился в разрядную камеру через окно из BaF₂, часть излучения ответвлялась клиньями из NaCl на калориметр и фотоприемник для контроля энергии и формы импульса излучения лазера. Энергия излучения лазера изменялась калиброванными фильтрами на основе тефлоновой пленки, устанавливаемыми перед клиньями из NaCl. На пути лазерного пучка устанавливались различные диафрагмы (экраны), с помощью которых формировали области с заданным профилем засветки, либо использовалась диафрагма в виде щели, закрывающей от облучения области, примыкающие к электродам.

На рис.4.2 представлена фотография РП через входное окно РК. СИОР зажигался между катодом-иглой (нижний электрод) и боковой поверхностью цилиндра Ø15 мм (анод) при межэлектродном расстоянии $d=43$ мм (верхний электрод на рис.4.2). Роль иглы выполнял отрезок медного провода Ø1,5 мм в полиэтиленовой изоляции, препятствующей развитию разряда с боковой поверхности катода. В некоторых экспериментах при изучении структуры СИОР

в зоне облучения, на катод одевалась трубка с внешним диаметром 2 см, которая закрывала катодную область с целью уменьшить сильную засветку от канала, развивающегося из КП, как показано на рис.4.2б.

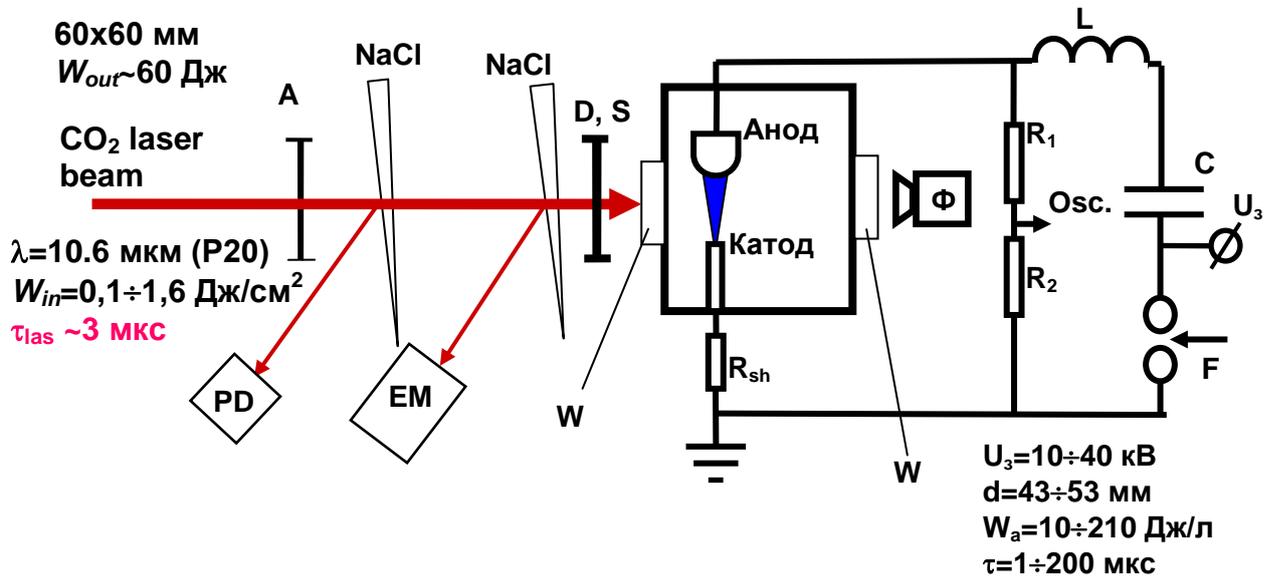


Рисунок 4.1 Схема экспериментальной установки А - ослабительные пленки; NaCl – клинья из NaCl, отвлекаяющие часть излучения на калориметр (EM) и фотоприемник (PD); D,S - диафрагма или экран, задающие профиль облучения разрядного промежутка; W – окна из ВаF₂; Ф – цифровой фотоаппарат; F – управляемый разрядник; C – емкость; L – индуктивность; R₁, R₂ – резистивный делитель; R_{sh} – токовый шунт; Osc – цифровой осциллограф.



а)



б)

Рисунок 4.2 Фотографии РП, сделанная через входное окно разрядной камеры

На промежуток разряжался конденсатор емкостью $C=0,5\div 2,6$ нФ через индуктивность $0,5\div 4$ мкГн. Зарядное напряжение варьировалось от 15 до 35 кВ в зависимости от давления и состава газовой смеси в камере. Момент времени подачи импульса напряжения на разрядную камеру относительно лазерного импульса регулировался в достаточно широких пределах $\tau=1\div 200$ мкс. Параметры CO_2 -лазера и условия эксперимента описаны в разделе 3.3 настоящей диссертации. Лазер работал на линии P20 полосы 10,6 мкм, импульс излучения имел стандартную для CO_2 -лазеров с поперечным разрядом форму, его полная длительность составляет $\tau_{las}\approx 3$ мкс (рис.3.22). Плотность энергии лазерного излучения, поглощаемого газовой смеси на основе SF_6 в зоне развития разряда, составляла $W_a=0,1\div 0,22$ Дж·см⁻³. Методика определения поглощенной энергии W_a в разрядной области подробно описана в разделе диссертации 3.3.3. Парциальное давление SF_6 в исследуемых смесях составляло $9\div 15$ Торр. Температура газа T_g , устанавливающаяся к моменту приложения к РП напряжения (после окончания лазерного импульса), определялась из выражения

$$\frac{W_a}{N} = \int_{T_0}^{T_g} C_V(T') dT', \quad C_V(T') = \sum_i \xi_i C_{Vi}(T'), \quad (4.1)$$

где N -суммарная концентрация молекул, C_{Vi} -теплоемкость при постоянном объеме, а ξ_i –исходная относительная концентрация i -го компонента смеси. Температура $T_0\approx 300$ К. Возможность использования этого выражения для определения T_g в условиях описываемых ниже экспериментов была теоретически и экспериментально обоснована в [129, 132].

С помощью цифрового фотоаппарата, открытие затвора которого было синхронизировано с подачей напряжения на РП, исследовалось изменение структуры СИОР при предварительном облучении РП излучением импульсного CO_2 -лазера. При каждом значении τ , а также в отсутствие воздействия на промежуток лазерного импульса снимались осциллограммы напряжения и тока СИОР. В процессе экспериментов измерялось напряжение в квазистационарной фазе горения объемного самостоятельного разряда U_{qs} , который зажигался в

смесях на основе SF_6 , предварительно нагретых излучением импульсного ТЕА CO_2 -лазера. Изменение напряжения горения СИОР при облучении газа лазером, характеризовался параметром $\Delta=(U_{las}-U_{qs})/U_{qs}$, где U_{las} и U_{qs} – величины напряжений горения, соответственно, в облученном и необлученном РП. Для определенности U_{las} и U_{qs} измерялись в моменты времени, соответствующие максимумам соответствующих токов. Напряжение и ток СИОР контролировались калиброванными высоковольтным делителем напряжения и токовым шунтом, соответственно. Регистрация сигналов осуществлялась осциллографами Tektronix 2012B и TDS-220 с полосой пропускания 100 MHz.

4.2 Характеристики СИОР в SF_6 и смесях на его основе при воздействии на разрядный промежуток излучения импульсного CO_2 -лазера

4.2.1 Влияния излучения CO_2 лазера на пространственную структуру и устойчивость СИОР в SF_6 и смесях на его основе

На рис.4.3 схематически изображены диафрагмы $D_1 \div D_6$, устанавливавшиеся на пути лазерного пучка (перпендикулярно оптической оси). На этом рисунке заштрихованы перекрытые зоны пучка, ось y (вертикаль) направлена от катода к аноду, размеры указаны в мм. Результаты влияния лазерного облучения на структуру разряда представлены на рисунке 4.4.

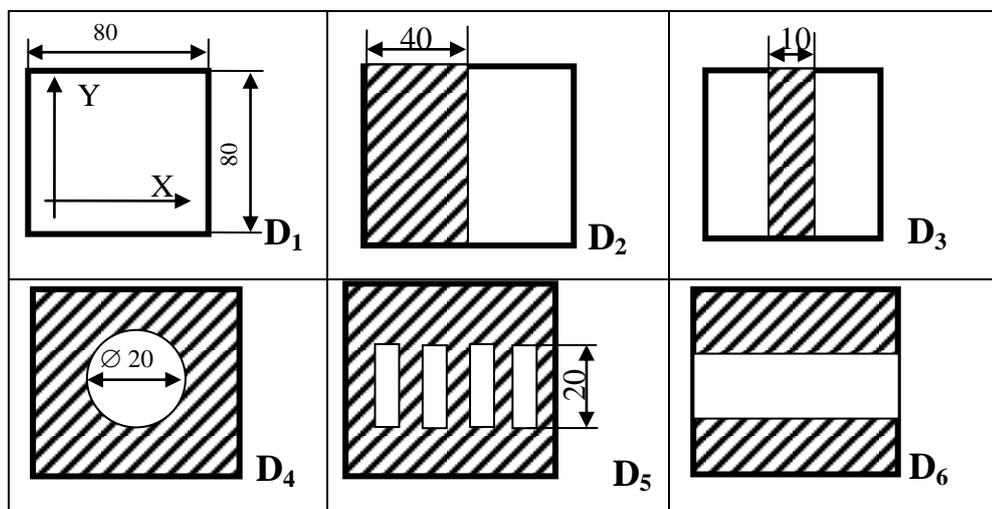


Рисунок 4.3 Схематическое изображение диафрагм, устанавливавшихся на пути распространения лазерного пучка

РП фотографировался при фиксированных значениях $\tau=3$ мкс (время задержки приложения высоковольтного импульса относительно импульса CO_2 -лазера), $W_{in}=0,8$ Дж/см², $U=35$ кВ в смеси $\text{SF}_6:\text{C}_2\text{H}_6:\text{Ne}=15:6:15$ Торр. Добавки C_2H_6 и Ne к SF_6 не влияли заметным образом на эффекты, связанные с облучением промежутка, но позволяли повысить устойчивость СИОР (C_2H_6) и увеличить интенсивность свечения разряда (Ne).

Как видно из рис.4.4, перекрытие части пучка экраном, приводит к полному перемещению СИОР в необлучаемую зону. В облучаемой зоне свечение СИОР не регистрируется. При установлении на пути пучка круглой диафрагмы, диаметр которой меньше поперечного размера разряда (рис.4.4г), на фотографии свечения СИОР появляется «дыра» с довольно резким краем, разряд стремится обогнуть засвечиваемую лазером зону. Как видно из сравнения рис.4.4б÷е с рис.4.4а, под воздействием лазерного излучения наблюдаются совершенно необычные для геометрии исследуемого промежутка пространственные формы СИОР.

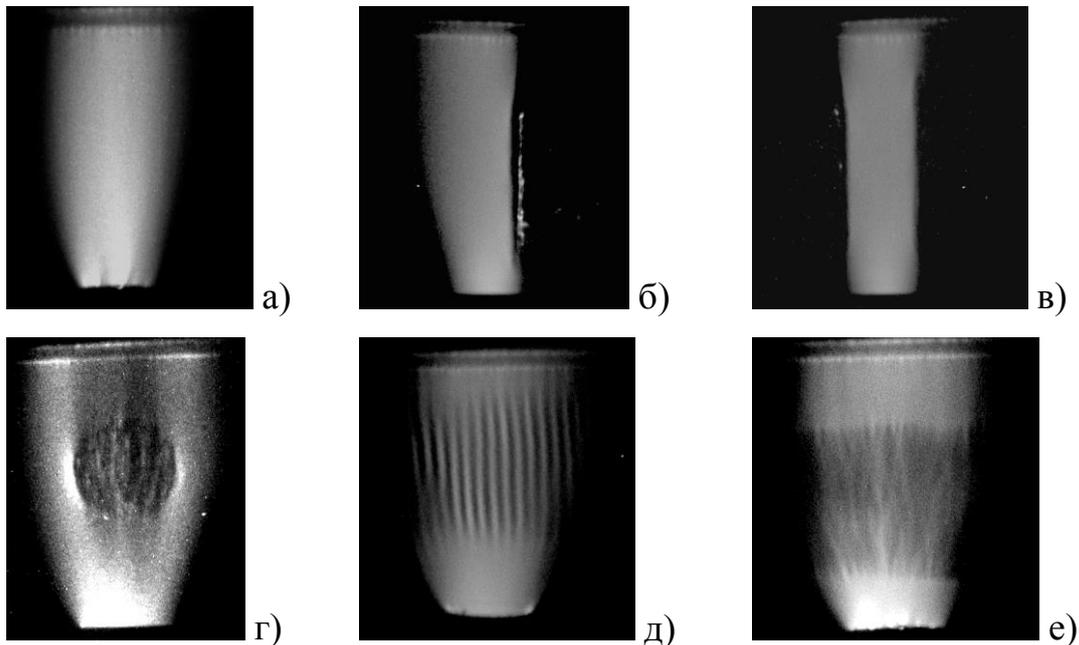


Рисунок 4.4 Фотографии СИОР.

Поскольку в зоне облучения большие потери электронов из-за прилипания к колебательно возбужденным молекулам SF_6 , то разряд в этих зонах не горит. Это позволяет управлять структурой разряда. Если поставить в лазерный пучок

диафрагму в виде решетки (рис.4.3д), то и разряд будет гореть в виде решетки только в области тени (зонах, не подвергавшихся облучению) (рис.4.4д). Если диафрагма выполнена в виде щели, размер которой по горизонтали (ось X) намного превышает поперечный размер разряда (рис.4.3е), СИОР уже не может обогнуть облучаемую зону, являющуюся своеобразным барьером в промежутке.

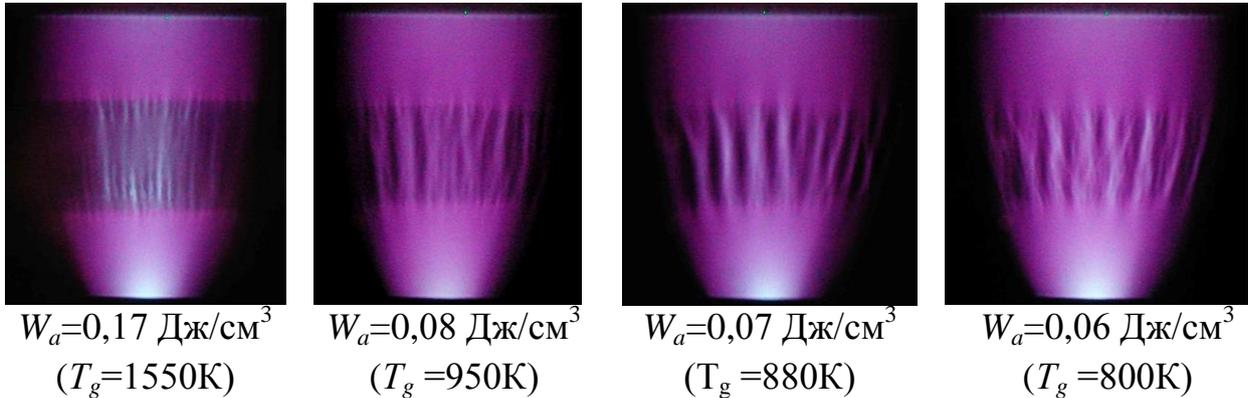


Рисунок 4.5 Фотографии СИОР, иллюстрирующие образование квазипериодических плазменных структур в промежутке, смесь: 15 Торр SF₆ +15 Торр Ne +3 Торр C₂H₆. Период этих структур зависит от интенсивности облучения, под каждой фотографией указана температура газа в зоне облучения и плотность энергии CO₂-лазера, поглощенной в этом слое.

В данном случае яркость свечения в облучаемой зоне заметно ниже яркости свечения остального разряда, несмотря на непрерывность тока СИОР. Можно полагать, что данное обстоятельство связано с увеличением доли ионной составляющей в проводимости плазмы в области облучения из-за прилипания электронов к колебательно возбужденным молекулам SF₆ (раздел 3.3.). Также обращает на себя внимание заметное расслоение СИОР в облучаемой зоне на рис.4.4е, что, очевидно, должно приводить к снижению устойчивости СИОР. Действительно, специальные эксперименты подтверждают, что предварительное облучение разрядного промежутка излучением CO₂ лазера сильно снижает устойчивость СИОР в смесях на основе SF₆. Этот факт особенно наглядно проявляется при исследовании структуры разряда, когда в пучке устанавливались щелевые диафрагмы (рис.4.3д). Визуальные наблюдения СИОР в этих условиях показывают, что в области, подвергнутой облучению, интенсивность свечения

разряда слабее. Меняется также структура разряда: происходит филаментация объемного разряда, при этом образующиеся структуры зависят от плотности падающего на газ лазерного излучения. На рис.4.5 показаны фотографии СИОР, полученные в смеси $SF_6:C_2H_6:Ne=15:3:15$ при разных значениях плотности лазерной энергии, поглощенной в облучаемой зоне разряда ($\tau=4$ мкс). На этих фотографиях хорошо заметно, что в зоне, где газ нагрет с помощью лазерного излучения, разряд имеет хорошо различимую квазипериодическую каналную структуру, при этом уменьшение интенсивности облучения (температуры газа) приводит к увеличению периода этой структуры. Важно отметить, что значительное увеличение плотности падающего на газ лазерного излучения (увеличение температуры газа в рассматриваемой зоне) приводит к развитию в зоне облучения плазменной неустойчивости. Отметим здесь, что при плотности падающего на газ излучения $W_{in} \geq 0,8$ Дж/см² в объеме РП иногда наблюдается образование плазменных каналов (рис.4.6). Пороговая величина плотности облучения, при которой развивается неустойчивость СИОР в объеме РП, зависит от длительности и плотности тока СИОР. На рис.4.6 показана фотография СИОР в РП, подвергнутом облучению CO_2 -лазером, на которой виден яркий плазменный канал. Здесь в отличие от рис.4.5а плотность лазерного излучения, поглощенного в РП составляла 0,2 Дж/см³ (в остальном, экспериментальные условия были тождественны).

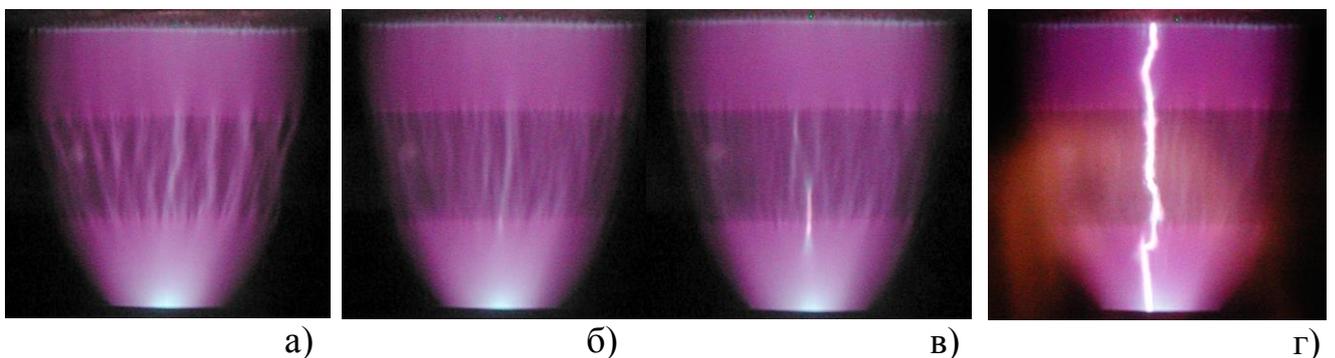


Рисунок 4.6 Фотографии СИОР, иллюстрирующие образование квазипериодических плазменных структур и контракцию СИОР:
а) – $T_g=950$ К; б) – $T_g=1090$ К; в) – $T_g=1365$ К; г) – $T_g=1550$ К.

Такая же структура СИОР (с плазменным каналом в объеме РП), может быть получена и при более низких температурах газа в нагреваемой области ($T_g < 1000$ К), если увеличить плотность тока в РП, например, за счет увеличения зарядного напряжения, либо смещением области облучения к катоду. В силу геометрии РП игла-цилиндр плотность тока вблизи катода существенно выше, чем у анода или в середине РП. На рис.4.7а представлена фотография, иллюстрирующая формирование плазменной неустойчивости в объеме РП при увеличении плотности тока в облучаемой зоне РП. Вероятность возникновения искрового канала в нагреваемой области РП значительно повышается при увеличении длительности разрядного тока (в экспериментах это достигалось вариацией параметров L и C разрядного контура).

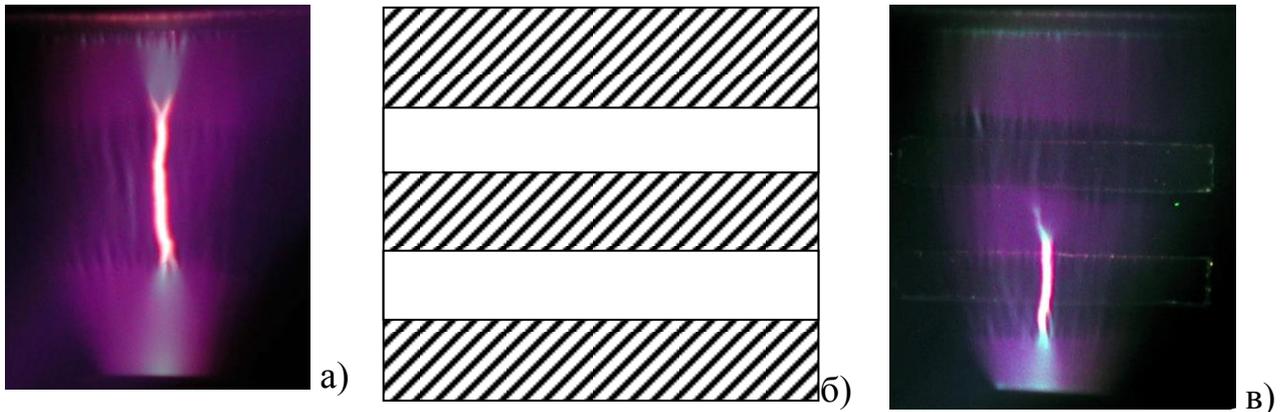


Рисунок 4.7 а) - Фотография СИОР в смеси: $\text{SF}_6:\text{Ne}:\text{C}_2\text{H}_6=15:15:3$ Торр, плотность энергии CO_2 -лазера, поглощенной в области облучения $W_a \sim 0,1$ Дж/см³. б) -Изображение диафрагмы, перекрывавшей пучок CO_2 -лазера. в) - фотография СИОР, полученная при облучении разрядного промежутка через эту диафрагму

Примечательно, что без облучения РП лазером, даже при увеличении энерговклада W_{el} в 3 раза (при этой длительности разряда, $\tau_{dis}=180$ нс), СИОР остается достаточно однородным, и подобные плазменные каналы не образуются (СИОР выглядит как на рис.4.4а). (Подробно механизмы неустойчивости СИОР, запечатленной на рис.4.6-4.7, будут рассмотрены в разделе 4.4)

На рис. 4.7в показана фотография СИОР (рис.4.7б), когда в лазерном пучке стояла диафрагма в виде двух щелей шириной 10 мм (рис. 4.7б). Из этого рисунка

видно, что в зоне щели, ближайшей к катоду, образовался плазменный канал, однако он не пророс в область промежутка, закрытую от излучения диафрагмой, не образовался канал и в зоне второй щели (удаленной от катода). Заметим, что в использованной в эксперименте геометрии РП плотность тока максимальна вблизи катода и минимальна у анода. Следовательно, из рис.4.7 мы видим, что плазменный канал образуется, когда выполнены определенные пороговые условия, как по температуре газа, так и по плотности тока. Используя диафрагму в виде щели, параллельной поверхности анода, можно определять пороги развития неустойчивости - перемещая диафрагму вдоль оси Y и варьируя плотность излучения CO_2 лазера. Дополнительные данные о механизмах развития неустойчивостей разряда в SF_6 могут быть получены из экспериментов по исследованию роли различных газовых добавок.

В результате исследования влияния различных газовых добавок на устойчивость ОСР (СИОР) в SF_6 было обнаружено, что при облучении CO_2 лазером РП, смеси с парциальным содержанием Ne более 100 % (по отношению к SF_6) имеют заметно более низкую устойчивость, чем смеси без Ne. Вероятно, это связано с тем, что Ne ускоряет процессы $V-T$ релаксации в SF_6 . Рост температуры смеси может, в свою очередь, увеличивать вклад такого процесса как отрыв электрона от отрицательного иона, концентрация которых в плазме сильно электроотрицательных газов значительно превышает электронную концентрацию (см. раздел 4.5). Так Ne, роль которого в процессах $V-T$ релаксации мала, в отличие от He он не оказывает столь заметного влияния на устойчивость СИОР. Более подробно механизм развития неустойчивости СИОР (ОСР) в смесях на основе SF_6 , будет рассмотрен в разделе 4.5.

4.2.2 СИОР в SF_6 и смесях SF_6 с C_2H_6 в условиях развития ударно-волновых возмущений

Исследования взаимного влияния разряда и газодинамических структур в разрядном объеме становятся в последнее время все более актуальными, что обусловлено необходимостью увеличения средней мощности и частоты

следования импульсов И-П газоразрядных лазеров [52], а также возможностью активного управления газовыми потоками с целью снижения аэродинамического сопротивления различных быстро движущихся объектов. В настоящем разделе представлены исследования характеристик СИОР в SF_6 и смесях SF_6 с другими газами (C_2H_6 , Ne, He, C_3F_8 , N_2) в условиях развития в разрядном объеме возмущений среды, вызванных нагревом газа излучением импульсного CO_2 -лазера. Если в разделе 4.2.1 исследовалось изменение структуры разряда в облученных РП, когда еще не проявлялись эффекты, обусловленные формированием газодинамических возмущений газа ($\tau < 5 \mu s$), то в настоящем разделе исследования проводились при больших τ , когда уже начинали формироваться ударно-волновые возмущения, вызванные импульсным нагревом газа в РП.

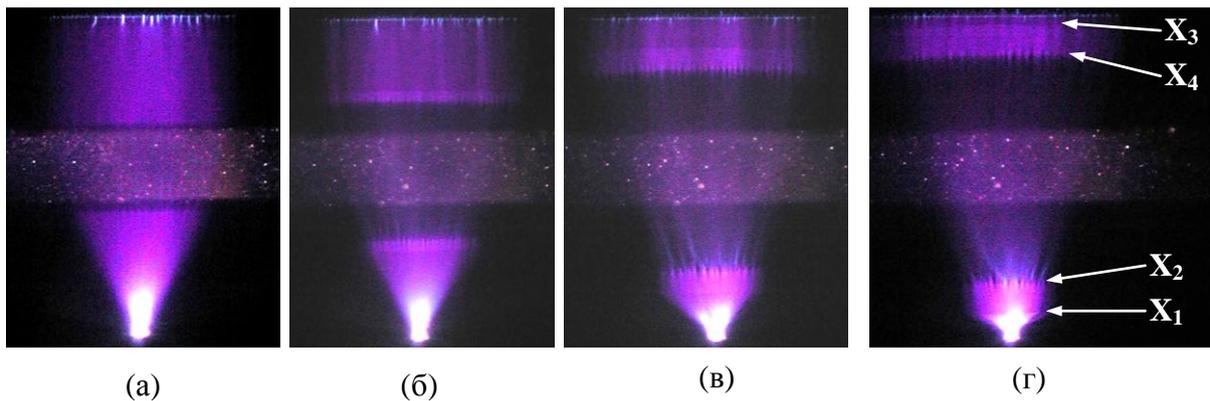


Рисунок 4.8 Фотографии СИОР при разных значениях времени задержки τ между импульсами напряжения на РП и CO_2 -лазера: а) - $\tau=3.5 \mu s$; б) - $\tau=20 \mu s$; в) - $\tau=40 \mu s$; г) - $\tau=50 \mu s$. Смесь $SF_6:He:C_2H_6=15:3:15$ Торр, облучение через щелевую диафрагму шириной 10мм; $W_a=0,215 \text{ Дж/см}^3$. X_1 и X_3 – координаты фронта ударной волны, and X_2 и X_4 координаты тангенциального разрыва. Все координаты X_i измерялись относительно катода.

На рис.4.8 показаны типичные фотографии свечения СИОР в смеси $SF_6:He:C_2H_6=15:3:15$ Торр, полученные при различных значения τ при фиксированном значении $W_a=0,13 \text{ Дж/см}^3$, которые иллюстрируют изменение вида СИОР при распространении ударной волны в направлении от центра разрядного промежутка к электродам. На рис.4.8в также указаны координаты,

характерных границ (визуально легко различимых): x_1 – передний фронт ударной волны, распространяющейся к катоду; x_2 – задний фронт ударной волны, распространяющейся к катоду; x_3 – задний фронт ударной волны, распространяющейся к аноду; x_4 – передний фронт ударной волны, распространяющейся к аноду. Видимая на фотографиях свечения СИОР темная полоса, которая расположена между границами x_2 и x_3 , соответствует нагретому газу, плотность в этой области по мере продвижения границ x_2 и x_3 падает. Зона между границами x_1 и x_2 соответствует скачку уплотнения, который движется в сторону катода, аналогично зона между границами x_3 и x_4 – скачок уплотнения, движущейся к аноду. Плотность газа и температура в этих областях выше, чем начальная плотность и температура холодного газа. Подробно процесс установления термодинамического равновесия, распределение характерных термодинамических параметров и их временная эволюция в зоне развития ударно-волнового возмущения обсуждалась в [134].

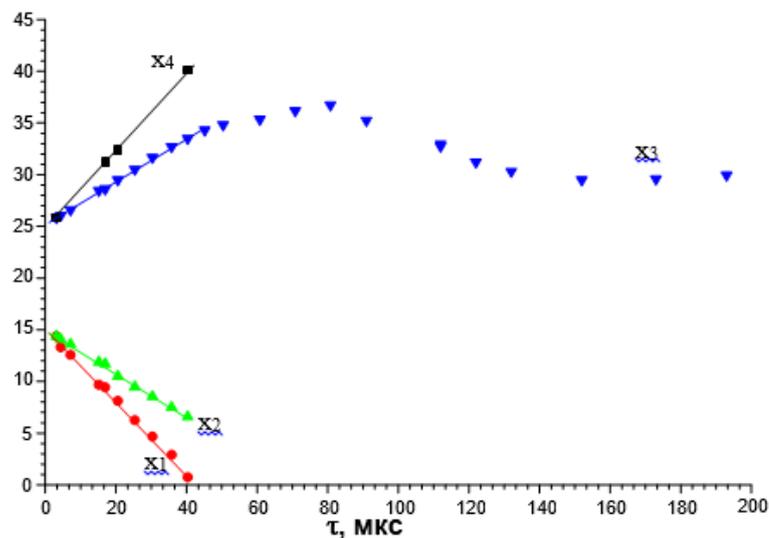


Рисунок 4.9 Зависимость координат границ ударно-волнового возмущения, распространяющегося в РП

На рис.4.9 и рис.4.10 показаны, соответственно, графики зависимостей координат характерных границ $x_i(\tau)$ ($i=1\div 4$) ударно-волнового возмущения, инициируемого с помощью импульсного CO_2 -лазера, и зависимость параметра

$\Delta = \frac{U_{las} - U_0}{U_0}$ от τ , снятые в этих же условиях. (Ширина области облучения

$H=10$ мм, плотность облучения $W_{in}=1,42$ Дж/см²). Из рис.4.9 и рис.4.10 видно, что границы ударно-волнового возмущения перемещаются с постоянной скоростью, пока передний фронт возмущения не достигнет электрода, после чего следует искровой пробой слоя ударно сжатого газа и в дальнейшем по фотографиям становится сложно идентифицировать координаты характерных границ УВ.

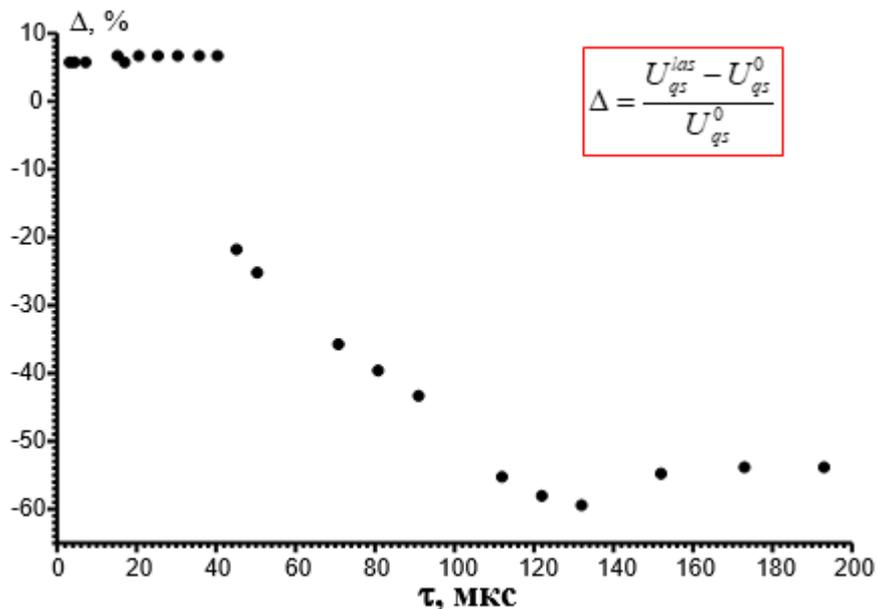


Рисунок 4.10 Зависимость параметра Δ от τ . Смесь $SF_6:He:C_2H_6=15:15:3$ Торр при $W_{el} \approx 90$ Дж/л, $W_a=184$ Дж/л.

Из рис.4.10 видно, что на РП, подвергнутом облучению, напряжение горения СИОР выше, чем в необлученном в течение всего времени пока граница ударно-волнового возмущения не достигла электрода. В [127-129] было показано, что увеличение напряжения горения в облученном РП обусловлено ростом потерь электронов в процессах прилипания электронов к колебательно возбужденным молекулам SF_6 . Следует заметить, что зависимости, представленные на рис.4.9 и рис.4.10, являются типичными для SF_6 и всех исследованных газовых смесей на его основе. При увеличении плотности падающего лазерного излучения и ширины зоны облучения, характер этих зависимостей качественно не меняется, при этом величина параметра Δ линейно увеличивается с ростом плотности энергии лазера W_a , поглощенной в облучаемой зоне РП. Скорости перемещения границ ударно-волнового возмущения также однозначно определяются составом

газовой смеси и плотностью поглощенной энергии лазера W_a [132]. Это обстоятельство позволяет по наклону зависимостей $x_i(\tau)$ (на линейном участке) с хорошей точностью определять температуру газа в облучаемой зоне, установившуюся по окончании лазерного импульса ($\tau_{las} \approx 3 \mu s$) [134].

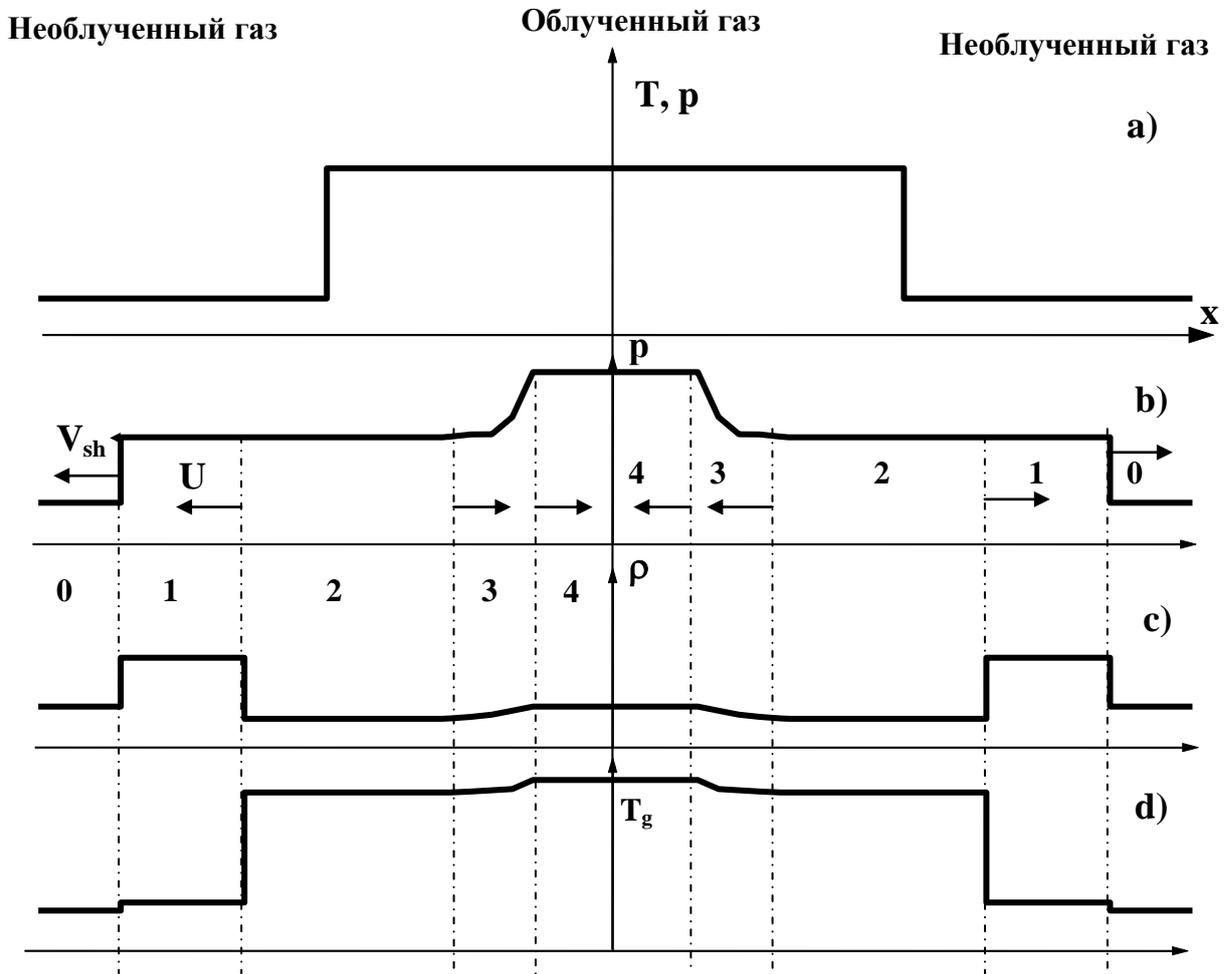


Рисунок 4.11 Структура возмущения термодинамических параметров, вызванного ударной волной: начальный скачок температуры и давления (а) и последующая эволюция давления (б), плотности (в) и температуры (г) газа [135].

На рис.4.12 показаны зависимости скорости движения переднего фронта ударной волны V_{sh} и скорость заднего фронта U от температуры газа в облученной области, точками показаны экспериментально измеренные значения (определенные на основе фотографий СИОР), а линии – результаты расчета по формулам [134, 135]:

$$\frac{T}{T_0} \left(1 - \frac{\gamma - 1}{2} \frac{U}{V_s} \right)^{\frac{2\gamma}{\gamma - 1}} = \frac{2\gamma_0 M_0^2 - (\gamma_0 - 1)}{\gamma_0 + 1} \quad (4.2)$$

$$U = M_0 V_{s0} \frac{2(M_0^2 - 1)}{M_0^2 (\gamma_0 + 1)} \quad (4.3)$$

Для показателя адиабаты γ и скорости звука V_s при условии постоянства состава справедливы следующие простые соотношения:

$$\gamma = 1 + R/C_v(T), \quad V_s = \sqrt{\gamma \frac{RT}{\mu}}, \quad \mu = \sum_i \xi_i \mu_i. \quad (4.4)$$

Здесь U – скорость движения контактной поверхности между областями сжатия 1 и разрежения 2, M_0 – число Маха, μ_i – молекулярный вес i -го компонента смеси, R – универсальная газовая постоянная. Поскольку, как уже отмечалось, плотность газа в области 4 $\rho = \rho_0$, то инициирующий ударную волну перепад давлений $\Delta p = p - p_0$ обусловлен исключительно скачком температуры $\Delta T = T_g - T_0$. Последний, в свою очередь, полностью определяется значением W_a . Таким образом, из уравнений (4.5), (4.6) следует, что скорости ударной волны V_{sh} и границы раздела областей 1 и 2 U при заданных исходных параметрах газа также являются функциями исключительно величины W_a . В силу этого однозначно зависят от W_a и все термодинамические параметры газа в областях 1-3 (рис.4.11). Из рис.4.12 видно, что результаты расчета хорошо совпадают с экспериментом – это дополнительное подтверждение справедливости сделанных ранее допущений при расчете температуры газа согласно соотношению (4.1).

На рис.4.13 показаны фотографии в смеси: SF_6 Ne=15:3 общим давлением 18 Торр, иллюстрирующие возможность визуализации ударно-волновых возмущений с помощью наносекундного разряда ($\tau_{dis}=140$ нс, $W_{el} \approx 75$ Дж/л). Здесь разряд вынужден проходить через «барьеры» – области ударно-сжатого газа. На рис.4.14б-г показаны фотографии СИОР, полученные в смеси $SF_6:C_2H_6:He=15:3:15$ Торр при разных значениях τ в условиях ограничения лазерного пучка с помощью диафрагмы, показанной на рис.4.14а.

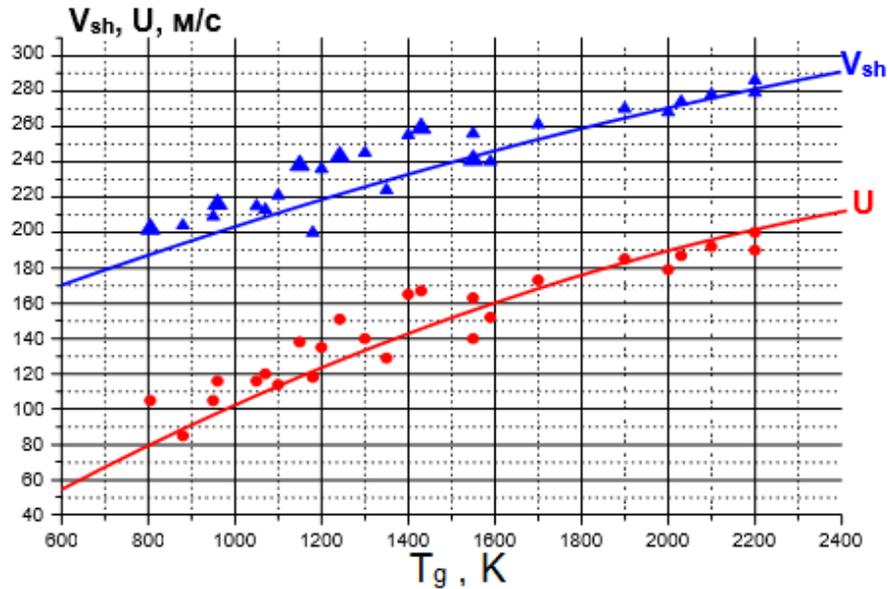


Рисунок 4.12 Температурные зависимости V_{sh} и U . Точки – эксперимент; линии – расчет по формулам (4.2) и (4.3). Температура газа определялась согласно соотношению (4.1).

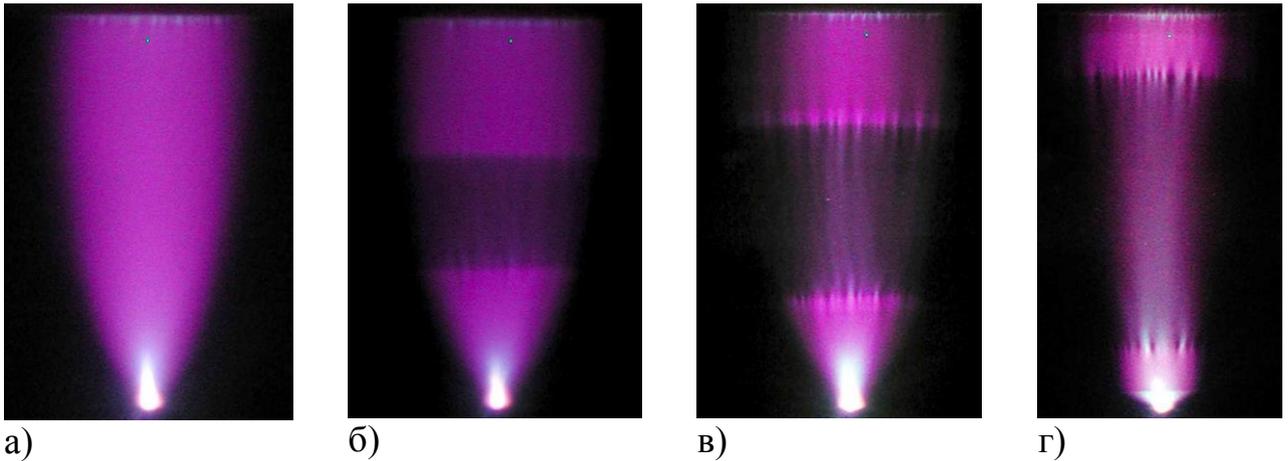
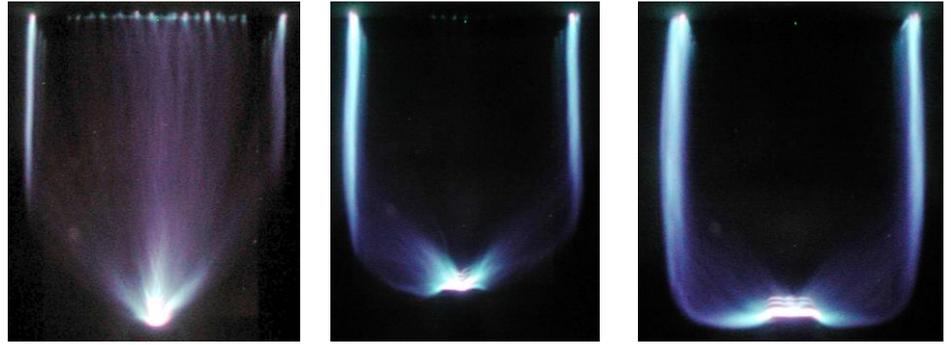
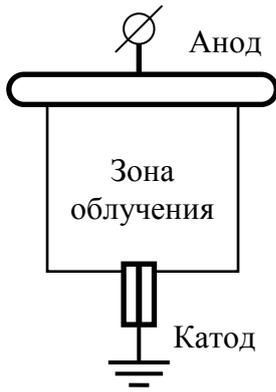


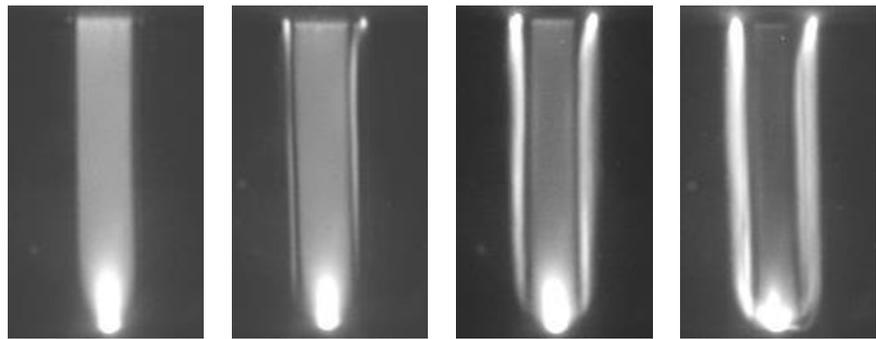
Рисунок 4.13 Фотографии СИОР в смеси: SF_6 Ne=15:3 общим давлением 18 Торр: а) – без облучения лазером; б) – $\tau=4$ мкс; в) – $\tau=20$ мкс; г) – $\tau=50$ мкс. $W_a=170$ Дж/л; $T_g=1800$ К, $V_{sh}\approx 280$ м/с.

На рис.4.15 показаны схема облучения РП и фотографии СИОР, полученные с различной временной задержкой относительно лазерного импульса. На фотографиях рис.4.15 хорошо видно, что при малых временах $\tau < 4$ мкс разряд локализуется в области тени, а потом, когда формируется газодинамическое возмущение, разряд начинает развиваться и в области, где образуется зона разрежения – на фотографиях также, как и на рис.4.13 появляются характерные «усы».



а) б) $\tau=3 \mu\text{s}$ в) $\tau=7 \mu\text{s}$ г) $\tau=11 \mu\text{s}$

Рисунок 4.14. а) – схематическое расположение разрядного промежутка и зоны облучения; б)-г) - Фотографии СИОР в смеси $\text{SF}_6:\text{C}_2\text{H}_6:\text{He}=15:3:15$ Торр при разных τ . Облучение через диафрагму. $W_a=0,104 \text{ Дж}\cdot\text{см}^{-3}$ ($T_g=1115 \text{ К}$).



а) б) $\tau=3 \mu\text{s}$ в) $\tau=4 \mu\text{s}$ г) $\tau=7 \mu\text{s}$ д) $\tau=9 \mu\text{s}$

Рисунок 4.15. а) Схематическое изображение области облучения; б-д) - фотографии СИОР в смеси $\text{SF}_6:\text{C}_2\text{H}_6=5:1$ при разных τ . $W_a=0.11 \text{ Дж}\cdot\text{см}^{-3}$

В целом особенности структуры СИОР (ОСР), показанные на фотографиях рис.4.14 и рис.4.15, тривиальным образом объясняются структурой ударно-волнового возмущения, сформированного диафрагмой, установленной в лазерном пучке и дальнейшей эволюцией этого возмущения. Объяснение зависимости параметра Δ от τ , которая показана на рис.4.10, не столь очевидное, поэтому требует некоторых пояснений. Приведем здесь некоторые качественные рассуждения, которые проясняют, почему напряжение в промежутке остается постоянным, пока ударно-волновое возмущение не достигнет электродов и с чем

связано появление периодической структуры СИОР в области с более высокой температурой газа.

В [129] было показано (см. следующий раздел диссертации), что зависимость величины $\Delta U = U_{las} - U_{qs}$ в SF_6 линейно зависит от температуры газа T_g в области облучения (измерения ΔU проводились при $\tau = 4$ мкс, когда еще в разрядном промежутке плотность газа постоянна и не искажена ударно-волновым возмущением). Таким образом, при постоянном давлении (концентрации молекул) SF_6 зависимость $\Delta U(T_g)$ аппроксимируется линией:

$$\Delta U(T_g) = const \cdot (T_g - T_0), \quad (4.5)$$

где T_g – температура до которой нагрет с помощью CO_2 -лазера газ в зоне облучения, а T_0 – комнатная температура, при которой проводились измерения U_{qs} . При постоянном T_g величина параметра ΔU линейно увеличивается с ростом ширины области облучения H и концентрацией SF_6 (N).

Следует отметить, что (4.5) фактически иллюстрирует повышение импульсной прочности разрядного промежутка, обусловленное ростом параметра $(E/N)_{cr}$ в смесях на основе SF_6 при нагреве газа излучением CO_2 -лазера [133]. Здесь E – электрическое поле, N – концентрация молекул газа в единице объема. Поскольку в данном эксперименте (рис.4.10) N не меняется, то имеем:

$$\Delta U = H \cdot N \cdot (E/N)_{cr}^{las} - H \cdot N \cdot (E/N)_{cr}^0 = \Delta(E/N)_{cr} \cdot H \cdot N, \quad (4.6)$$

здесь $(E/N)_{cr}^{las}$ – приведенное электрическое критическое поле в газе после лазерного нагрева, а $(E/N)_{cr}^0$ – критическое поле в необлученном газе. Таким образом, из линейного характера зависимости $\Delta U(T_g)$ и (4.1) следует, что зависимость $\Delta(E/N)_{cr}$ тоже будет линейной:

$$\Delta(E/N)_{cr} = K_T \cdot \Delta T \quad (4.7)$$

Здесь K_T – некоторая константа, а $\Delta T = (T_g - T_0)$ – повышение температуры, обусловленное лазерным нагревом.

Промежуток времени, в течение которого напряжение горения СИОР на облученном промежутке превышает U_{qs} в холодном газе, как следует из рис.4.10,

определяется временем прихода ударной волны к электроду. После того как передний фронт ударно-волнового возмущения пересечет границу электрода, напряжение на промежутке с необходимостью должно начать уменьшаться, и это связано не только с искровым пробоем слоя газа, но и обусловлено снижением плотности молекул газа в промежутке, вызванного переносом массы газа газодинамическим возмущением. Но пока границы ударно-волнового возмущения не достигнут электродов, величина ΔU должна оставаться практически неизменной, что и следует из следующего качественного рассмотрения.

Напряжение на промежутке, если не учитывать величину катодного падения потенциала определяется следующим выражением:

$$U_{las} = \int_0^l (E/N)_{cr}(T_g, x) \cdot N \cdot dx \quad (4.8)$$

$$\Delta U = \int_{x_1}^{x_4} \Delta(E/N)_{cr}(T_g, x) \cdot N(x) \cdot dx \quad (4.9)$$

Учитывая (4.3) перепишем (4.5):

$$\Delta U = K_T \cdot \int_{x_1}^{x_4} \Delta T(x) \cdot N(x) \cdot dx \quad (4.10)$$

Здесь x_1 и x_4 – координаты переднего фронта УВ, распространяющейся к катоду и аноду, соответственно. Выражение под интегралом в (4.10) пропорционально количеству теплоты, заключенной в слое dx , $\delta Q = c \cdot \Delta T \cdot N \cdot dx$, в нашем случае (лучистым теплообменом можно пренебречь и $Q \approx W_{las}$) интеграл в (4.10) прямо пропорционален энергии лазера W_{las} , поглощенной слоем газа.

$$\Delta U = const \cdot W_{las} \quad (4.11)$$

Что и подтверждают результаты экспериментов.

Формирование квазипериодической структуры СИОР в облучаемой области (рис.4.8 и 4.13), по всей видимости, вызвано объемным зарядом, образующимся на границе зон нагретого и холодного газа. Действительно, электрическое поле E в области нагретого газа выше [129], чем в холодном газе, поэтому на этой

границе обязательно образуется слой объемного заряда, плотность которого ρ пропорциональна значению ΔE :

$$\rho \approx \Delta(E/N)_{cr} \cdot N \sim W_a \quad (4.12)$$

Тогда для периода структур l_c , возникающих в области существования объемного заряда будем иметь $l_c \sim \frac{1}{\sqrt{\rho}}$ или с учетом (4.12):

$$l_c \sim \frac{1}{\sqrt{W_a}} \quad (4.13)$$

Это качественно согласуется с результатами эксперимента, показанного на рис.4.5. Более строго проблема возникновения периодических структур будут рассмотрены в разделе 4.4. настоящей диссертации.

4.2.3 Анализ результатов

Представлены экспериментальные данные о параметрах СИОР в SF_6 и смесях SF_6 с другими газами (C_2H_6 , Ne, He, C_3F_8 , N_2) в условиях формирования в разрядном промежутке, с помощью импульсного CO_2 -лазера различных возмущений среды (температуры, плотности). Исследовано изменение структуры СИОР в результате нагрева газа лазерным излучением. Показано, что лазерное облучение разрядного промежутка может приводить к увеличению напряжения горения СИОР (импульсной прочности промежутка) в течение некоторого времени, пока передний фронт, вызванный импульсным нагревом УВ, не достигнет границы электродов. Исследована пространственно-временная эволюция ударно-волнового возмущения, распространяющегося вдоль нормали к поверхности электродов.

Установлено, что нагрев (сильное заселение колебательных состояний SF_6) приводит к расслоению разряда, появлению нитевидных структур в зоне облучения и контракции разряда при увеличении вводимой в плазму электрической энергии.

4.3 Критическая напряженность электрического поля в SF₆ и смесях SF₆ с C₂H₆ при высоких температурах

Значительный интерес вызывает вопрос о влиянии температуры газа на величину $(E/N)_{cr}$. Это связано с решением целого ряда фундаментальных и прикладных задач современной электрофизики, таких, например, как исследование динамики высокотемпературного лидерного канала искрового разряда и использование сильно электроотрицательных газов в качестве высоковольтной изоляции в условиях, когда рабочие температуры могут существенно превышать нормальные. Особое внимание привлекают SF₆ и смеси на его основе, которые сочетают высокую электрическую прочность с уникальными во многом теплофизическими свойствами. Однако, информация о температурной зависимости $(E/N)_{cr}$ в этих газах до 2006 года была весьма ограничена и противоречива. Было лишь небольшое число работ [13, 136-139], посвященных этому вопросу. В работе [13] утверждается, что напряжение зажигания разряда в SF₆ при постоянной плотности газа, а, следовательно, и величина $(E/N)_{cr}$ не зависят от температуры в интервале температур от комнатной до 1073 К. Однако, какие-либо экспериментальные или теоретические свидетельства в пользу высказанного утверждения в [13] не приводятся. Напротив, эксперименты [136] по прохождению электронов в однородном поле через элегаз, нагреваемый вплоть до температуры 600 К, (прямые измерения напряжения зажигания в [136] не проводились) указывают на заметный рост $(E/N)_{cr}$ в SF₆ с увеличением T_g . Например, согласно [136] значение $(E/N)_{cr}$ при $T_g=600$ К должно превышать аналогичную величину при комнатной температуре примерно на 11%. В работах [137, 138] представлены результаты измерений пробивных напряжений в SF₆ при давлении 2 атм в температурном интервале 1300-2200 К. Они показывают резкое падение $(E/N)_{cr}$ с увеличением температуры. Аналогичная тенденция со всей определенностью усматривается и из результатов расчетов [138, 139]. Следует, однако, отметить, что и эти расчеты, и эксперименты [137, 138] отвечают условиям, когда имеет место частичная

тепловая диссоциация SF_6 . Поэтому значения $(E/N)_{cr}$, полученные в [137-139], относятся не собственно к элегазу, а к смеси, содержащей продукты его термического разложения. Измерения $(E/N)_{cr}$ в SF_6 в диапазоне температур от 600 до 1300 К до нас вообще не проводились. Что же касается газовых смесей SF_6 с C_2H_6 , то какой-либо информации о температурной зависимости напряженности критического поля в них до наших работ не было.

Экспериментальные методы, используемые в [136-138], позволяют определять приведенную напряженность электрического поля в SF_6 , нагретом либо до сравнительно невысоких температур [136], либо до температур, характерных для дугового разряда [137,138]. Измерение $(E/N)_{cr}$ в SF_6 при промежуточных температурах требует принципиально иного подхода.

Настоящий раздел диссертации посвящен получению температурной зависимости приведенной критической напряженности электрического поля в SF_6 и смесях SF_6 с C_2H_6 , нагретых импульсным CO_2 лазером, в диапазоне $T_g=293-2400$ К. Значения $(E/N)_{cr}$ оцениваются по величинам напряжений в квазистационарной фазе горения ОСР, зажигаемого в газе с некоторой временной задержкой по отношению к лазерному импульсу. Температура газа определяется по измеренным удельным значениям поглощенной энергии лазерного излучения с использованием рассчитанных удельных теплоемкостей компонентов смеси. Полученная температурная зависимость $(E/N)_{cr}$ в SF_6 сравнивается с имеющимися литературными данными.

4.3.1 Экспериментальная установка и методика измерений

Схема экспериментальной установки и методика эксперимента были аналогичны описанным в [140] (см. раздел.4.1 настоящей диссертации). В процессе экспериментов измерялось напряжение в квазистационарной фазе горения СИОР U_{qs} , который зажигался в SF_6 и смесях SF_6 с C_2H_6 при парциальных давлениях SF_6 $P_{\text{SF}_6}=9\div 30$ мм рт.ст., предварительно облучаемых импульсом CO_2 -лазера. Плотность энергии лазерного излучения, поглощаемого SF_6 в зоне развития разряда, достигала величины $W_a=0,27$ Дж·см⁻³. Методика измерений W_a

подробно описывалась в разделе 3.3 диссертации. Пространственно однородный пучок CO_2 -лазера с размерами 60×60 мм вводился в разрядную камеру через окно из BaF_2 , часть излучения ответвлялась клиньями из NaCl на калориметр и фотоприемник для контроля энергии и формы импульса излучения лазера. Энергия излучения лазера изменялась фильтрами на основе тефлоновой пленки, устанавливаемыми перед клиньями из NaCl .

СИОР зажигался между иглой (катод) и боковой поверхностью цилиндра $\varnothing 15$ мм при межэлектродном расстоянии $d=43$ мм. Роль иглы выполнял отрезок медного провода $\varnothing 1.5$ мм в полиэтиленовой изоляции, препятствующей развитию разряда с боковой поверхности катода. Расстояние от кончика иглы до поверхности окна из BaF_2 вдоль оптической оси внутри разрядной камеры составляло 25 мм. На РП разряжался конденсатор емкостью 1 нФ через индуктивность 2,5 мкГн. Зарядное напряжение варьировалось от 15 до 35 кВ в зависимости от давления и состава газовой смеси в камере. Задержка между лазерным и разрядным импульсами в настоящих экспериментах составляла $\tau=3$ мкс при полной длительности лазерного импульса также 3 мкс. Задержка отсчитывалась от начала переднего фронта лазерного импульса, имевшего типичную для CO_2 -лазера с поперечным разрядом форму.

Величина квазистационарного напряжения U_{qs} измерялась в момент времени, соответствующий максимуму тока. Удельные вклады электрической энергии в плазму разряда не превышали 20 Дж/л, что гарантировало отсутствие влияния на величину U_{qs} характерных для объемных разрядов в сильно электроотрицательных газах процессов ограничения плотности тока в диффузном канале [120].

4.3.2 Анализ результатов экспериментов и их обсуждение

На рис.4.16 представлены зависимости напряжения в квазистационарной фазе горения СИОР U_{qs} от удельной поглощенной в зоне развития разряда энергии излучения W_a в SF_6 и смеси $\text{SF}_6:\text{C}_2\text{H}_6=5:1$ при разных значениях полного давления P . Для определения величины приведенной напряженности

электрического поля в квазистационарной фазе СИОР $(E/N)_{qs}$ необходимо найти падение напряжения на положительном столбе СИОР. С этой целью нами были сняты зависимости U_{qs} от Pd при комнатной температуре исследуемых газов (в отсутствие облучения), из которых следует, что $U_{qs} = \Delta U + const \cdot Pd$.

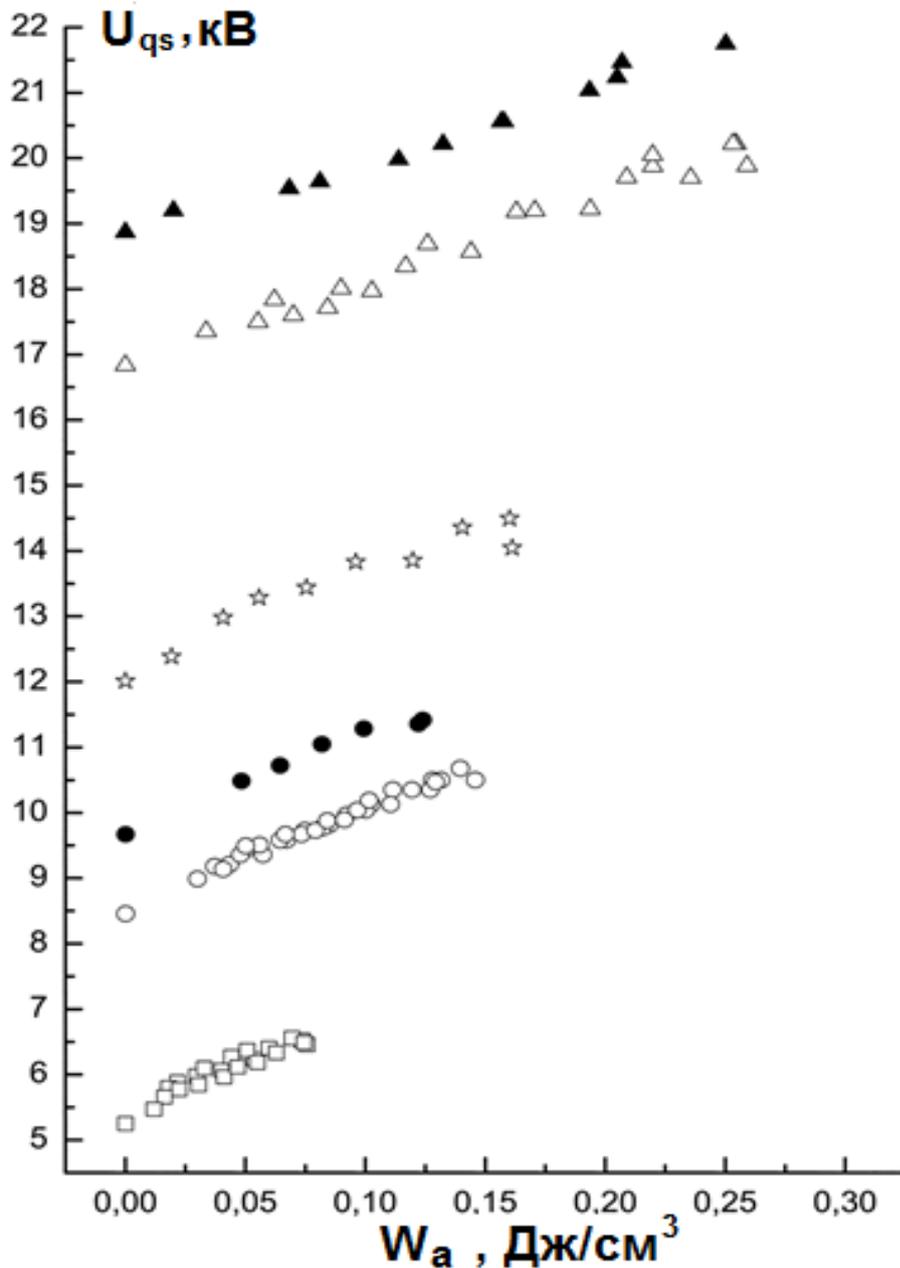


Рисунок 4.16 Зависимость напряжения в квазистационарной фазе горения СИОР U_{qs} от удельной энергии излучения, поглощенного в зоне развития СИОР W_a : \square – SF_6 , $P=9$ Торр; \circ – SF_6 , $P=15$ Торр; \bullet – смесь $SF_6:C_2H_6=5:1$, $P=18$ Торр; \star – SF_6 , $P=21$ Торр; \triangle – SF_6 , $P=30$ Торр; \blacktriangle – смесь $SF_6:C_2H_6=5:1$, $P=36$ Торр.

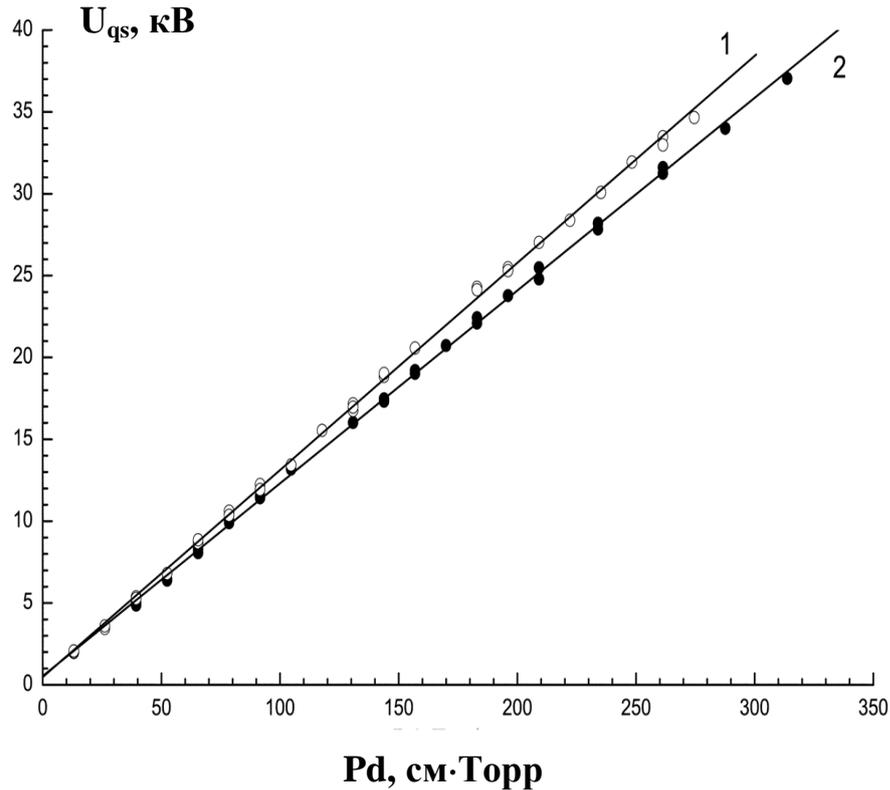


Рисунок 4.17 Зависимости напряжения в квазистационарной фазе горения СИОР U_{qs} от Pd : 1 – SF_6 , 2 – смесь $SF_6:C_2H_6=5:1$.

В пренебрежении температурной зависимостью ΔU величина $(E/N)_{qs}$ определялась по формуле $(E/N)_{qs} = (U_{qs} - \Delta U) / (Nd)$. Зависимости $(E/N)_{qs}$ от температуры газа T_g , построенные по данным рис.4.16 и рис.4.17, приведены на рис.4.18. При вычислении величины T_g в соответствии с выражением (4.1) значения $C_V(T_g)$ брались из [141,142]. Для сравнения на рис.4.18 приведены также данные [136] по величине $(E/N)_{cr}$ в SF_6 при разных температурах. Видно, что результаты измерений $(E/N)_{cr}$ в [136] в пределах экспериментальной ошибки хорошо согласуются с полученными нами результатами для $(E/N)_{qs}$, однако наша экспериментальная методика позволила существенно расширить температурный диапазон по сравнению с [136]. Температурные зависимости $(E/N)_{qs}$ в смеси $SF_6:C_2H_6$, как следует из рис.4.18, имеют тот же характер, что и чистом SF_6 , т.е., величина $(E/N)_{qs}$ в исследуемом температурном интервале растет с увеличением T_g .

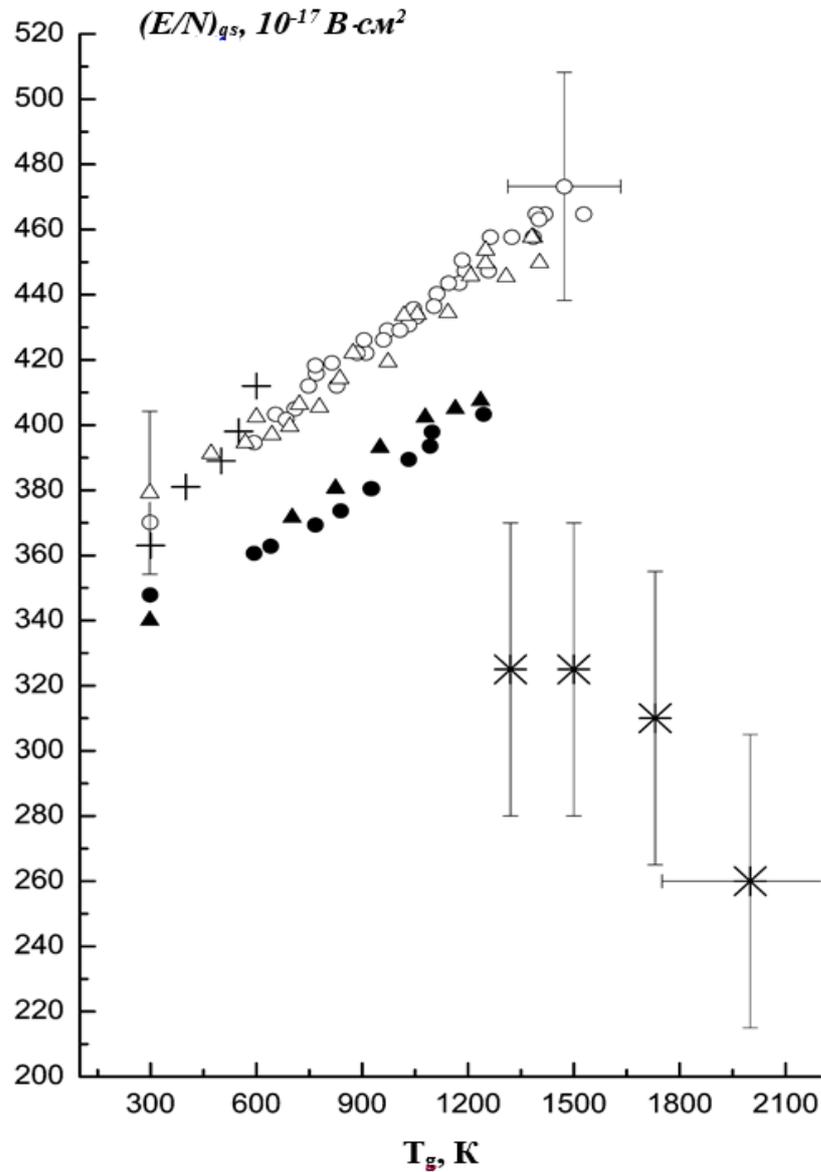


Рисунок 4.18 Зависимости величины $(E/N)_{qs}=(U_{qs}-\Delta U)/(Nd)$ от температуры газа T_g : \circ – SF_6 $P=15$ мм рт.ст; Δ – SF_6 $P=30$ мм рт.ст; \blacktriangle – $\text{SF}_6:\text{C}_2\text{H}_6=5:1$, $P=18$ мм рт.ст; \bullet – $\text{SF}_6:\text{C}_2\text{H}_6=5:1$, $P=36$ мм рт.ст. Критическая величина приведенного поля в SF_6 по данным работ: + - [136], * - [138].

Для чистого SF_6 зависимость $(E/N)_{qs}$ от T_g была продолжена в сторону больших температур за счет небольшой модификации методики измерений величины $(E/N)_{qs}$ [140]. Величина $(E/N)_{cr}$ определялась на основании измерений напряжения горения СИОР, зажигаемого в разрядном промежутке, в узкой зоне которого, ориентированной перпендикулярно приложенному электрическому полю, SF_6 предварительно нагревается излучением импульсного CO_2 -лазера. Температура газа определялась двумя методами: по энергии лазерного излучения,

поглощенного в зоне развития разряда, и по скорости ударной волны, формирующейся на границе нагретого и холодного газа.

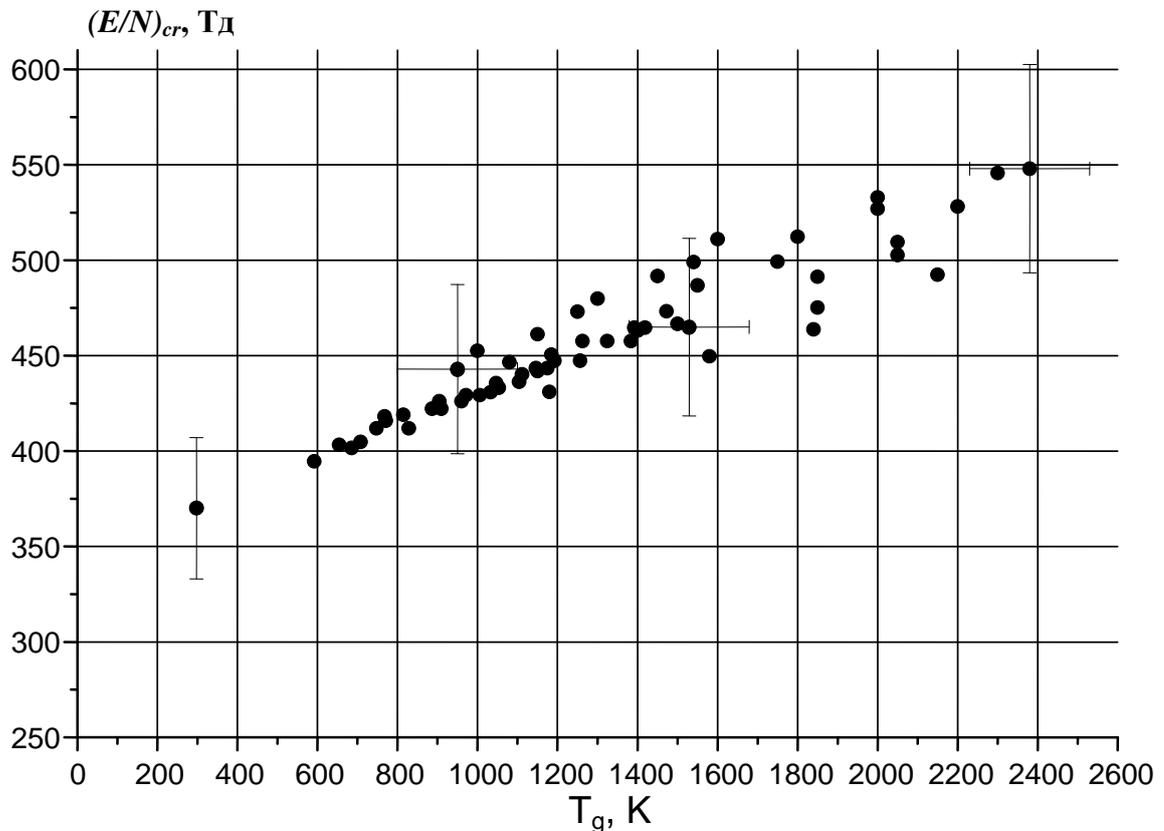


Рисунок 4.19 Зависимость величины $(E/N)_{cr}$ в SF_6 от температуры T ($P_{SF_6}=15\div 30$ мм рт.ст.)

Таким образом, учитывая, что значения $(E/N)_{qs}$ близки, как отмечалось выше, к $(E/N)_{cr}$, можно утверждать, что как наши результаты, так и данные [136] со всей определенностью указывают на увеличение критической приведенной напряженности электрического поля в SF_6 и смесях SF_6 с C_2H_6 с ростом температуры газа, по крайней мере, в интервале $T_g=293-2400$ К.

Совершенно иная тенденция усматривается из данных по температурной зависимости $(E/N)_{cr}$, полученных в [137,138] и также представленных на рис.4.18. Видно, что величина $(E/N)_{cr}$ быстро падает с увеличением T_g . В результате, даже с учетом довольно значительной погрешности измерений, полученных в [138], значение $(E/N)_{cr}$, например, при температуре $T_g=1500$ К оказывается заметно ниже найденного нами. Аналогичное поведение $(E/N)_{cr}$ в SF_6 с увеличением T_g следует и из результатов расчетов, приведенных в [138,139]. В них учитывалась тепловая

диссоциация молекул SF_6 , состав газа считался термически равновесным, а константы скоростей ионизации и прилипания рассчитывались с помощью функции распределения электронов по энергиям. Последняя находилась путем численного решения кинетического уравнения Больцмана для электронов во внешнем электрическом поле. Согласно [139] уменьшение $(E/N)_{cr}$ связано с относительным увеличением концентрации атомов фтора по мере нарастания температуры газа. Поскольку упругие и неупругие потери энергии электронов при их столкновениях с атомами фтора, включая и процессы прилипания, значительно меньше, чем при рассеянии электронов на молекулах SF_6 и продуктах его разложения (SF_4 , SF_2 , S_2 , др.), равенство скоростей ионизации и прилипания в нагретом газе достигается при меньших, по сравнению с SF_6 , значениях $(E/N)_{cr}$. В пользу такой точки зрения косвенно свидетельствуют и результаты экспериментов [143], показывающие уменьшение $(E/N)_{cr}$ в смесях SF_6 с He при увеличении относительной концентрации He. Действительно, потери энергии электронов на атомах гелия, как и на атомах фтора, существенно меньше, чем на молекулах SF_6 . Причина качественного отличия результатов работ [137,138] от полученных в диссертации состоит, по-видимому, в следующем.

В наших экспериментах длительность разрядного тока по полуамплитуде была ~ 100 нс в то время, как длительность лазерного импульса и временная задержка между лазерным и высоковольтным импульсами $\tau = 3$ мкс. Поэтому диссоциация молекул SF_6 могла бы оказать заметное влияние на величину $(E/N)_{cr}$ лишь в том случае, если бы успевала происходить в масштабе времен ~ 3 мкс. Диссоциация многоатомных молекул, подобных SF_6 , является очень сложным процессом и включает, как правило, много последовательных стадий разложения многоатомной молекулы. К сожалению, сколько-нибудь полная информация о стадиях диссоциации SF_6 и соответствующих константах в настоящее время отсутствует. Можно, однако, получить достаточно надежную оценку времени диссоциации τ_d , исходя из следующих качественных соображений,

Ясно, что величина τ_d должна быть, по крайней мере, не меньше характерного времени τ_A протекания одиночной стадии процесса. Соответствующую константу k_a можно грубо оценить, используя известное соотношение Аррениуса [144]

$$k_A = S \left(\frac{8T_g}{\pi\mu} \right)^{1/2} \sigma_A \left(1 + \frac{D_A}{T_g} \right) \exp \left(- \frac{D_A}{T_g} \right) \quad (4.14)$$

Здесь S – стерический фактор, учитывающий различные взаимные ориентации сталкивающихся частиц, μ и σ_A – их приведенная масса и сечение столкновения. D_A – энергия активации, соответствующая равновесному пути осуществления реакции. Фактор $S=0.1-1$ для столкновений атомов между собой и с молекулами и $S=10^{-6}-10^{-3}$ для столкновений молекул друг с другом и с радикалами. Величина D_A зависит от того, на какие фрагменты распадается молекула в одиночном столкновительном акте и для SF_6 составляет величину порядка нескольких электронвольт. Эта оценка D_A находится в согласии с данными [139,145] по равновесному составу нагретого SF_6 и эмпирическим соотношением между энергией активации и температурой на стадии развитой диссоциации [146]. Полагая для оценок $\sigma_A \sim 10^{-15} \text{ см}^2$ и $S=1$, мы приходим к сильно завышенному значению $k_a \sim 10^{-14} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$. Так как максимальная концентрация частиц в наших экспериментах не превосходит 10^{18} см^{-3} , то величина τ_A и, следовательно, τ_d заведомо больше 100 мкс. Это позволяет с уверенностью утверждать, что диссоциация молекул SF_6 в условиях данного эксперимента не происходит. Заметим, также, что в работе [137] диссоциация SF_6 становилась заметной после его нагрева в течение 10 мс при температуре $\sim 2000 \text{ К}$. Это можно рассматривать, как дополнительное косвенное подтверждение приведенной выше оценки τ_{dis} . В экспериментах [136] диссоциация SF_6 отсутствовала вследствие чрезвычайно низкой плотности газа.

Наблюдаемое в наших экспериментах увеличение критического значения приведенной напряженности поля $(E/N)_{cr}$ в недиссоциированном SF_6 с ростом температуры газа T_g связано с увеличением потерь электронов вследствие их

прилипания к колебательно возбужденным молекулам SF_6 . Это следует из работ [128,129]. При температурах от 300 до 1100 К диссоциация в SF_6 полностью отсутствует [13, 139]. Поэтому критическая напряженность поля в SF_6 при постоянной плотности газа всегда зависит от его температуры в указанном диапазоне, а именно, растет с ростом T_g . Это находится в резком противоречии с утверждением автора [13].

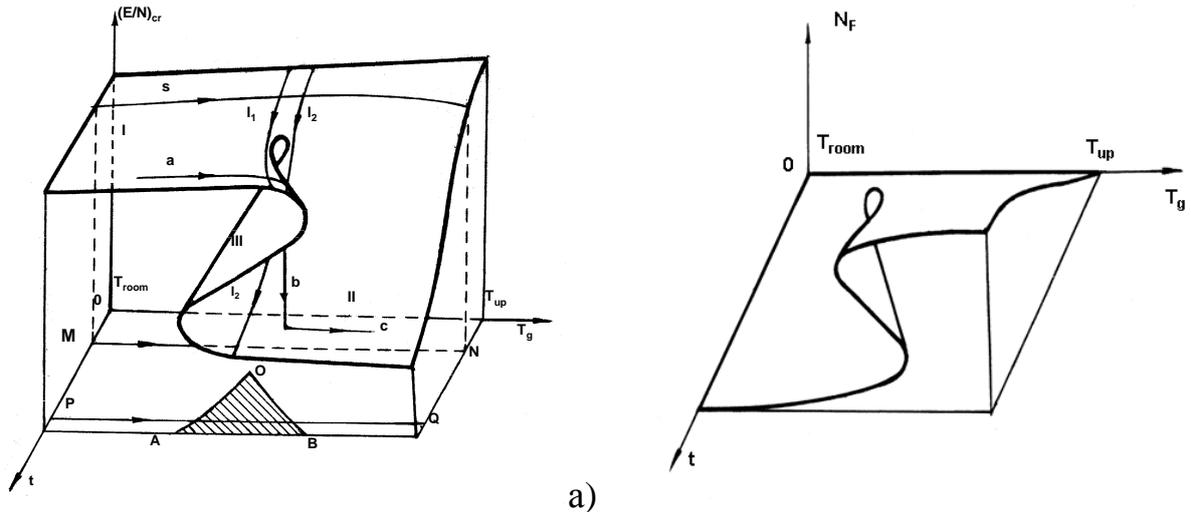


Рисунок 4.20 Катастрофа сборки на температурной зависимости $(E/N)_{cr}$ в SF_6 : а) - Катастрофа сборки на температурной зависимости $(E/N)_{cr}$ в SF_6 . T_g – температура газа и t – время в течении, которого газ находился при этой температуре. Кривые АО и ВО – множество точек бифуркаций катастрофы сборки, стрелкой направление движения точек и их проекций на плоскость управляющих параметров б) - Зависимость концентрации атомов фтора N_F от температуры газа T_g и времени нагрева t .

Таким образом на основе анализа литературных данных и экспериментальных результатов настоящих исследований по температурной зависимости критического электрического поля в SF_6 показано, что зависимость $(E/N)_{cr}$ в SF_6 на плоскости параметров T_g и t (T_g – температура, t – время от момента импульсного нагрева газа) имеет сингулярность, которая топологически представляется особенностью только одного типа – «катастрофа сборки». Дана интерпретация этого явления. Катастрофа на зависимости $(E/N)_{cr}$ в плоскости параметров T_g и t связана с тем, что при импульсном нагреве создаются условия, при которых достигается равновесие между поступательными и внутренними степенями свободы молекулы SF_6 , но еще нет химического равновесия. В

результате этого степень диссоциации SF_6 является функцией не только температуры, но и времени (от момента нагрева). В свою очередь, время установления химического равновесия сильно зависит от температуры газа. Неоднозначность зависимости $(E/N)_{cr}$ от T_g обусловлена тем, что критическое поле в продуктах диссоциации SF_6 существенно меньше, чем в недиссоциированном газе, а в нагретом, но не успевшим диссоциировать SF_6 $(E/N)_{cr}$ выше, чем при комнатной температуре, из-за более высокого значения сечения прилипания электронов к колебательно возбужденным молекулам. На рис. 4.20 качественно показано, как выглядит зависимость $(E/N)_{cr}$ от T_g и t .

В работе получены температурные зависимости критического значения приведенной напряженности электрического поля $(E/N)_{cr}$ в SF_6 и смесях SF_6 с C_2H_6 , предварительно нагретых излучением импульсного CO_2 -лазера. Показано, что величина $(E/N)_{cr}$ в этих газах увеличивается с ростом температуры T_g в диапазоне $T_g=293\text{-}2400$ К. Это согласуется с результатами измерений $(E/N)_{cr}$ в SF_6 , выполненных в [136] при температурах вплоть до 600 К, и находится в противоречии с данными [13] по температурной зависимости $(E/N)_{cr}$ в SF_6 в интервале температур от комнатной до 1073 К. Рост $(E/N)_{cr}$ с увеличением температуры газа в условиях настоящего эксперимента обусловлен дополнительными потерями электронов в результате их прилипания к колебательно возбужденным молекулам SF_6 .

4.4 Отлипательная неустойчивость в активных средах электроразрядных нецепных HF(DF)-лазеров

Исследование ионизационной неустойчивости объемного самостоятельного разряда в SF_6 и его смесях представляет интерес в связи с разработкой нецепных химических HF(DF) лазеров, инициируемых ОСР [3, 54].

В настоящее время известно несколько механизмов ионизационной неустойчивости в электроотрицательных газах. Общий теоретический подход к их

исследованию сформулирован в [146]. В [147-149] рассмотрено развитие неустойчивостей в рабочих средах CO_2 -лазеров вследствие отрыва электронов от отрицательных ионов нейтральными и электронно-возбужденными компонентами газа. Применительно к эксимерным лазерам детально изучен механизм неустойчивости вследствие диссоциации малой примеси электроотрицательного компонента электронным ударом (“выгорания” галогенной присадки) [150-153]. В SF_6 , согласно [103], неустойчивость следует связывать с процессом ступенчатой ионизации молекул SF_6 .

Качественно иной сценарий развития ионизационной неустойчивости, обусловленный отрывом электронов от отрицательных ионов электронным ударом, возможен в сильно электроотрицательных многоатомных газах при средних давлениях и в масштабе времен порядка нескольких десятков наносекунд. Впервые этот вопрос рассматривался в [154] применительно к СИОР в SF_6 и его смесях. Еще раз отметим, что в наших условиях характеристики СИОР и ОСР с предыонизацией тождественны, но поскольку термин ОСР является более общим, то настоящем разделе будем использовать термин ОСР, чтобы подчеркнуть факт возможности реализации отлипательной неустойчивости, в том числе и в разрядах с предыонизацией РП. Принципиальное значение в этой связи имеет следующее обстоятельство. В газовых смесях среднего давления на основе SF_6 при комнатных температурах наилучшее согласие расчетных и экспериментально регистрируемых осциллограмм тока и напряжения ОСР (СИОР), в том числе и в его квазистационарной фазе при $(E/N) \approx (E/N)_{cr}$, наблюдается, как будет показано ниже, при выборе $\beta_{ei} \approx k_d$. Здесь β_{ei} и k_d – константы скорости электрон-ионной рекомбинации и отрыва электронов от отрицательных ионов электронным ударом, соответственно, $(E/N)_{cr}$ – критическое значение приведенной напряженности электрического поля. В этом случае увеличение плотности электронов вследствие разрушения отрицательных ионов электронным ударом практически полностью компенсируется их гибелью при диссоциативной электрон-ионной рекомбинации. Упомянутый выше нелинейный

механизм размножения электронов начинает проявлять себя лишь при заметном дисбалансе констант k_d и β_{ei} , что возможно либо при значительном нагреве газа, либо при $(E/N) \gg (E/N)_{cr}$. Действительно, константа β_{ei} при этом уменьшается ($\beta_{ei} \sim T_g^{-1} T_e^{-\chi}$, $\chi > 0$, T_g – температура газа, $T_e = 2\langle \varepsilon \rangle / 3$, $\langle \varepsilon \rangle$ – средняя энергия электронов [155]), тогда, как значение k_d может только возрастать.

Условия, при которых $(E/N) \gg (E/N)_{cr}$, достигаются, например, вблизи острия незавершенного канала, прорастающего с катода. Однако в этом случае ионизационные процессы развиваются на пространственном масштабе порядка радиуса канала, что при экспериментальном исследовании приводит к значительным трудностям. Вместе с тем, реализовать заметный дисбаланс констант k_d и β_{ei} , тем самым инициировав рассматриваемый механизм отлипательной неустойчивости можно и в больших объемах газа. Эффективным в этом отношении является нагрев газовых смесей на основе SF₆ импульсным CO₂-лазером. Данный подход и применен нами с целью изучения неустойчивости ОСР, обусловленной отрывом электронов от отрицательных ионов электронным ударом, в SF₆ и смесях газов на его основе, в том числе и в рабочих средах HF(DF) лазеров.

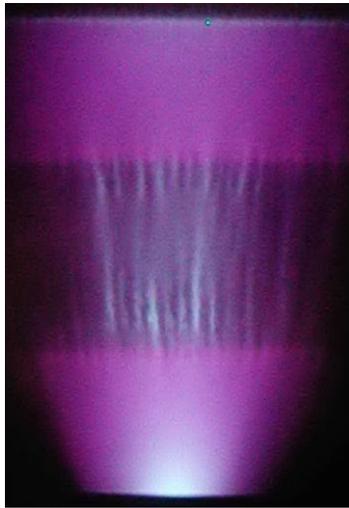
4.4.1 Описание экспериментальной установки и результаты экспериментов

Схема экспериментальной установки (рис.4.1) и методика экспериментов была такой же как в разделе 4.1. Предварительный нагрев газа производился лишь в узкой зоне РП. Это достигалось за счет облучения РП импульсным CO₂-лазером через щелевую диафрагму шириной 10 мм, ориентированную перпендикулярно направлению приложенного электрического поля. Как будет видно из представленного ниже материала, такая схема облучения позволяет наблюдать контракцию ОСР непосредственно в объеме нагретого газа (аналогично контракции тлеющего разряда [156]), а не в виде канала, прорастающего из КП и по мере своего развития перемикающего промежутки [44]. Температура газа T_g ,

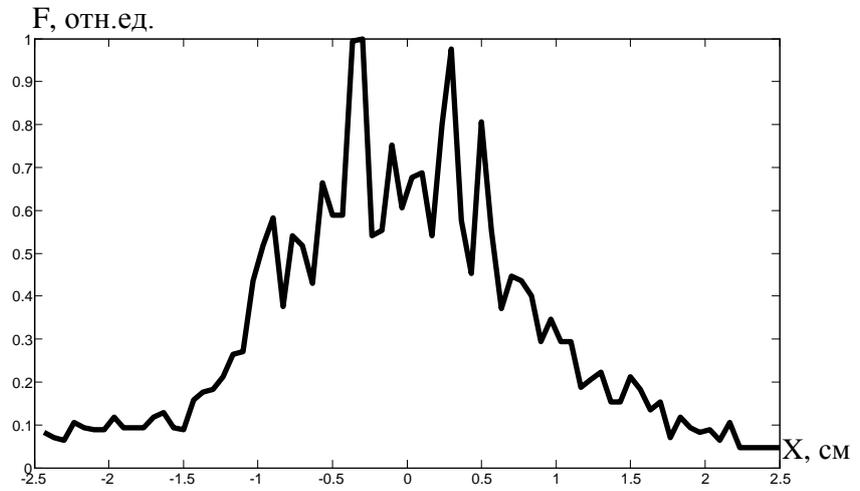
которая устанавливается в зоне горения ОСР, определялась по энергии лазерного излучения, поглощаемого молекулами SF_6 [129], а, также, по скорости распространения ударной волны, формирующейся на границах холодного и нагретого газа [135]. Температура варьировалась в пределах $T_g=800-2100$ К (удельная энергия лазерного излучения, поглощаемого SF_6 в области горения ОСР, $w_a=0,05-0,23$ Дж·см⁻³). Импульс напряжения на разрядный промежуток подавался с задержкой $\tau=4$ мкс по отношению к лазерному импульсу, что гарантировало установление термического равновесия между поступательными и внутренними степенями свободы в облучаемом газе к началу разряда в исследуемом здесь диапазоне давлений [129]. В процессе экспериментов контролировались, соответственно, напряжение на РП, ток ОСР и осуществлялась съемка ОСР цифровым фотоаппаратом, синхронизованным с лазерным импульсом. С целью идентификации основных процессов, определяющих вольтамперные характеристики ОСР, снимались также осциллограммы напряжения и тока ограниченного разряда. С этой целью ОСР зажигался в кварцевой трубке диаметром 8.5 мм при межэлектродном расстоянии 43 мм (см. главу 3). Экспериментальные осциллограммы сравнивались с расчетом (методика расчета подробно описана в [100]).

На рис.4.21 приведены фотографии ОСР (рис.4.21а,б), снятые в смеси $\text{SF}_6:\text{Ne}:\text{C}_2\text{H}_6$ при $w_{el}=0,2$ Дж·см⁻³, $\tau_{dis}=150$ нс и разных значениях T_g , и соответствующие фотографиям распределения интенсивности свечения плазмы разряда по оси X (рис.4.21в,г), параллельной границам зоны нагрева и проходящей через ее середину. Из рис.4.21 видно, что в выделенной нагревом области ОСР расслаивается, приобретая близкую к периодической токовую структуру. Пространственный период образовавшейся структуры уменьшается с увеличением T_g . Обращает на себя внимание тот факт, что крупные токовые образования на рис.4.21, б в свою очередь состоят из более тонких нитей. Несмотря на расслоение ОСР, плазменные каналы в зоне нагрева при не слишком высоких значениях w_{el} и длительности разрядного тока τ_{dis} имеют диффузный

характер. Увеличение W_{el} или τ_{dis} приводит к выделению одного из каналов, как правило, находящегося вблизи центральной линии электрического поля, и его контракции.



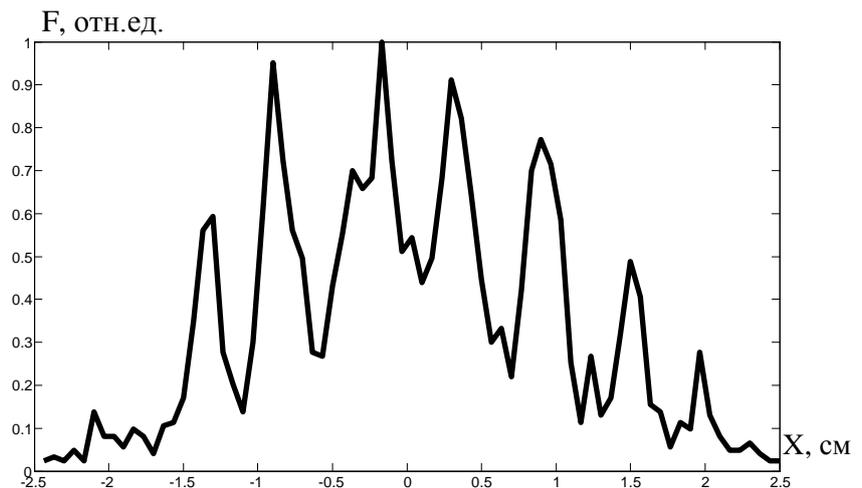
а)



в)



б)



г)

Рисунок 4.21 а), б) - фотографии ОСР при $T_g = 1550$ К (а) $T_g = 800$ К (б); в), г) - распределение интенсивности свечения ОСР F по координате в зоне нагрева при $T_g = 1550$ К (в) и $T_g = 800$ К (г). Смесь $SF_6:Ne:C_2H_6=5:5:1$, $p=33$ Тор, $W_{el}=0,2$ Дж·см⁻³, $\tau_{dis}=150$ нс.

Характерно, что, как и в случае холодного газа, при нагреве порог контракции ОСР по параметрам W_{el} и τ_{dis} в чистом SF_6 ниже, чем в смесях $SF_6:C_2H_6$. Сказанное иллюстрируется рис.4.22, где приведена фотография ОСР в чистом SF_6 , снятая при $\tau_{dis}=160$ нс и $W_{el}=0,12$ Дж·см⁻³. Из этого рисунка видно, что

неустойчивость развивается непосредственно в объеме разрядного промежутка, выделенном лазерным нагревом газа. По-видимому, здесь уместна аналогия с контракцией тлеющего разряда низкого давления [155,156]. При дальнейшем увеличении W_{el} или τ_{dis} искровой канал перекрывает весь РП. При постоянных W_{el} и τ_{dis} вероятность контракции ОСР также увеличивается с ростом T_g в облучаемой зоне РП.

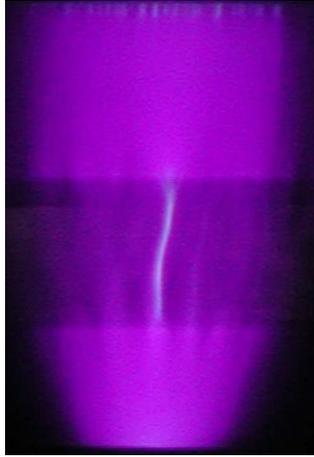
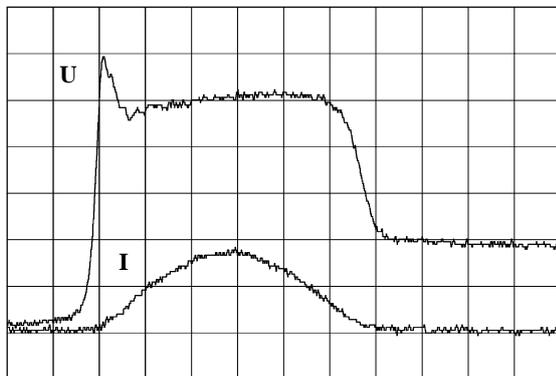
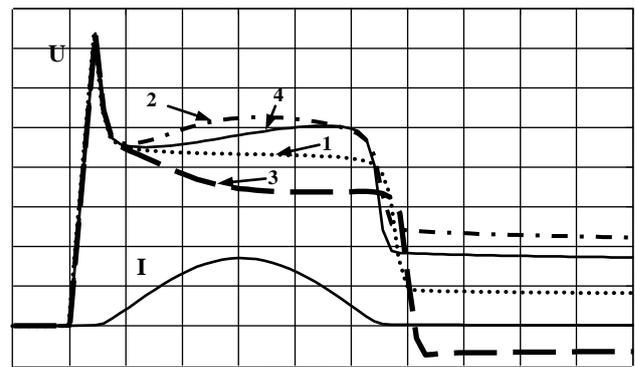


Рисунок 4.22 Фотография ОСР в SF_6 при $W_{el}=0,12$ Дж·см⁻³, $T_g=1150$ К, $\tau_{dis}=160$ нс и $p=15$ Тор.



а)



б)

Рисунок 4.23 Осциллограммы напряжения U и тока I ОСР в SF_6 при $p=15$ Тор и межэлектродном расстоянии 43 мм (ограниченный разряд): а) – экспериментальные осциллограммы; б) – расчет (без учета катодного падения). Масштаб: U - 2кВ/дел, I - 80А/дел, развертка 50 нс/дел. В расчете учитывались процессы: 1 - ИП; 2-ИП, ЭИР; 3 - ИП, ОЭ; 4 - ИП, ДЭУ при $k_d = \beta_{ei}$.

На рис.4.23а приведена осциллограмма напряжения ограниченного ОСР в SF₆ при давлении $p=15$ Тор и $W_{el}=0,12$ Дж·см⁻³. На рис.4.23б представлены расчетные осциллограммы напряжения, при получении которых в модели учитывались следующие процессы: ионизация электронным ударом и прилипание электронов (ИП); ион-ионная рекомбинация (константа скорости $\beta_{ii}=2\times 10^{-8}$ см³·с⁻¹ [20]); диссоциативная электрон-ионная рекомбинация (величина β_{ei} в расчете варьировалась в пределах $\beta_{ei}=0,5-3\times 10^{-7}$ см³·с⁻¹); отрыв электронов от отрицательных ионов электронным ударом (ОЭ, $k_d=3\times 10^{-7}$ см³·с⁻¹ [157]); диссоциация SF₆ электронным ударом (цена образования атома фтора по работам разных авторов ~4-6 эВ [50,51]). Расчетный ток на рис.4.23б приведен для случая, когда учтены все перечисленные процессы. Прилипание электронов к колебательно возбужденным молекулам SF₆ не рассматривалось, поскольку ранее нами было экспериментально установлено, что этот процесс не вносит заметного вклада в общий баланс заряженных частиц в плазме ОСР в SF₆. Сравнение расчетных и экспериментальной осциллограмм напряжения ОСР показывает, что наиболее близкое их согласование достигается при $k_d \approx \beta_{ei}$.

Можно, таким образом, выделить три наиболее важных для дальнейшего анализа механизмов развития неустойчивости ОСР в газовых смесях на основе SF₆, в том числе и в рабочих смесях HF лазеров, результата: 1) ОСР в зоне нагрева расслаивается с образованием квазипериодических плазменных структур, пространственный период образовавшихся структур зависит от T_g ; 2) развитие неустойчивости ОСР начинается с его контракции непосредственно в объеме разрядного промежутка, выделенном лазерным нагревом газа; 3) рост концентрации электронов из-за их отрыва от отрицательных ионов электронным ударом при комнатной температуре газа компенсируется потерями в процессе электрон-ионной рекомбинации ($k_d \approx \beta_{ei}$).

4.4.2 Нелинейный механизм развития ионизации в активных средах HF(DF)-лазеров

Преобладающими в плазме ОСП являются ионы SF_6^- и SF_5^- , исходно образующиеся в результате прилипания электронов к молекулам SF_6 [116].

Впервые нелинейный механизм генерации электронов в SF_6 вследствие разрушения отрицательных ионов электронным ударом рассмотрен в работе [157]. Там же для константы скорости отрыва электрона от отрицательного иона SF_6^- электронным ударом приведена оценка $k_d(SF_6^-) = 3 \cdot 10^{-7} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$, полученная в предположении, что сечение отрыва не меньше сечения упругого рассеяния электрона на молекуле SF_6 [157]. Последнее, как известно, превышает 10^{-15} см^2 [127]. Учитывалось также, что при $(E/N) \sim (E/N)_{cr}$ средняя энергия электронов $\langle \varepsilon \rangle \sim 8-10$ эВ существенно больше энергии связи электрона в отрицательном ионе SF_6^- (0,65-1эВ [116]), вследствие чего процесс разрушения ионов SF_6^- электронным ударом можно считать беспороговым.

Что касается ионов SF_5^- , имеющих энергию связи $E_b \sim 2,8$ эВ [116], то соответствующее значение $k_d(SF_5^-)$ с учетом больцмановского фактора $\exp(-E_b/T^*)$, $T^* < 2\langle \varepsilon \rangle / 3$ оказывается меньше $k_d(SF_6^-)$, но не более чем на 40%. Это позволяет при количественном описании процессов отрыва электронов от SF_6^- и SF_5^- электронным ударом воспользоваться приближением отрицательных ионов одного сорта и ввести, соответственно, единую константу скорости отрыва k_d .

Принципиальное значение имеет тот факт, что никакой другой процесс отлипания электронов не может конкурировать с разрушением отрицательных ионов электронным ударом в указанном выше диапазоне давлений и времен. Действительно, при значениях $(E/N) \approx (E/N)_{cr}$ тяжелые многоатомные отрицательные ионы, за исключением ничтожной их доли в “хвосте” энергетического спектра, не обладают энергией, необходимой для отрыва электронов в столкновениях с нейтральными молекулами [116], а сравнительно

низкая плотность газа практически исключает влияние электронно-возбужденных компонентов на процесс разрушения отрицательных ионов.

В [154] на основе точных аналитических решений нелинейного интегро-дифференциального уравнения получены выражения для плотности электронов $n_e(t)$. Характер нарастания $n_e(t)$ принципиально зависит от параметра ξ [154]:

$$\xi = (a^2 / \lambda - 2) / \lambda, \quad a = (\alpha / \eta - 1), \quad \lambda = n_e(0)(k_d - \beta_{ei}) / (\eta u_e), \quad (4.15)$$

где $n_e(0)$ - концентрация электронов, установившаяся к началу квазистационарной фазы.

Если $\xi > 0$, то

$$n_e(t) = n_e(0)(2b^2 \lambda A) / (1 - A)^2, \quad A = [(a / \lambda - b) / (a / \lambda + b)] \exp(b \lambda \eta u_e t), \quad b = \sqrt{\xi}. \quad (4.16)$$

В этом случае нелинейное размножение электронов происходит на фоне заметного вклада линейных процессов ударной ионизации и прилипания. Неслучайно, поэтому, что решение (4.16) остается справедливым и при сколь угодно малых значениях $n_e(0)$ и/или $(k_d - \beta_{ei})$ и в пределе $\lambda \rightarrow 0$ переходит, как и следовало ожидать, в хорошо известное “классическое” выражение для электроотрицательного газа [44, 45]:

$$n_e(t) \approx n_e(0) \exp((\alpha - \eta) u_e t) \quad (4.17)$$

При $\xi < 0$ процесс отрыва электронов от отрицательных ионов электронным ударом играет доминирующую роль и получаемое для плотности электронов выражение

$$n_e(t) = n_e(0) \left\{ \cos^2(b_1 \lambda \eta u_e t) [1 - (a / b_1 \lambda) \operatorname{tg}(b_1 \lambda \eta u_e t / 2)] \right\}^{-1}, \quad b_1 = \sqrt{-\xi} \quad (4.18)$$

ни при каких значениях $n_e(0)$ и $(k_d - \beta_{ei})$ не переходит в (4.17).

Из соотношений (4.15), (4.16) и (4.18) следует, что при дисбалансе констант отрыва и рекомбинации ($(k_d - \beta_{ei}) > 0$) на стадии увеличения тока разряда ($\alpha > \eta$) оба решения (4.16) и (4.18) носят ярко выраженный “взрывной” характер, т.е. спустя некоторое конечное время после начала процесса ионизации концентрация электронов формально становится сколь угодно большой. Из (4.16) и (4.18), легко найти и соответствующие характерные времена “взрыва” τ_{exp}^i .

Если $\xi > 0$, то

$$\tau_{\text{exp}}^i = \ln[(a/\lambda + b)/(a/\lambda - b)]/b\lambda\eta u_e \quad (4.19).$$

При $\xi < 0$

$$\tau_{\text{exp}}^i = 2\text{arctg}(\lambda b_1/a)/(\lambda b_1\eta u_e) \quad (4.20).$$

В действительности, конечно, полученный результат означает лишь, что по прошествии некоторого времени $\tau_a^i \sim \tau_{\text{exp}}^i$ процесс прилипания электронов частично компенсируется их отрывом от отрицательных ионов, в связи с чем скорость размножения электронов резко возрастает. По аналогии с терминологией, используемой в теории эксимерных лазеров, это можно было бы назвать “выгоранием” электроотрицательности, поскольку в данном случае речь идет не о разрушении электроотрицательных молекул, а о потере газом, вследствие процесса отлипания электронов, свойства быть электроотрицательным.

Хотя при выводе соотношений (4.16) и (4.18) не учитывалось незначительное изменение во времени величины $(\alpha - \eta)$, однако “взрывной” характер этих решений, в известном смысле, предельных к точной зависимости $n_e(t)$, указывает на то, что и эта зависимость имеет ту же особенность.

На стадии спада разрядного тока в квазистационарной фазе ОСР $\alpha < \eta$ и, соответственно, $a < 0$. Из соотношений (4.16) и (4.18) следует, что концентрация электронов со временем в этом случае всегда стремится к нулю. Иными словами, процесс объемного размножения электронов в результате их отрыва от отрицательных ионов электронным ударом не может конкурировать с убылью электронов вследствие прилипания, если захват электронов молекулами оказывается эффективнее ударной ионизации. Таким образом, в квазистационарной фазе ОСР ионизационная неустойчивость в объеме плазмы, связанная с “взрывным” характером процесса размножения электронов, может развиваться только на стадии нарастания разрядного тока.

4.4.3 Самоорганизация плазмы ОСР при лазерном нагреве смесей на основе SF₆

Природа самоорганизации в плазме ОСР в нагретых газовых смесях на основе SF₆ в настоящее время не вполне ясна. Имеются, однако, основания полагать, что это явление может быть существенным образом связано с развитием в плазме ОСР ионизационной неустойчивости, обусловленной рассмотренным выше процессом отрыва электронов от отрицательных ионов электронным ударом. Приведем в этой связи некоторые качественные соображения.

При высоких температурах газа $(k_d - \beta_{ei}) > 0$, что на стадии увеличения разрядного тока $(\alpha > \eta)$ приводит к “взрывному” нарастанию $n_e(t)$. Временной масштаб изменения тока τ_c в квазистационарной фазе ОСР контролируется LC-цепью ($\tau_c \sim \sqrt{LC}$) и в условиях данного эксперимента составляет величину порядка нескольких сотен наносекунд, тогда, как $\tau_d^i \sim 20-30$ нс. Поскольку $\tau_c \gg \tau_d^i$, то в квазистационарной фазе ОСР (при $(E/N) \approx (E/N)_{cr}$) это должно неизбежно приводить к перераспределению тока в объеме разрядного промежутка с образованием токовых структур в виде отдельных шнуров (при больших значениях T_g -тонких нитей) с повышенной концентрацией электронов. Действительно, стандартный линейный анализ показывает, что с наибольшим инкрементом в рассматриваемых условиях нарастают именно поперечные по току пространственно неоднородные возмущения. На нелинейной стадии развития возмущений при этом возможно формирование квазипериодических структур, наблюдаемых в эксперименте. Следуя [158], можно показать, что такие структуры в виде отдельных токовых шнуров оказываются устойчивыми. С ростом температуры газа увеличивается и разность $(k_d - \beta_{ei})$, что ведет к более быстрому нарастанию $n_e(t)$. Можно предположить, что именно по этой причине с ростом T_g увеличивается, также, число проводящих каналов и, соответственно, уменьшается пространственный период токовой структуры. Представленные на рис.4.21 экспериментальные данные, во всяком случае, не противоречат такому

предположению. Дополнительным доводом в пользу приведенных рассуждений может служить и тот факт, что при предельно малых, реализуемых в эксперименте значениях T_g , квазипериодические токовые структуры не возникали вовсе. Действительно, в этом случае $\tau_d^i \gg \tau_c$.

На стадии спада разрядного тока рассмотренный выше “взрывной” механизм не действует, поскольку $(E/N) < (E/N)_{cr}$ и $\alpha < \eta$ (см. раздел 4.1) В этом случае развитие неустойчивости возможно на падающем участке квазистатической вольтамперной характеристики (ВАХ) разрядного промежутка (время установления ВАХ $\tau_{VI} \ll \tau_c$), контролируемом эффективным коэффициентом ионизации $\alpha_{eff}(n_e) = (\alpha - \eta) + (k_d - \beta_{ei})N_n(n_e)/u_e$, где $N_n(n_e)$ – концентрация отрицательных ионов, а u_e – дрейфовая скорость электронов. При этом превышение скоростью прилипания электронов скорости ударной ионизации компенсируется отрывом электронов от отрицательных ионов электронным ударом. ОСР на этой ветви ВАХ неустойчив по отношению к пространственно однородным флуктуациям параметров плазмы. Однако, в плазме ОСР могут нарастать неоднородные флуктуации, приводящие к формированию пространственных структур в виде отдельных токовых шнуров с повышенной концентрацией электронов. Соответствующие сценарии самоорганизации и проблема устойчивости возникающих при этом плазменных структур детально рассмотрены в литературе [158, 159]. Представляется вероятным, что в результате развивающейся на падающем участке ВАХ неустойчивости происходит и контракция ОСР при большой длительности разрядного импульса (рис.4.22).

4.4.4 Механизм распространения проводящих каналов в SF₆

Рассмотренный нелинейный механизм размножения электронов вследствие дисбаланса констант k_d и β_{ei} может и при комнатных температурах приводить к развитию ионизационной неустойчивости в газовых смесях на основе SF₆, если, как уже отмечалось, $(E/N) \gg (E/N)_{cr}$. Именно так обстоит дело вблизи острия одиночного проводящего канала, прорастающего с катода.

На острие такого канала приведенная напряженность электрического поля значительно превышает значение $(E/N)_{cr}$ [44]. Это ведет к существенному увеличению T_e и, как следствие, заметному уменьшению β_{ei} . Возникает ситуация, при которой опять, как и в случае высокой температуры газа, $(k_d - \beta_{ei}) > 0$. В результате инициируется рассмотренный выше механизм “взрывного” нарастания концентрации электронов и формируется новый, заполненный плазмой, участок канала, обеспечивающий его продвижение вглубь РП. При этом нет необходимости в привлечении механизма ступенчатой ионизации молекул SF_6 , предложенного в [103], для объяснения процесса распространения проводящих каналов в SF_6 и его смесях.

4.4.5 Анализ результатов

В разделе 4.4. настоящей диссертации исследован принципиально новый механизм развития отлипательной неустойчивости, развивающейся в активных средах HF(DF)-лазеров вследствие отрыва электронов от отрицательных ионов SF_6^- и SF_5^- электронным ударом. На основе анализа основных механизмов образования и разрушения отрицательных ионов в SF_6 и его смесях показано, что неустойчивость возникает в результате дисбаланса констант скоростей отрыва электронов от отрицательных ионов электронным ударом и диссоциативной электрон-ионной рекомбинации. Получены аналитические выражения для изменения во времени плотности электронов. Показано, что при нарастании разрядного тока процесс развития неустойчивости носит “взрывной” характер, приводится оценка характерного времени “взрыва”. Путем лазерного нагрева газовых смесей на основе SF_6 излучением импульсного CO_2 -лазера инициировано, с целью экспериментального изучения, развитие исследуемой отлипательной неустойчивости в больших объемах. Показана связь этого процесса с явлением пространственной самоорганизации (образование токовых шнуров) в плазме ОСР в предварительно облученных SF_6 и его смесях. Рассмотрен механизм распространения одиночного незавершенного канала вследствие процесса отрыва электронов от отрицательных ионов электронным ударом.

Выводы к Главе 4

1. Обнаружено явление самоорганизации ОСР при лазерном нагреве, приводящее к образованию квазипериодических токовых структур в объеме разрядного промежутка. Установлено, что нагрев (сильное заселение колебательных состояний SF_6) приводит к расслоению разряда (появлению нитевидных структур в зоне нагрева) и развитию плазменной неустойчивости (контракции ОСР (СИОР)). В прямых экспериментах показано, что нагрев газа может приводить к формированию плазменной неустойчивости в объеме разрядного промежутка, а не с электродов.

2. Путем сопоставления экспериментальных и расчетных осциллограмм напряжения и тока СИОР показано, что контракция разряда в рабочих смесях нецепного HF(DF) лазера может быть обусловлена уменьшением из-за роста температуры скорости процесса электрон-ионной рекомбинации, который перестает компенсировать рост электронной концентрации за счет процессов отрыва электронным ударом электронов от отрицательных ионов.

3. Впервые исследован объемный самостоятельный разряд в SF_6 и смесях на его основе в условиях ударно-волновых возмущений, вызванных нагревом газа в разрядном промежутке импульсным CO_2 -лазером. Обнаружен ряд не наблюдавшихся ранее эффектов, в частности, барьерный эффект и эффект «скольжения» разряда по границе зон нагретого и холодного газа, внешне похожий на развитие скользящего разряда по поверхности диэлектрика, помещенного между металлическими электродами.

4. Установлено, что на границах ударно-волновых возмущений в плазме СИОР в газе формируются области с некомпенсированным поверхностным зарядом, который существенно искажает распределение электрического поля в промежутке и изменяет структуру разряда. С помощью методики задержанного наносекундного разряда детально исследована динамика формирования ударно-волновых возмущений газа, вызванных импульсным нагревом газа с помощью мощного импульсного CO_2 -лазера.

5. Установлено, что $(E/N)_{cr}$ в недиссоциированном SF_6 монотонно увеличивается с ростом T_g за счет увеличения скорости прилипания электронов к колебательно возбужденному SF_6 . Значения величины $(E/N)_{cr}$, полученные при определении температуры двумя разными методами, хорошо согласуются между собой.

6. На основе анализа литературы и экспериментальных исследований температурной зависимости критического электрического поля в SF_6 показано, что зависимость $(E/N)_{cr}$ в SF_6 на плоскости параметров T_g и t (T_g – температура, t – время от момента импульсного нагрева газа) имеет сингулярность, которая топологически представляется особенностью только одного типа – «катастрофа сборки». Дана интерпретация этого явления.

ГЛАВА 5. МОЩНЫЕ ИМПУЛЬСНЫЕ И ИМПУЛЬСНО-ПЕРИОДИЧЕСКИЕ НЕЦЕПНЫЕ HF(DF) ЛАЗЕРЫ

В настоящей главе диссертации приводятся результаты исследований характеристик нецепных HF(DF) лазеров, инициируемых СИОР. Обсуждаются проблемы создания нецепных HF(DF) лазеров килоджоульного уровня и И-П лазеров, работающих с высокой частотой следования импульсов. Основные результаты, представленные в настоящей главе получены в работах [20, 160-165].

5.1 Нецепные электроразрядные HF(DF) лазеры с короткой длительностью разрядного импульса и малым объемом активной среды

Результаты, представленные в главах 2 и 3, ясно указывают, что однородный объемный разряд в рабочих смесях нецепного HF(DF) лазера можно реализовывать без использования специальных устройств предыонизации. Это обстоятельство чрезвычайно упрощает конструкцию лазера и открывает большие перспективы для повышения рабочего объема лазера с целью дальнейшего увеличения энергетических характеристик лазера.

Однако на установках с объемами активной среды меньше 1 л при относительно малой площади катода в отсутствие принудительного инициирования разряда наблюдается значительный разброс амплитуды напряжения и задержки времени импульсного пробоя РП, что особенно нежелательно при И-П режиме работы [71]. Поэтому в данном случае целесообразно принудительно инициировать пробой промежутка, например, слаботочной искрой, расположенной либо сбоку от РП, либо в отверстии на катоде [20]. В принципе, такой режим аналогичен режиму ‘photo triggered discharge’ [166, 167]. Но в стандартных ‘photo triggered discharge’ схемах, применяемых в эксимерных лазерах [167], необходима мощная подсветка промежутка, т.к. излучение выполняет две функции: 1) инициирует пробой, 2) создает необходимую начальную концентрацию электронов в газовой среде. В

смесях SF_6 с углеводородами мощная подсветка не нужна, поскольку отличительной особенностью СИОР является то, что после локального пробоя промежутка в произвольном месте разряд, как показано выше, растекается по всей поверхности катода. Это означает, что локальной подсветки катода слаботочной искрой должно быть достаточно для стабилизации электрических и выходных характеристик HF(DF) лазера. В настоящем разделе будут рассмотрены особенности работы HF(DF) лазера с апертурой до 5 см.

5.1.1 Описание экспериментальной установки

В лазере применялись плоские Al электроды с размерами 20×80 см (анод) и 7×60 см (катод), скругленные по периметру радиусом 1 см и разнесенные на расстояние $d=5$ см. Поверхность катода подвергалась пескоструйной обработке. Для получения СИОР использовалась стандартная для малоапертурных лазеров схема генератора Фитча (рис.5.1.) с емкостью конденсаторов $C_1, C_2=0.1$ мкФ и максимальным зарядным напряжением $U=50$ кВ. Сбоку РП подсвечивался искрой, ограниченной двумя сопротивлениями $r=5$ кОм, соединенными непосредственно с электродами. Искра располагалась на расстоянии ~ 5 см от края катода симметрично по отношению к электродам. Работа лазера в И-П режиме с частотой до 10 Гц обеспечивалась размещением в камере десяти вентиляторов. Лазер работал на смесях SF_6 с C_2H_6 и C_6D_{12} при общем давлении $45 \div 70$ мм рт.ст. В большинстве экспериментов применялся резонатор, образованный Al зеркалом с радиусом кривизны 20 м и плоско параллельной пластиной из BaF_2 .

Заметим, что в отличие от типичной ‘photo triggered discharge’ системы в нашем случае инициирование пробоя происходит автоматически, как только напряжение на промежутке превысит некоторое критическое значение. Отделив схему подсветки от схемы накачки лазера, можно инициировать пробой в произвольный момент времени. Форма импульса излучения HF лазера регистрировалась пироэлектрическим приемником с временным разрешением ~ 20 нс.

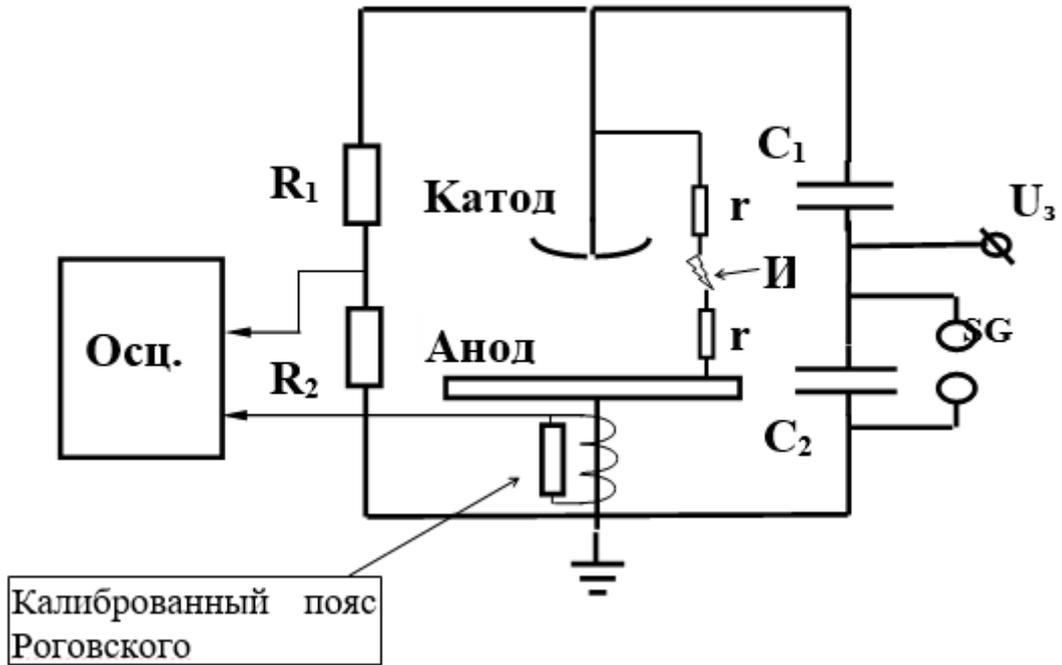


Рисунок 5.1 Электрическая схема установки для исследования характеристик малоапертурных нецепных HF(DF) лазеров, инициируемых СИОР: $U_3=36\div 50$ кВ; $C_1=C_2=100$ нФ; SG – разрядник под давлением; R_1, R_2 – высоковольтный делитель. И – искра для инициирования пробоя РП, $r=5$ кОм.

5.1.2 Результаты экспериментов

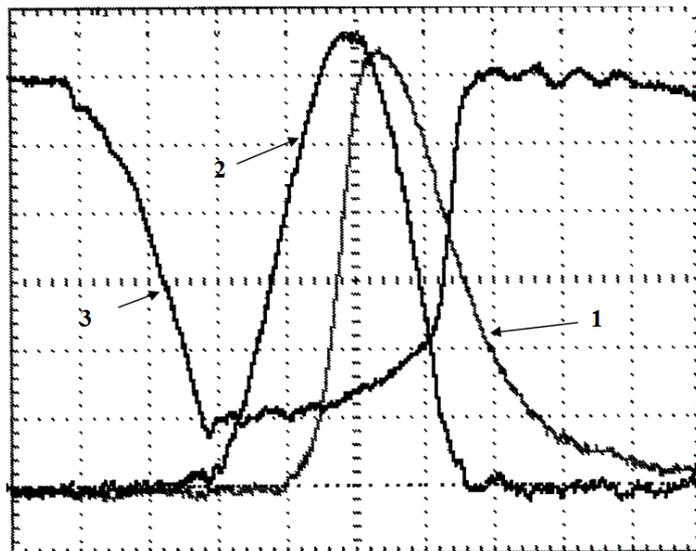


Рисунок 5.2 Осциллограммы импульсов генерации лазера (1), тока разряда (2) и напряжения (3) на РП; ток - 3кА/дел, напряжение - 10 кВ/дел, развертка - 100 нс/дел. Смесь 66 мм рт.ст. SF_6 и 6 мм рт.ст. C_2H_6 .

На рисунке 5.2 показаны типичные осциллограммы: импульса излучения HF лазера, разрядного тока и напряжения (кривые 1, 2 и 3, соответственно). Как видно из этого рисунка, благодаря фотоинициированию, пробой РП происходит на переднем фронте напряжения, максимум импульса генерации несколько задержан относительно максимума тока. При отключении инициирующей искры разброс амплитуды напряжения пробоя РП от импульса к импульсу достигал 20%, что, соответственно, вызывало 15% разброс значений энергии излучения лазера. Заметим, что при такой большой длительности токового импульса ($\tau_{\text{dis}} > 400$ нс), получить устойчивый СИОР в смесях $\text{H}_2:\text{SF}_6$ не удавалось – разряд имел контрагированную форму. Только в смесях $\text{C}_2\text{H}_6:\text{SF}_6$ в описанных выше экспериментальных условиях был реализован объемный разряд.

На рис.5.3 представлена зависимость выходной энергии лазера W_{out} (генерация на HF) от энергии W , введенной в плазму СИОР, для смесей с различным содержанием C_2H_6 . Из рис.5.3 видно, что в смесях с соотношением компонентов $\text{C}_2\text{H}_6:\text{SF}_6=1,5:22$ и $2:22$ выходная энергия растет практически линейно с увеличением вкладываемой энергии. В условиях эксперимента оптимальной оказалась смесь с соотношением компонентов $\text{C}_2\text{H}_6:\text{SF}_6 = 1.5:22$, на которой было получено максимальное значение энергии генерации $W_{\text{out}}=8$ Дж при электрическом КПД=3.2%. Разрядный объем, оцененный по отпечатку излучения лазера на термочувствительной пленке, составил $\sim 1,5$ л, что соответствует удельному вкладу энергии в плазму ~ 220 Дж/л. Снижение W_{out} с увеличением W для смесей с низким содержанием C_2H_6 (смесь $\text{C}_2\text{H}_6:\text{SF}_6 = 1:22$) связано с потерей устойчивости СИОР при высоких энерговкладах. Действительно, при работе на этой смеси при энерговкладах ~ 200 Дж/л в разрядной камере наблюдались яркие незавершенные каналы, прорастающие с края катода, которые иногда перекрывали РП. Для смесей с более высоким содержанием C_2H_6 снижения эффективности лазера с увеличением W не происходило до тех пор, пока разряд оставался устойчив и длина незавершенных плазменных каналов не превышала

d/2. Это дает основания ожидать роста КПД с увеличением межэлектродного расстояния, за счет улучшения однородности СИОР в результате более полного перекрытия диффузных каналов.

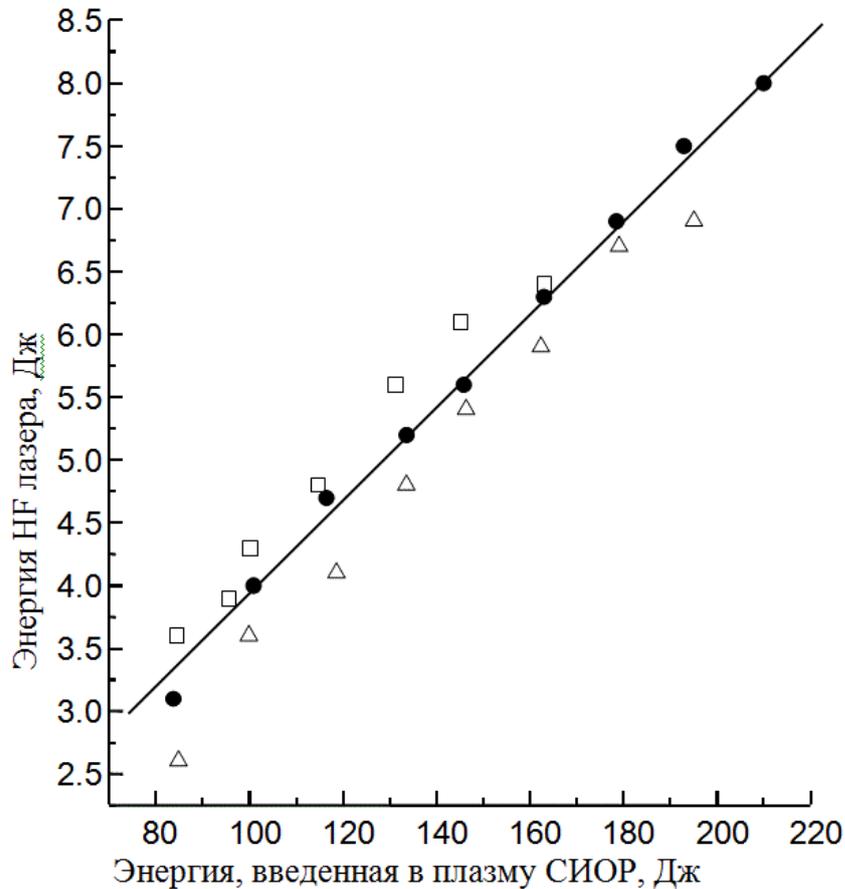


Рисунок 5.3 Зависимость выходной энергии нецепного HF лазера от вложенной в плазму СИОР энергии для смесей с различным содержанием этана: \square – $C_2H_6:SF_6=1:22$; \bullet – $C_2H_6:SF_6=1.5:22$; Δ – $C_2H_6:SF_6=2:22$ (давление SF_6 составляло 66 мм рт.ст.).

В исследуемой нами системе электродов имеет место большое усиление электрического поля на краю промежутка. В таких газах, как CO , CO_2 , воздух, N_2 это приводит к стягиванию разряда к краям промежутка [71]. В смесях SF_6 с углеводородами (угледейтеридами), благодаря специфике СИОР, подобного не происходит; даже начинаясь на краю, СИОР вытесняется вглубь РП вследствие саморганизующихся процессов распределения плотности тока в диффузных каналах. Однако, как показано в разделе 2.5 диссертации при изучении динамики распространения СИОР, даже в электродной системе с резко неоднородным полем (геометрия плоскость-нож) на катоде-ноже формируются отдельные

диффузные каналы и требуется некоторое время для появления следующих, а если форсировать ввод энергии, то можно вместо образования новых каналов наблюдать эффект осциляции тока в диффузном канале, что в свою очередь может спровоцировать развитие неустойчивости. В условиях, когда длительность токового импульса превышает 150 нс и величина удельного энерговклада в газовых смесях на основе SF_6 с углеводородами превышает 80 Дж/л, СИОР к окончанию разрядного импульса успевает заполнить весь РП (предполагается, что на катоде присутствуют микронеоднородности).

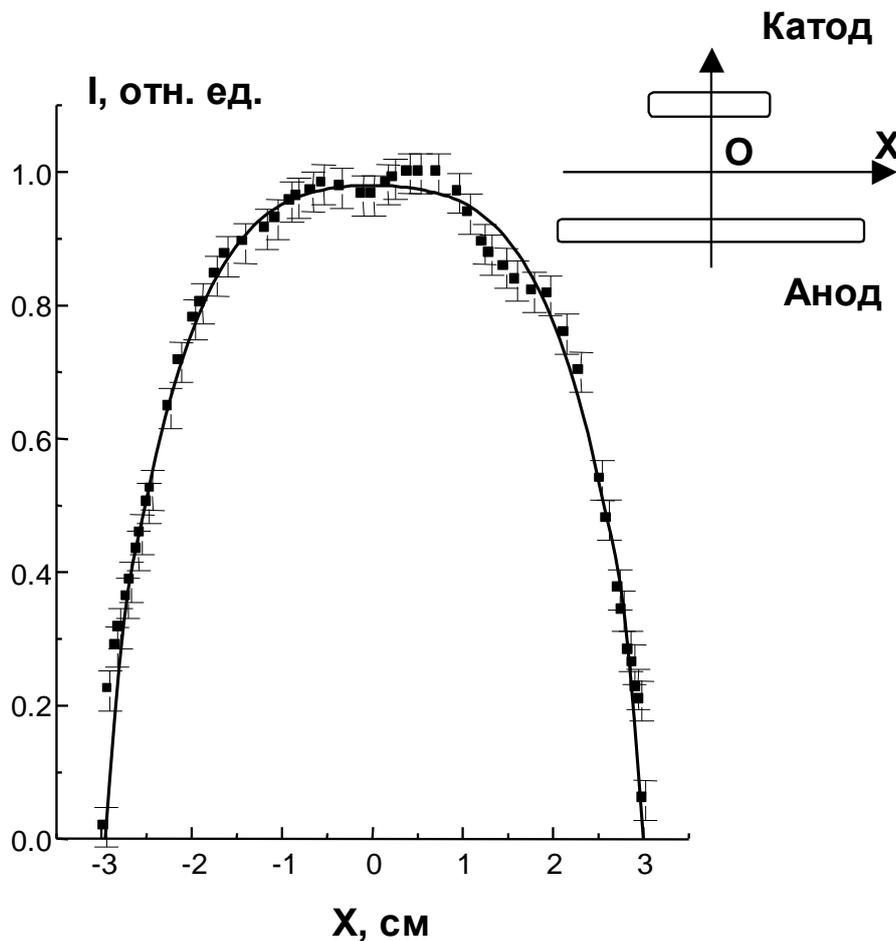


Рисунок 5.4 Распределение интенсивности свечения плазмы СИОР в плоскости, параллельной поверхностям электродов и проходящей через оптическую ось

На рис.5.4 представлено распределение интенсивности свечения плазмы СИОР в плоскости, параллельной поверхностям электродов и проходящей через оптическую ось. Из рис.5.4 видно, что максимум интенсивности свечения СИОР находится на оптической оси. Подобным же образом распределена и энергия

излучения по апертуре лазера, т.е. краевое усиление электрического поля не оказывает существенного влияния на распределение выходного излучения лазера. Следует отметить, что наблюдаемое распределение энерговклада наблюдается, когда поверхность катода подверглась специальной обработке с целью создания на ней микронеровностей. Если поверхность катода была полированная, то без равномерной засветки катода СИОР получался неоднородный, энерговыведение локализовалось в местах с наибольшим усилением электрического поля в РП.

Таким образом, после обработки поверхности катода с целью создания на ней микронеровностей ~ 50 мкм в смесях SF_6 с углеводородами локальной подсветки катода вполне достаточно для получения однородно распределенного по объему разряда, а наличие областей с высоким краевым усилением электрического поля практически не ухудшает устойчивость СИОР и слабо влияет на распределение энергии излучения лазера по апертуре. Поэтому можно применять плоские электроды с малым радиусом закругления на краю.

5.2 Измерение расходимости излучения нецепного HF(DF) лазера, инициируемого СИОР

Для большинства применений мощных HF(DF) лазеров особенно важно контролировать качество лазерного излучения (его угловую направленность). Регистрация пространственно-временного распределения интенсивности излучения мощных импульсных лазеров необходима для исследований передачи лазерного излучения на большие расстояния и достижения эффективного взаимодействия с мишенями. Формируемая оптическим резонатором диаграмма направленности лазерного излучения может регулироваться методами адаптивной и нелинейной оптики [168]. Для формирования требуемого пространственного распределения интенсивности излучения широкоапертурных лазерных систем методами адаптивной оптики необходимо измерение формы поверхностей ВФ датчиками ВФ. Таким образом, для практических применений И-П нецепных HF(DF) лазеров с заданными энергетическими параметрами остро стоят еще 2

проблемы: получение лазерного излучения с хорошей диаграммой направленности (т.е. с минимально возможной расходимостью θ), и необходимость контроля ВФ лазера, чтобы методами адаптивной оптики осуществлять коррекцию диаграммы направленности лазерного излучения. Рассмотрим эти задачи последовательно.

Расходимость излучения нецепного HF(DF) лазера, инициируемого СИОР, ограничена появлением оптических неоднородностей активной среды, которые возникают в процессе разряда и наработки излучающих молекул HF(DF). Основными причинами появления оптических неоднородностей могут служить волны сжатия и разрежения, возникающие в приэлектродных зонах, возмущения среды из-за эффекта самовоздействия излучения в активной среде, а также неоднородности энерговклада. В нецепных HF(DF) лазерах времена накачки достаточно короткие (≤ 400 нс), поэтому газодинамическими возмущениями плотности можно пренебречь, так как они за эти времена не успевают развиваться. Возможно, эти возмущения будут играть существенную роль при работе лазера в И-П режиме с большой частотой следования импульсов. Для импульсных нецепных HF(DF) лазеров, по-видимому, основным фактором, определяющим расходимость излучения, являются неоднородности среды, обусловленные принципиально струйной структурой ОСР в смесях на основе SF₆. В настоящем разделе приводятся результаты исследования расходимости излучения лазера, описанного в разделе 5.1.1, при его работе на смеси SF₆-C₆D₁₂ (генерация на молекуле DF).

5.2.1 Методика измерения расходимости излучения и результаты экспериментов

Расходимость излучения лазера измерялась при использовании неустойчивого телескопического резонатора с коэффициентом увеличения $M=3$. Эксперименты выполнялись на лазере с межэлектродным расстоянием $d=5$ см, описанного в разделе 5.1.1 настоящей диссертации. Для исключения влияния

приэлектродных областей (области с катодными факелами) апертура лазера в этих экспериментах ограничивалась диаметром 4 см. Измерения расходимости излучения проводились методом фокального пятна с применением зеркального клина по методике, подробно изложенной в [169].

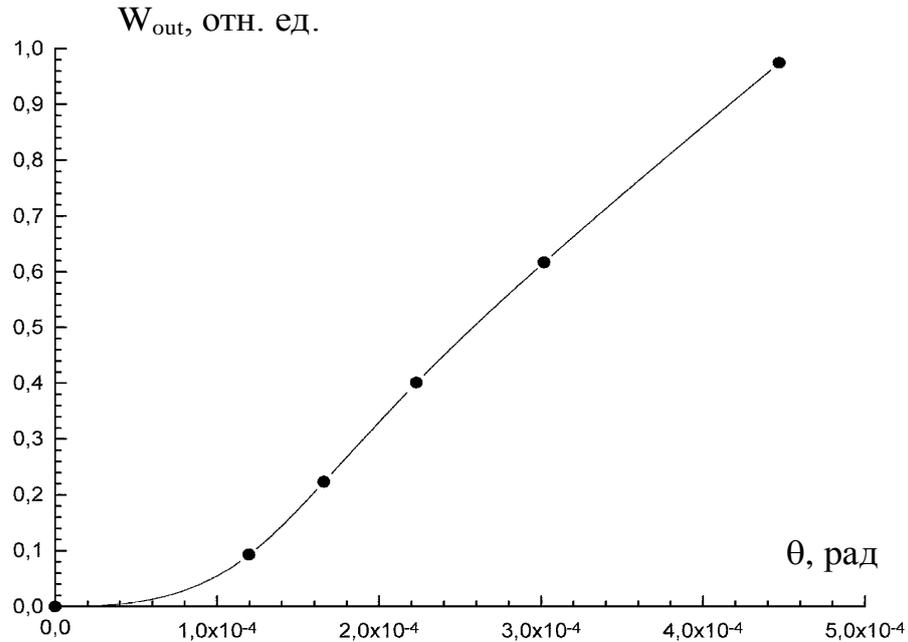


Рисунок 5.5 Распределение энергии излучения DF лазера W_{out} по углу θ в дальней зоне.

Результаты измерений расходимости излучения DF лазера приведены на рис. 5.5, где представлено распределение энергии излучения по углу θ в дальней зоне. Как видно из этого рисунка, расходимость излучения по уровню 0,5 составила $\theta_{0,5} = 2,8 \cdot 10^{-4}$ рад, что для апертуры 4 см соответствует 2 дифракционным пределам. Некоторого улучшения данного параметра можно ожидать при увеличении апертуры лазера, поскольку с увеличением межэлектродного расстояния должна улучшаться однородность разряда за счет более полного перекрытия диффузных каналов.

5.3 Контроль ВФ HF(DF) лазеров методом тальбот-интерферометрии

Из множества методов оптического контроля ВФ [170,171] в настоящее время для измерения формы поверхностей ВФ в диапазоне спектра 3-5 мкм

рекламируются датчики ВФ на основе теневого метода Гартмана. Однако более привлекательным для анализа ВФ широкоапертурных мощных лазеров является подход [172], на основе эффекта Тальбо – интерференционного аналога теневого метода Гартмана. В эффекте Тальбо плоские когерентные волны источников лазерного излучения разлагаются на двумерной решетке произвольных по форме, но периодически расположенных отверстий на распространяющиеся под кратными углами пространственные гармоники, которые в результате интерференции в ближней зоне Френеля воспроизводят распределение интенсивности на решетке на кратных расстояниях

$$L_n = 2 p^2 n / \lambda, \quad (5.1)$$

где $p \gg \lambda$; L_n – расстояние от решетки до плоскости воспроизведения, p – период решетки, λ – длина волны излучения, $n=1, 2, 3 \dots$

Распределение интенсивности в плоскостях воспроизведения имеет подобную решетке периодическую структуру, если ВФ плоский или сферический. Когда ВФ плоский, периоды в плоскости воспроизведения решетки совпадают с периодами решетки. Это свойство эффекта выгодно использовать при юстировке лазерного резонатора с плоскими зеркалами, поскольку совпадение периодов в распределении интенсивности на экране в плоскости воспроизведения с периодами решетки свидетельствует о плоскостности ВФ. При выпуклом ВФ периоды увеличиваются, а при вогнутом уменьшаются. Если ВФ не является плоским или сферическим, то в плоскости воспроизведения происходит нарушение периодичности. Увеличение периода в некоторой области апертуры пучка свидетельствует о появлении в этой области оптической неоднородности типа рассеивающей линзы, уменьшение – фокусирующей линзы.

Световые пятна интерферограмм (тальбограмм) на приемном экране в методе тальбот-интерферометрии в отличие от гартманогамм контрастны, потому что ширина границ пятен определяется дифракцией ВФ на апертуре решетки, которая не ограничивает апертуру лазерного луча. Измерение смещения координат контрастных пятен в распределении интенсивности тальбограмм,

искаженных ВФ в плоскостях воспроизведения является основой датчика ВФ. Локальные наклоны ВФ $\Delta\gamma$ измеряются в плоскостях воспроизведения. В приближении оптического клина

$$\Delta\gamma = \Delta r / L, \Delta r = [(\Delta x)^2 + (\Delta y)^2]^{1/2} / L, \quad (5.2)$$

где Δx , Δy - смещения координат пятен в прямоугольной системе координат. Нормальное уклонение ВФ $\Delta z = p\Delta\gamma$. Радиус кривизны ВФ R определяется в параболическом приближении по изменению периодов Δp в плоскости воспроизведения

$$R = pL / \Delta p, \quad (5.3)$$

Δp – изменение периода в плоскости воспроизведения.

Особенность тальбот-интерферометрии заключается в том, что для получения информации о форме ВФ не требуется детального измерения пространственного распределения интенсивности излучения. Достаточно измерить только координаты центров контрастных пятен излучения на тальбограммах, причем размер пятен может быть выбран малым по сравнению с периодом. Это снижает требование к динамическому диапазону чувствительности экранов и упрощает автоматическое считывание координат. Перенос координат в память ПК для построения формы ВФ может производиться методом электронного сканирования тальбограмм или с помощью фоточувствительных матриц. В настоящее время для оптического диапазона существуют надежные и дешевые фоточувствительные ПЗС матрицы с количеством элементов более 10^6 .

Основной целью исследований, представленных в настоящем разделе диссертации являлся поиск широкоапертурных приемных экранов для регистрации пространственного распределения интенсивности лазерного излучения и формы ВФ импульсных электроразрядных HF(DF) лазеров методом интерферометрии на основе эффекта Тальбо, а также разработка нецепного HF(DF) лазера, инициируемого СИОР, с высоким качеством лазерного пучка [162].

5.3.1 Экспериментальная установка и методика экспериментов

5.3.1.1 Выбор экранов для визуализации излучения нецепного HF(DF) лазера

Основным критерием при выборе материала экранов являлась возможность получения обрабатываемой интерферограммы в прямом лазерном пучке (несфокусированном) после его прохождения через периодическую решетку. В соответствии с этим требованием экраны должны обладать достаточно высокой чувствительностью к воздействию лазерного излучения. Нами исследовались следующие типы экранов.

1) Экраны на основе термочувствительной бумаги (в данном случае применялись бумага для факсовых аппаратов и копировальная бумага). Изображение, получаемое на термочувствительной бумаге за счет изменения ее цвета в местах воздействия излучения, затем сканировалось и вводилось для дальнейшей обработки в ПК.

2) Люминофорные экраны, работающие на эффекте температурного тушения люминесценции (при облучении люминофора УФ излучением) ИК лазерным излучением. Использовался люминофор на основе поликристаллов ZnS-CdS, легированных Ag и Ni. Получаемое изображение фотографировалось цифровым фотоаппаратом и заводилось в ПК.

3) Металлизированная (покрытие из Al) полиэтиленовая пленка с прозрачностью в видимом свете ~50%. В данном случае интерферограмма получалась в результате разрушения покрытия в максимумах интенсивности лазерного излучения. Полученное изображение также сканировалось и заводилось в ПК для обработки.

4) Графитовые экраны. Экраны изготавливались путем нанесения на бумагу или тонкую пленку из винипроса графитовой пудры. Свечение графита под воздействием лазерного излучения фотографировалось цифровым фотоаппаратом, изображение заводилось в ПК.

Для регистрации интерферограмм во многих случаях применялся цифровой фотоаппарат, что потребовало разработки специальной схемы синхронизации

моментов открытия затвора фотоаппарата и запуска лазера. Эта схема приведена на рис.5.6.



Рис. 5.6. Схема синхронизации включения цифрового фотоаппарата с запуском лазера: ФА - цифровой фотоаппарат; ФД – фотодиод; ГЗИ – генератор задержанных импульсов; СЗ – система запуска генератора импульсных напряжений; ГИН – генератор импульсных напряжений для накачки HF(DF) лазера.

Запуск осуществляется лампой-вспышкой цифрового фотоаппарата. Вспышка регистрируется кремниевым фотодиодом, сигнал с которого поступает на ГЗИ. ГЗИ с задержкой ~150 мс формируется импульс, поступающий далее на систему запуска ГИН для накачки лазера. Необходимость столь большой задержки запуска обусловлена особенностью работы лампы-вспышки цифрового фотоаппарата, в которой формируются два импульса подсветки, разнесенные по времени на 150 мс, затвор фотоаппарата открывается лишь после второй вспышки.

5.3.1.2 Схема проведения эксперимента по регистрации интерферограмм

Общая схема эксперимента по исследованию возможности визуализации излучения нецепного HF(DF) лазера различными экранами (точнее, визуализации интерферограмм, получаемых методом тальбот-интерферометрии) представлена на рис.5.7. Лазерный пучок проходит через периодическую решетку (толщиной 0.1 мм, период решетки $p=1$ мм) и падает на поверхность экрана, установленного на расстоянии $L=2 \cdot n \cdot p^2 / \lambda$ (плоский ВФ), где $n=1, 2 \dots, p$ – период решетки, λ – длина волны (см. формула (1)). Большинство экспериментов проводились при $n=1$. Величина L рассчитывалась для наиболее интенсивной линии в спектре HF лазера с длиной волны $\lambda=2,7$ мкм. Соответственно, расчетная величина составила $L=74$ см для $n=1$. Одной из задач проводившихся экспериментов являлось выяснение возможности получения контрастной интерферограммы

(тальбограммы) в условиях, когда в спектре излучения лазера присутствует большое количество линий. В этом случае интерференционные максимумы для выбранной линии накладываются на «серый» фон, создаваемый другими линиями генерации лазера.

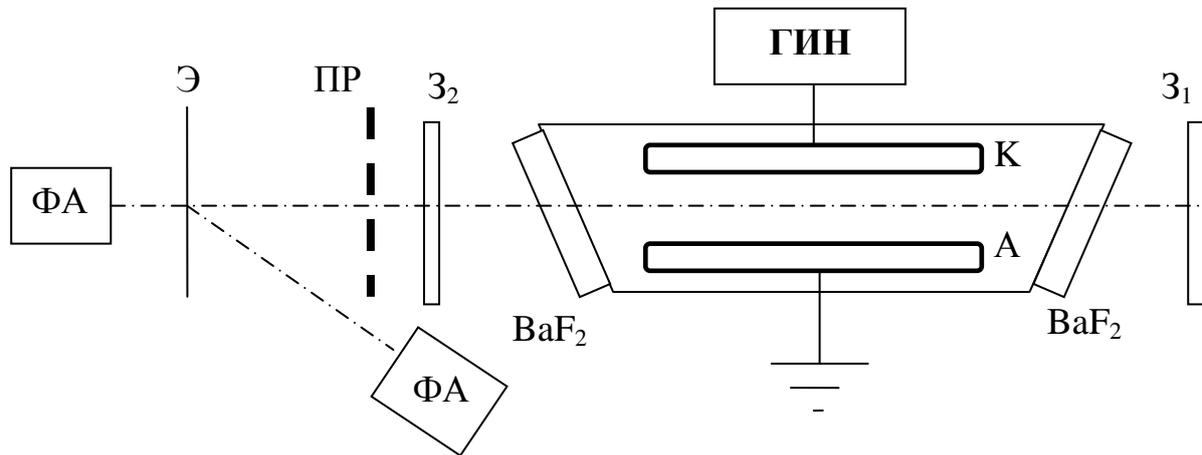


Рисунок 5.7 Схема эксперимента: Z_1 , Z_2 – зеркала HF(DF) лазера; BaF_2 – окна из BaF_2 ; ПР – периодическая решетка; Э – экран; ФА – цифровой фотоаппарат; ГИН – генератор импульсных напряжений; К – катод лазера; А – анод лазера.

При использовании люминофорного и графитового экранов изображение на экране фотографировалось цифровым фотоаппаратом, который устанавливался либо под углом к оптической оси, чтобы снимать экран со стороны падения на него лазерного пучка, либо на оптической оси с обратной стороны полупрозрачного в видимом свете экрана (люминофорный экран, графитовый экран на пленке из винипроса).

В процессе экспериментов плотность энергии лазерного излучения, падающего на периодическую решетку, изменялась в пределах $W=0,12\div 0,3$ Дж/см².

5.3.1.3 Электроразрядный HF(DF) лазер для отработки методики контроля ВФ методом тальбот-интерферометрии

Основной проблемой при создании электроразрядного HF(DF) лазера является получение устойчивого ОСП при достаточно высоких (до 200 Дж/л)

удельных вкладах электрической энергии в газоразрядную плазму. Возможность реализации устойчивого разряда, в первую очередь, определяется выполнением электродной системы и высоковольтного ГИН, который должен обеспечить предельно малую при заданной энергии длительность разрядного тока. В созданном HF(DF) лазере разрядный объем составлял $V=6\times6\times80$ см³. Плоские Al электроды по периметру были скруглены радиусом $r=2$ см. Поверхность катода с целью обеспечения устойчивости разряда была подвергнута пескоструйной обработке. Электродная система размещалась в стеклоэпоксидной разрядной камере с внутренним диаметром 500 мм и длиной 1200 мм. На торцах камеры под углом $\sim 5^\circ$ к оптической оси были установлены окна из ВаF₂. Рабочая смесь (смесь SF₆ с донорами водорода или дейтерия) готовилась непосредственно в разрядной камере. Напуск рабочих газов осуществлялся в предварительно откачанную форвакуумным насосом и промытую SF₆ камеру. Отношение объема камеры к разрядному объему составляло ~ 80 , что позволяло производить до 50 разрядов без смены рабочей смеси. Для устойчивого инициирования пробоя РП при заданном напряжении параллельно РП сбоку от электродов подключался искровой зазор, ограниченный сопротивлением $R=5$ кОм. Такая искра не может в принципе осуществить объемную фотоионизацию газа в камере, но за счет фотоэффекта на катоде позволяет стабилизировать амплитуду и время пробоя РП при приложении к нему высоковольтного импульса от ГИНа, что очень важно для обеспечения воспроизводимости энергии и мощности импульса лазерного излучения от выстрела к выстрелу. Эта схема приведена на рис.5.8. Она работает следующим образом. Пятиступенчатый ГИН Аркадьева-Маркса с емкостью в ударе $C_1=50$ нФ, изображенный на рис.5.8 для простоты комбинацией конденсатора C_1 и разрядника P_0 , заряжает конденсатор $C_2=50$ нФ за время $\sim 3,6$ мкс до напряжения 100÷130 кВ. Затем системой запуска поджигается азотонаполненный разрядник P , и напряжение подается на обостряющую емкость $C_3=30$ нФ и РП. За счет малоиндуктивного подключения параллельно РП

обостряющей емкости $C_3 < C_2$ в данном случае достигается эффект укорочения разрядного тока.

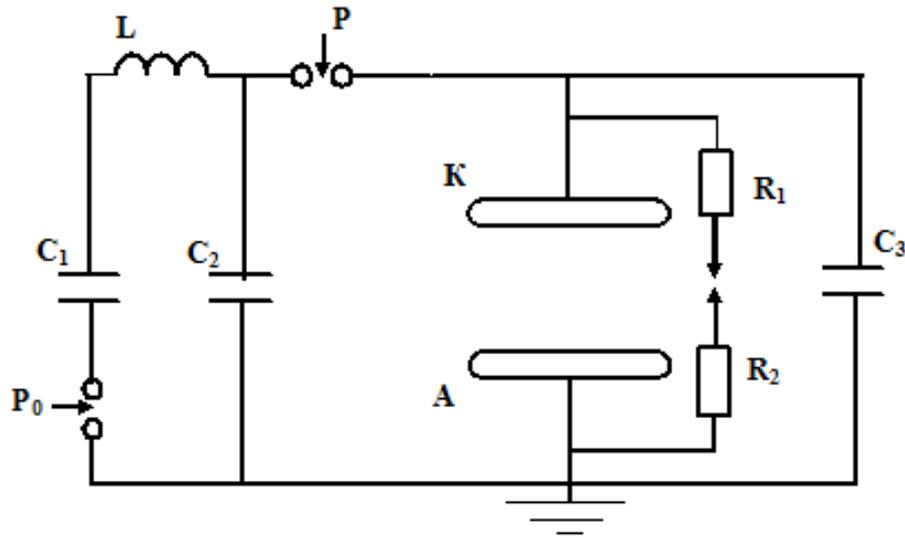


Рисунок 5.8 Электрическая схема ГИН для накачки электроразрядного HF(DF) лазера: C_1 , P_0 – генератор импульсных напряжений Аркадьева-Маркса с емкостью в ударе $C_1=50$ нФ; $L=52$ мкГн – индуктивность, включающая в себя и собственную индуктивность генератора Аркадьева-Маркса; $C_2=50$ нФ; $C_3=30$ нФ; P – азотонаполненный разрядник; $R_1=R_2$ – сопротивления для ограничения тока искры; A – анод; K – катод.

В процессе доработки ГИН величина емкости конденсатора C_3 подбиралась экспериментально с тем, чтобы обеспечить согласование волнового сопротивления контура с сопротивлением газоразрядной плазмы. Оптимальная величина C_3 , при которой устойчивый СИОР реализуется в широком диапазоне энерговкладов в газоразрядную плазму, составила $C_3=30$ нФ. ГИН, показанный на рис.5.8, был собран из комбинации конденсаторов КМКИ - 100-0.1, ИКЧ - 50-0.03 и ИК - 100-0.25. Длительность выделения энергии в газоразрядной плазме составляло ~ 250 нс. При такой длительности разрядного тока разряд в смесях SF_6 с углеводородами или угледейтеридами был устойчив при удельных вкладах электрической энергии до 200 Дж/л. При удельных вкладах менее 90 Дж/л устойчивый ОСР реализуется и при использовании в смеси H_2 . Для хорошей воспроизводимости энергии лазерного излучения от импульса к импульсу необходимо стабильное срабатывание разрядника P в схеме на рис.5.8

относительно разрядников ГИН Аркадьева-Маркса. Эта стабильность достигалась за счет использования в системе запуска лазера многоканального блока поджига разрядников, собранного на основе тиратронов ТГИ-1-1000/25 и конденсаторов К15-10. Для уменьшения разброса времени срабатывания разрядников пусковой импульс от системы запуска подавался одновременно на поджиг первых трех каскадов генератора Аркадьева-Маркса.

Резонатор лазера был образован плоскими Al зеркалом и выходным зеркалом с диэлектрическим покрытием на подложке из CaF_2 . Коэффициент отражения выходного зеркала на длине волны $\lambda=3$ мкм составлял 30%. В отсутствие внутррезонаторного диафрагмирования на отпечатках лазерного пучка на термобумаге наблюдались параллельные полосы, связанные с отражением излучения от поверхностей электродов. При замене выходного зеркала пластиной BaF_2 энергия лазера не снижалась, но относительная яркость полос увеличивалась, что свидетельствует о съеме значительной доли энергии в режиме усиления при переотражении от электродов. Для подавления данного негативного эффекта в резонатор доработанного макета лазера были установлены две круглые диафрагмы (на расстоянии ~ 10 см от каждого из зеркал) диаметром 5 см.

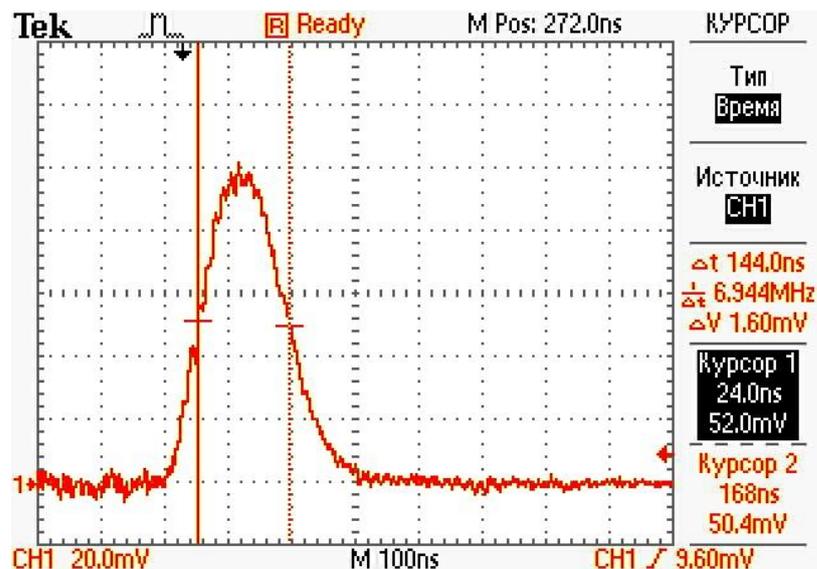


Рисунок 5.9 Типичная осциллограмма импульса излучения HF лазера. Временная шкала 100 нс/дел.

Энергия лазерного излучения измерялась с помощью преобразователя энергии излучения Е-60, который устанавливался в прямом пучке. Максимальная энергия излучения HF лазера, полученная до установки внутри резонатора ограничительных диафрагм и при монтаже резонаторных зеркал непосредственно на торцах газоразрядной камеры составляла 12 Дж, при техническом КПД 3,2%. Энергия излучения доработанного макета лазера (после внутриврезонаторного диафрагмирования) составила $E=4,5$ Дж на смеси $SF_6:C_2H_6=10:1$, использовавшейся в большинстве экспериментов по визуализации.

Форма импульса излучения лазера регистрировалась фотовольтаическим приемником мощности лазерного излучения с временным разрешением ~ 1 нс. На рис.5.9 приведена типичная осциллограмма импульса излучения HF(DF) лазера.

5.3.2 Результаты экспериментов по исследованию возможности визуализации излучения нецепного HF(DF) лазера различными экранами

Многочисленные эксперименты с экранами на основе термочувствительной бумаги не дали положительного результата. Чувствительность экранов к воздействию лазерного излучения в прямом пучке (несфокусированном) оказалась недостаточной для регистрации интерференционной картины.

Контрастные интерферограммы (тальбограммы) были получены при использовании в качестве экрана металлизированной пленки. Для надежной регистрации тальбограмм плотность энергии лазерного излучения, падающего на периодическую решетку, должна была превышать величину $W=0,2$ Дж/см². Сканированное изображение отпечатка лазерного пучка на экране из металлизированной пленки, установленной на расстоянии $L=73$ см от периодической решетки, представлено на рис.5.10. Как видно из этого рисунка, изображение контрастно, несмотря на большое число линий в спектре генерации лазера, что позволяет определить координаты центров пятен на интерферограмме (тальбограмме) и построить двумерную картину ВФ лазерного пучка. Недостатком экрана на основе металлизированной пленки является довольно

высокий порог оптического разрушения металлического слоя, а, также, «одноразовость» подобного экрана.

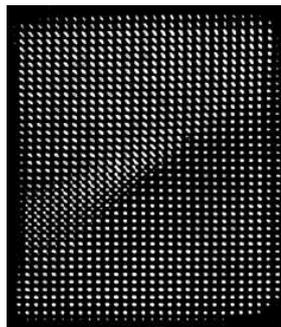


Рисунок 5.10 Сканированное изображение отпечатка лазерного пучка на металлизированной пленке, полученное на расстоянии $L=73$ см от периодической решетки.

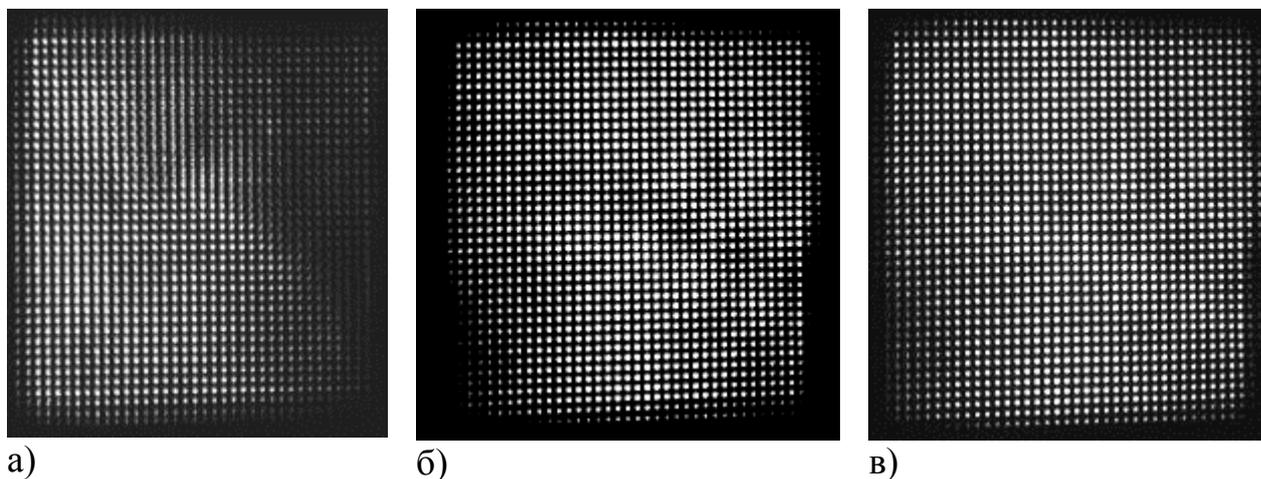


Рисунок 5.11 Интерферограммы, снятые на экране из бумаги, покрытой графитовым порошком: (а), (б) – резонатор лазера разъюстирован; (в) – зеркала съюстированы.

Значительно более удобными оказались графитовые экраны, начинающие светиться уже при довольно низкой плотности падающей на периодическую решетку энергии, $W \approx 0,12$ Дж/см². На рис.5.11 представлены интерферограммы, полученные на экране из бумаги, покрытой графитовым порошком, при $L=73$ см. Они отражают процесс юстировки резонатора: рис.11а,б – резонатор разъюстирован, рис.11 (в) – зеркала резонатора хорошо выставлены. Из рис.5.11 видно, что разъюстировка резонатора приводит к «смазыванию» интерференционной картины, при правильной установке зеркал интерферограмма

становится яркой и контрастной. На рис.5.12 представлены интерферограммы, снятые на этом же экране при $L=74$ см, которые иллюстрируют влияние возмущений атмосферы на ВФ лазерного излучения: рис.5.12 (а) – атмосфера на пути прохождения лазерного пучка не возмущена; рис.5.12(б) – возмущение атмосферы тепловым потоком, создаваемым за счет того, что за выходным зеркалом на расстоянии ~ 1 м до периодической решетки и на 20 см ниже оптической оси системы горит свеча.

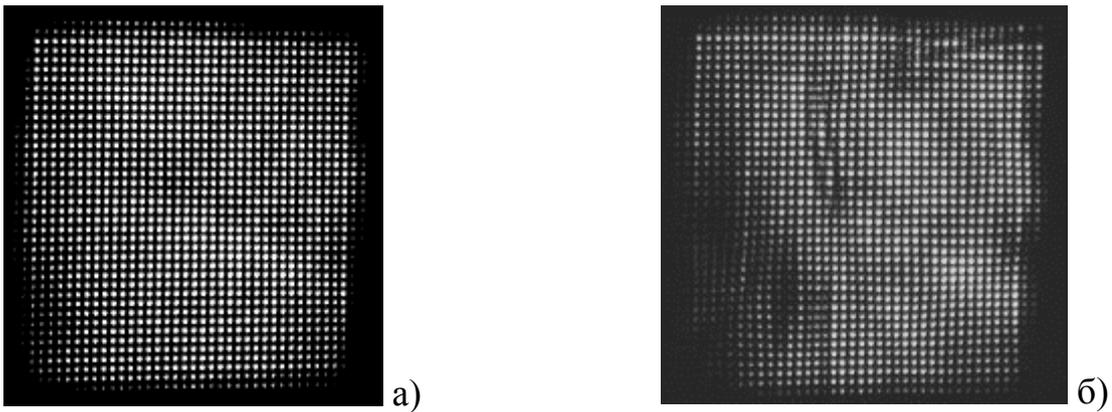


Рисунок 5.12 Интерферограммы, полученные на экране из бумаги, покрытой графитовым порошком: (а) – атмосфера на пути прохождения лазерного пучка не возмущена; (б) – атмосфера возмущена тепловым потоком.

Из рис.5.12 видно, что возмущения атмосферы тепловым потоком существенно искажают ВФ лазерного пучка. Наиболее удобными для визуализации интерферограмм оказались экраны на основе пленки из винипроса, покрытой графитовым порошком. Данные экраны прозрачны для видимого света, поэтому свечение графита под воздействием лазерного излучения может регистрироваться цифровым фотоаппаратом, установленным за экраном на оптической оси системы, что позволяет избежать искажений картины, обусловленных углом съемки в случае использования непрозрачных экранов. На рис.5.13 представлены интерферограммы, полученные на полупрозрачном графитовом экране, которые иллюстрируют изменение интерференционной картины при изменении расстояния L между экраном и периодической решеткой. Из рис.5.13 видно, что отклонение величины L от оптимального значения $L=73\div 74$ см приводит к заметным искажениям интерференционной картины.

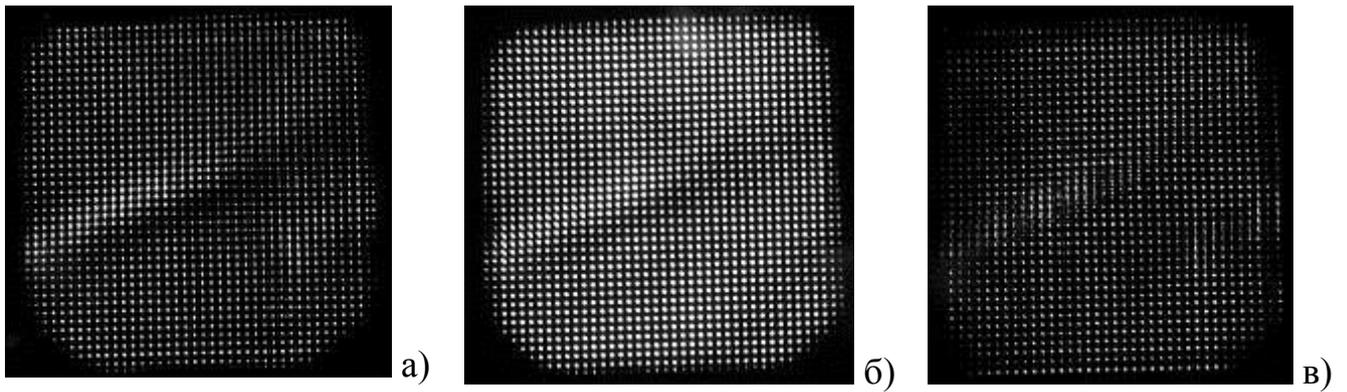


Рисунок 5.13 Интерферограммы при разных значениях L , снятые на полупрозрачном графитовом экране: (а) – $L=59$ см; (б) – $L=67$ см; (в) – $L=85$ см.

На рис.5.14 приведены интерферограммы, иллюстрирующие, как и на рис.5.12, влияние на ВФ возмущений атмосферы тепловым потоком на пути прохождения пучка.

На рис.5.15 приведена для сравнения интерферограмма, снятая при расстоянии между полупрозрачным экраном и периодической решеткой $L=146$ см ($n=2$).

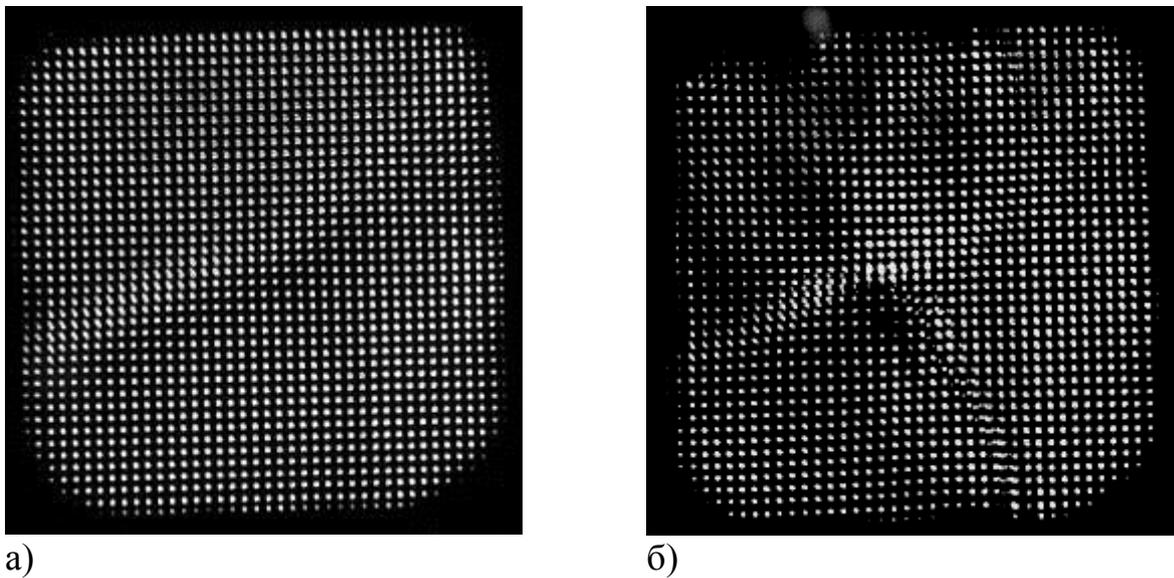


Рис. 5.14 Интерферограммы, полученные на полупрозрачном графитовом экране: (а) – атмосфера на пути прохождения лазерного пучка не возмущена; (б) – возмущение атмосферы тепловым потоком

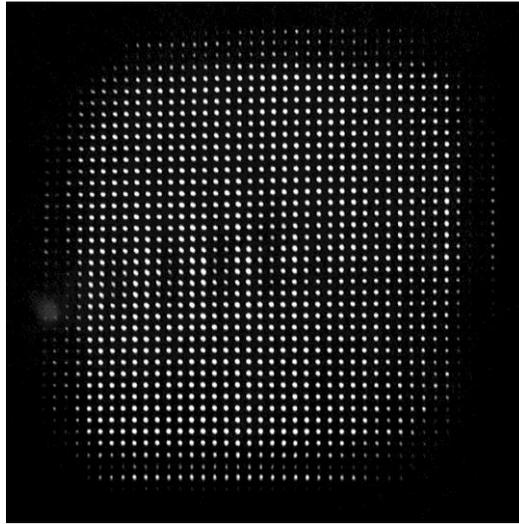


Рисунок 5.15 Интерференграмма, полученная на полупрозрачном графитовом экране при $L=146$ см ($n=2$).

Из рис.5.15 видно, что увеличение порядкового номера n приводит к снижению яркости интерференционной картины. Существенно, что при этом на интерференграмме пропадают крайние ряды светящихся точек, т.е. уменьшается в целом объем информации о ВФ, которую можно получить из интерференграммы. Поэтому целесообразно снимать интерференграммы при $n=1$.

Таким образом, в результате проведенных экспериментальных исследований была показана возможность визуализации излучения HF(DF) лазера, проходящего через периодическую решетку, различными экранами. Несмотря на наличие в спектре излучения HF(DF) лазера большого количества линий, были получены контрастные интерференграммы, что свидетельствует о возможности применения указанных экранов для контроля ВФ нецепного HF(DF) лазера методом тальбот-интерферометрии.

В заключение следует отметить достаточно высокое качество лазерного пучка, созданного макета HF(DF) лазера, о чем свидетельствует сама возможность получения контрастных и неискаженных тальбограмм на расстояниях, соответствующих 3-й плоскости воспроизведения (L_3). Без специальной оптимизации резонатора лазера, уже в первой плоскости воспроизведения тальбограммы были искаженными, а во второй плоскости изображение настолько

размыто, что невозможно определить координаты отдельных точек. В частности, когда зеркала резонатора крепились непосредственно на торцы разрядной камеры, и ими же осуществлялась герметизация камеры, наблюдалось сильное искажение ВФ лазерного пучка вызванное упругими напряжениями в зеркалах. (Эти напряжения возникают из-за необходимости сильно прижимать поверхности зеркал для осуществления надежной герметизации разрядной камеры.) Дополнительные искажения ВФ широкоапертурных систем могут возникать из-за паразитной генерации, обусловленной высоким коэффициентом усиления в нецепном HF(DF) лазере ($\alpha \sim 0,3 \text{ см}^{-1}$), что требует применения специальных мер для подавления этого вредного эффекта.

5.3.3 Анализ результатов

Создан и испытан макет нецепного электроразрядного HF(DF) лазера с высоким качеством излучения. Получен устойчивый СИОР в смесях $\text{SF}_6:\text{H}_2$ при удельных энерговкладах до 80 Дж/л и в смесях $\text{SF}_6:\text{C}_2\text{H}_6$ до 200 Дж/л. Энергия излучения HF(DF) лазера составила $E=4.5$ Дж в пучке диаметром 5 см. С целью оперативной съемки интерферограмм разработана схема синхронизации и запуска лазера от лампы-вспышки цифрового фотоаппарата.

Исследована возможность применения различных экранов для визуализации излучения HF(DF) лазера. На графитовых экранах, термофотоплёнке и экранах на основе металлизированной полиэтиленовой пленки получены контрастные интерферограммы после прохождения лазерного пучка через периодическую решетку. Высокое качество интерферограмм позволяет использовать исследованные экраны в методе тальбо-интерферометрии для контроля ВФ излучения нецепного HF(DF) лазера. По совокупности характеристик наиболее удобными для применений являются графитовые экраны, обладающие высокой чувствительностью к воздействию лазерного излучения. Совмещение этих экранов с современной цифровой фототехникой позволяет оперативно вводить снимаемые интерферограммы в ПК для дальнейшей обработки. Достоинством графитовых экранов является также практическое отсутствие апертурных ограничений, что дает возможность их

применения для контроля ВФ мощных широкоапертурных И-П HF(DF) лазеров и других лазеров ИК диапазона.

5.4 Импульсный нецепной HF лазер с энергией 400 Дж. Возможности масштабирования характеристик нецепных HF(DF) лазеров, возбуждаемых СИОР

При увеличении площади катода и объема активной среды необходимость в принудительном инициировании пробоя промежутка отпадает (см. раздел 5.2. настоящей диссертации). Задержка пробоя в этом случае становится столь малой, что на осциллограммах не фиксируется, т.е. пробой происходит на фронте напряжения. Поэтому на установках с большим объемом активной среды для инициирования пробоя промежутка нет необходимости в дополнительных устройствах, достаточно однородный СИОР формируется самопроизвольно. Рассмотрим проблему масштабирования нецепного HF(DF) лазера.

5.4.1 Экспериментальная установка

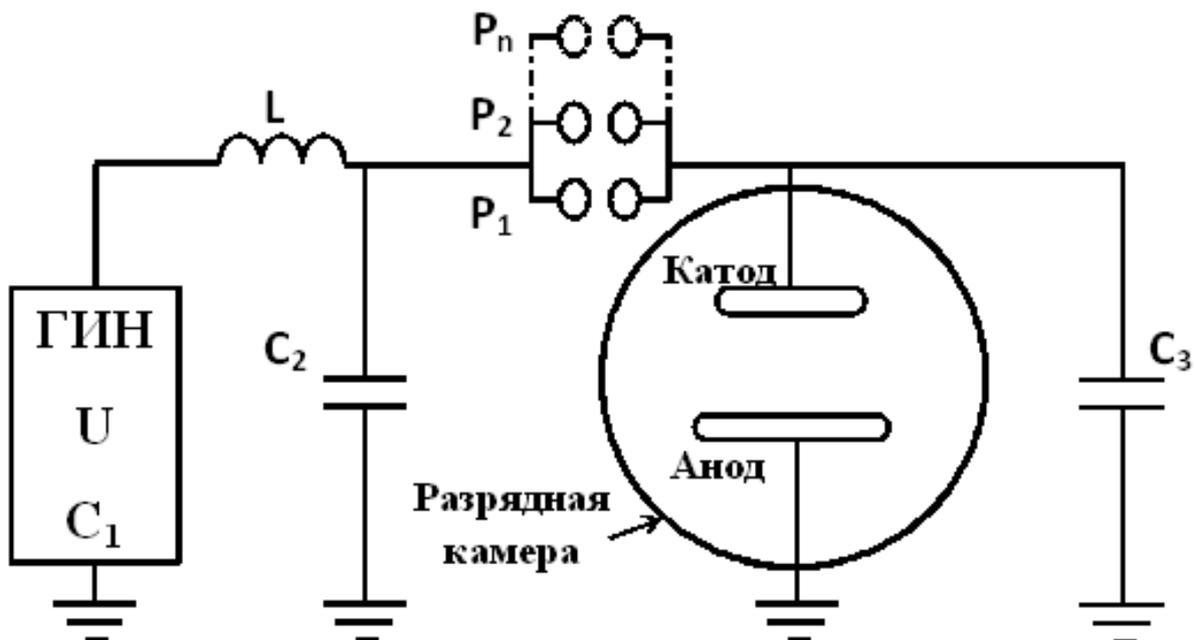


Рисунок 5.16 Схема лазерной установки для исследования возможности масштабирования характеристик нецепного HF(DF) лазера, иницируемого СИОР.

В экспериментах по масштабированию нецепного HF(DF) лазера применялись катоды с размером $h \times \ell = 10 \times 50$; 15×75 и 20×100 см, скругленные по периметру радиусом $r=1$ см. Поверхности катодов подвергались пескоструйной обработке. Анодом служила пластина с размерами 40×120 см. Межэлектродное расстояние изменялось в пределах $d=10 \div 30$ см. Электроды размещались в разрядной камере, которая представляла собой стеклоэпоксидную трубу диаметром 50 см и длиной 140 см. Резонатор лазера был образован плоскопараллельной пластиной из ВаF₂ и вогнутым Al зеркалом с радиусом кривизны 20 м, укрепленными непосредственно на торцах разрядной камеры. На рис.5.16 представлена типичная электрическая схема импульсного высоковольтного источника, применявшегося в экспериментах по масштабированию для получения СИОР на установках с разными объемами активной среды. ГИН, выполненный по схеме Аркадьева – Маркса заряжает конденсатор C_2 через индуктивность L , и через параллельно поджигаемые импульсные разрядники $SG_1 \div SG_n$ напряжение прикладывается к обостряющему конденсатору C_3 и разрядному промежутку. Соотношения между емкостями конденсаторов в схеме следующие: $C_1=0,8 \div 0,9 C_2$; $C_3=0,35 \div 0,45 C_2$.

5.4.2 Возможность масштабирования характеристик нецепных HF лазеров

Если задаться некоторой разумной максимальной величиной напряжения высоковольтного генератора ($U_{max} \leq 500$ кВ), увеличение выходной энергии лазера и энергии, запасаемой в ГИН, возможно лишь за счет увеличения емкости $C=C_1$ конденсаторов системы (пропорционального увеличения всех емкостей в схеме рис. 5.17.) при соответствующем изменении объема активной среды V_a , чтобы сохранить устойчивость СИОР. Наиболее простым методом масштабирования выходных характеристик лазера является увеличение V_a за счет длины активной среды l . В этом случае все параметры системы - выходная энергия W_{out} , V_a , и C изменяются пропорционально l , а временной параметр контура $T=\pi(LC)^{1/2}$ остается неизменным, поэтому устойчивость СИОР сохраняется. Однако по ряду

известных причин, в первую очередь из-за увеличения лучевой нагрузки на оптику, подобный метод масштабирования интереса не представляет.

Энергия генерации нецепного HF(DF) лазера слабо зависит от давления смеси при заданной величине удельного энерговклада W_{in} (измеряемого в Дж·л⁻¹) в отличие, например, от CO₂ лазера [53]. Поэтому представляется заманчивым осуществить масштабирование HF(DF) лазера посредством увеличения его апертуры (увеличения межэлектродного расстояния d и поперечного размера катода h) при заданной длине активной среды. В этом случае параметры установки изменяются с увеличением емкости генератора следующим образом: энергия накачки $W \sim W_{st} \sim C$, давление смеси $P \sim 1/d$, поскольку величина индуктивности L изменяется незначительно, то длительность разряда будет увеличиваться пропорционально $\sim C^{1/2}$, что приведет к нарушению устойчивости СИОР. Поэтому при увеличении C мы должны уменьшать удельный энерговклад W_{in} в плазму разряда за счет соответствующего изменения V_a . На рис.5.17 показана зависимость величины предельного удельного энерговклада в плазму СИОР W_{in}^{lim} от $1/T$, как видно из этого рисунка можно приближенно считать $W_{in}^{lim} \times T \approx const$. Поэтому для сохранения устойчивости СИОР величина V_a должна увеличиваться не пропорционально C , а как $V_a \sim C^{3/2}$, независимо от того, как это достигается – за счет увеличения поперечного размера катода или за счет увеличения d . Отмеченные достаточно очевидные закономерности действительно прослеживались в настоящих экспериментах.

Следует отметить, что, поскольку давление смеси P при постоянном напряжении изменяется, как $P \sim 1/d$, то при увеличении V_a исключительно за счет увеличения d удельный энерговклад в расчете на единицу объема и на молекулу будет увеличиваться, как C . Это приведет к росту коэффициента усиления активной среды нецепного HF(DF) лазера и может явиться ограничивающим фактором при таком методе масштабирования из-за развития паразитной генерации лазера в поперечном к оптической оси направлении. В настоящих экспериментах указанный эффект не наблюдался при увеличении d до 27 см.

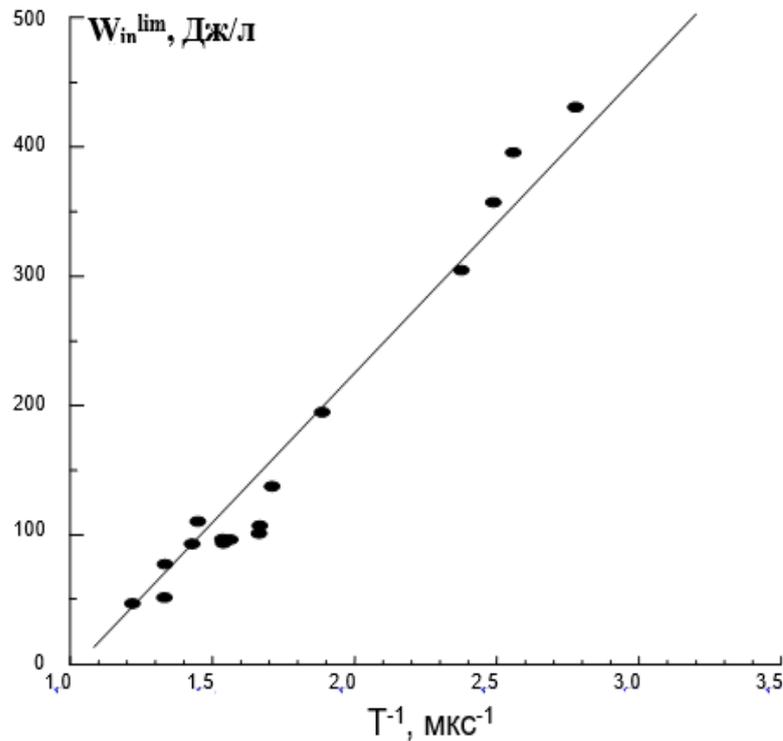


Рисунок 5.17 Зависимость величины предельного удельного энерговклада в плазму СИОР W_{in}^{lim} от $1/T$.

Максимальная полученная в наших экспериментах энергия генерации нецепного HF(DF) лазера составила 407 Дж на HF и 325 Дж на DF при электрическом КПД, соответственно, 4,3% и 3,4%. Объем активной среды составлял ~60 л при апертуре 27 см. Осциллограммы импульса генерации HF лазера, разрядного тока и напряжения на разрядном промежутке показаны на рис.5.18. Оценка пиковой мощности излучения лазера с учетом осциллограмм генерации на рис.5.18 дает 1,6 ГВт на HF и 1,2 ГВт на DF. На рис.5.19 показана фотография внешнего вида установки.

На рис.5.20 приведена фотография отпечатка лазерного пучка на термобумаге, полученного на расстоянии ~1 м от выходного зеркала. Для масштаба здесь приложены линейки длиной 30 см. Как видно из рис.5.20, плотность излучения максимальна в центре, несмотря на то, что СИОР зажигался в разрядном промежутке с высоким краевым усилением электрического поля. Данный факт подтверждает также результаты исследований распределения мощности излучения HF лазера по апертуре.

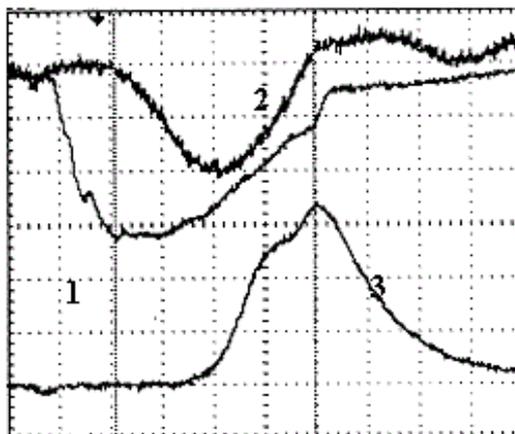


Рисунок 5.18 Осциллограммы импульсов напряжения на разрядном промежутке (1), разрядного тока (2), и импульса генерации (3). Развертка 100 нс/дел.

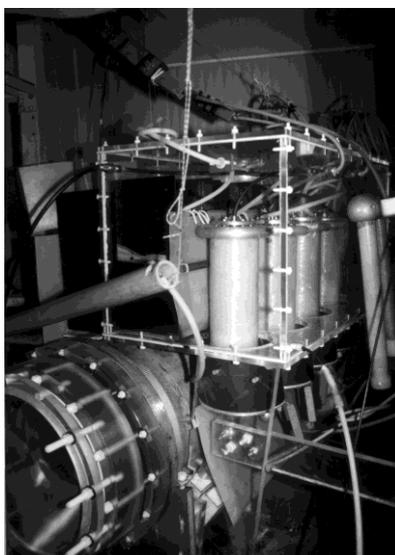


Рисунок 5.19 Фотография внешнего вида нецепного НЧ лазера с энергией излучения 400 Дж.

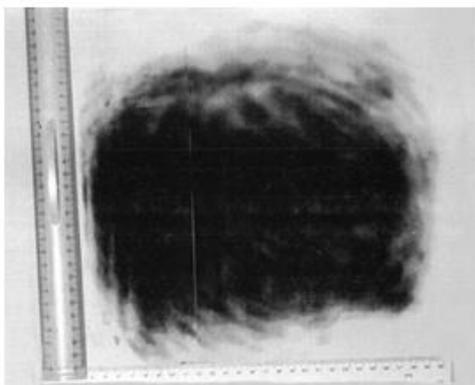


Рисунок 5.20 Фотография отпечатка лазерного пучка на термобумаге, полученная на расстоянии 1 м от выходного зеркала.

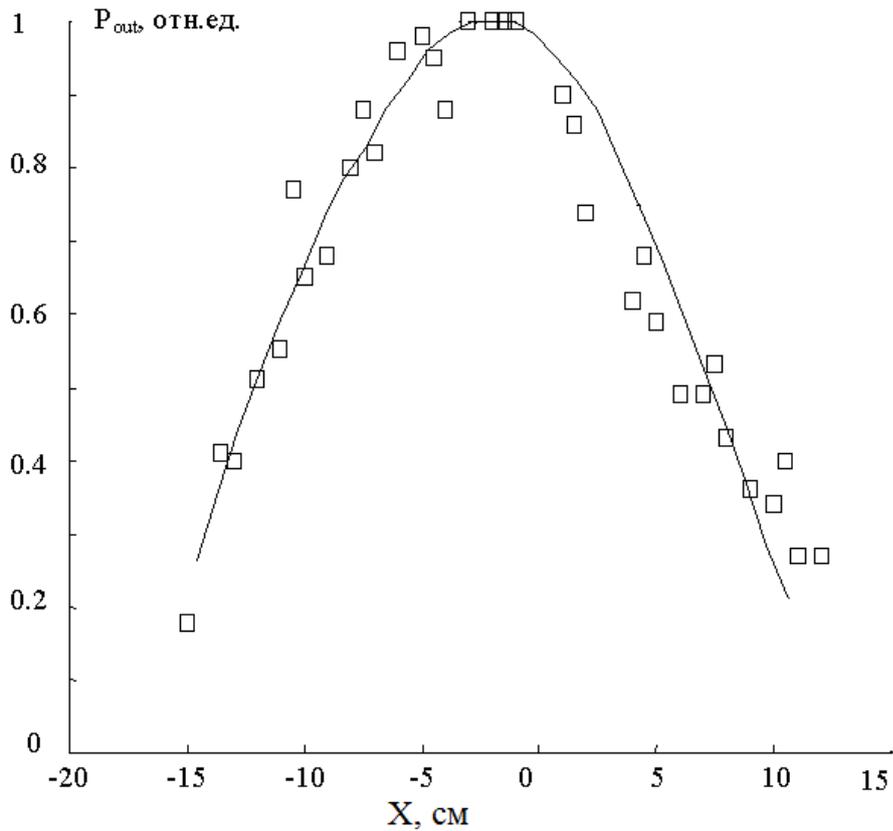


Рисунок 5.21 Распределение мощности излучения HF лазера (P_{out}) в плоскости, параллельной поверхностям электродов и проходящей через оптическую ось. Межэлектродное расстояние составляло $d=27$ см, схематическое изображение РП приведено на рис. 5.4.

На рис.5.21 показано распределение мощности излучения HF лазера (P_{out}) в плоскости, параллельной поверхностям электродов и проходящей через оптическую ось. Из рис.5.21 видно, что максимум мощности излучения HF лазера находится на оптической оси. Фотография СИОР, полученная на установке с межэлектродным расстоянием 27 см показана на рис.5.22 из этого рисунка видно, что максимум интенсивности свечения СИОР также находится на оптической оси (не смотря на высокое краевое усиление электрического поля в разрядном промежутке).

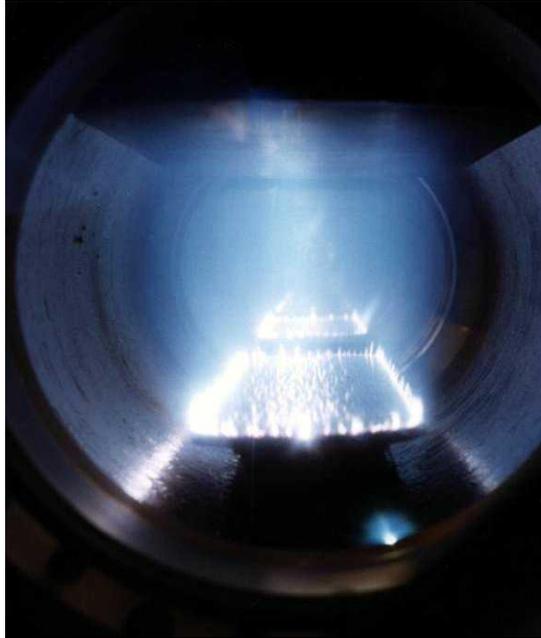


Рисунок 5.22 Фотография СИОР в нецепном HF лазере, межэлектродное расстояние $d=27$ см, разрядный объем ~ 60 л. Смесь $SF_6:C_2H_6=20:1$ при общем давлении 76 мм рт.ст.

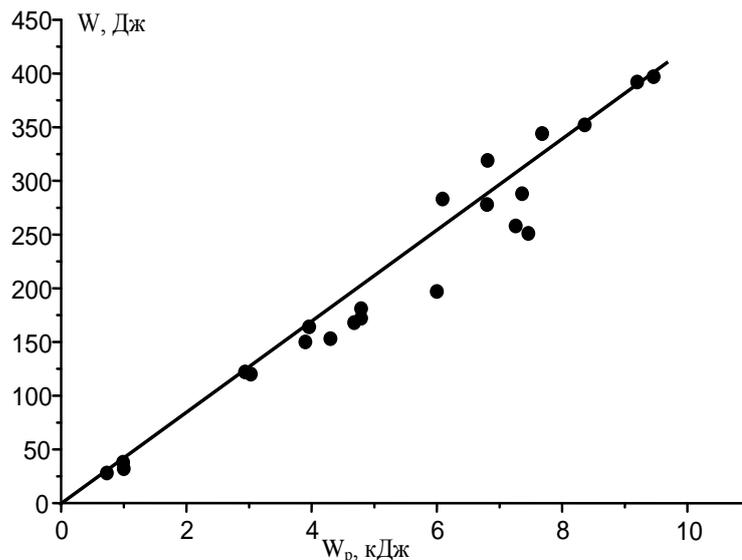


Рисунок 5.23 Зависимость энергии излучения нецепного HF лазера W от энергии W_p запасаемой в генераторе накачки

Естественный интерес представляет прогноз возможности дальнейшего увеличения энергии излучения лазера. На рис.5.23 представлена зависимость выходной энергии HF лазера W_{out} от энергии, запасенной в конденсаторах высоковольтного генератора W . На график рис.5.23 нанесены точки, полученные на установках с разными объемами активной среды. Видно, что все точки хорошо

укладываются на прямо пропорциональную зависимость с электрическим КПД $\approx 4\%$. Это позволяет прогнозировать возможность дальнейшего наращивания выходной энергии нецепного HF(DF) лазера на основе развитых нами методов и создания установок килоджоульного и более уровня.

В заключение настоящего раздела выделим еще раз условия, необходимые для получения СИОР в больших объемах смесей SF₆ - углеводороды (угледейтериды) и создания нецепных лазеров с большой энергией излучения:

- 1) на поверхности катода должны быть нанесены мелкомасштабные, ~ 50 мкм, неоднородности;
- 2) для согласования волнового сопротивления контура с сопротивлением плазмы разряда (при заданном межэлектродном расстоянии) давление смеси должно выбираться так, чтобы напряжение горения разряда, определяемое условиями пробоя промежутка в SF₆, было в 2 раза меньше подаваемого на РП напряжения;
- 3) при увеличении электрической энергии посредством увеличения емкости конденсаторов генератора при заданном его максимальном напряжении разрядный объем V должен увеличиваться, как $V_a \sim C^{3/2}$, где C – емкость генератора в ударе. При выполнении всех перечисленных условий необходимо также стремиться к максимально возможному уменьшению длительности ввода электрической энергии в плазму разряда.

5.4.3 И-П HF(DF) лазеры со средней мощностью свыше 1 кВт

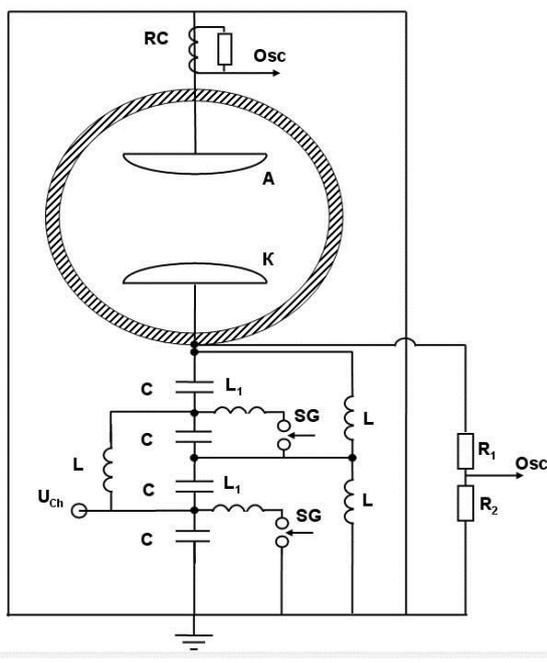
Общие подходы к проблеме зажигания СИОР в широкоапертурных HF(DF) лазерах, изложенные в предыдущем разделе были использованы при создании мощных И-П нецепных HF(DF) лазеров, создаваемых исследователями из других институтов. Для иллюстрации применения подходов, представленных в предыдущих разделах диссертации, в настоящем разделе кратко изложены основные результаты исследований нецепного электроразрядного HF лазера со средней мощностью свыше 1.3 кВт [163]. Данные работы выполнялись в НИЦ «Радуга» при участии сотрудников ИОФ РАН [163, 173].

Эксперименты проводились на лазерной установке, в которой РП лазера был образован двумя одинаковыми плоскими электродами из дюралюминия, скругленными по периметру радиусом $r=2$ см. Размеры плоской части поверхности электродов составляли 15×100 см. Межэлектродное расстояние составляло $d=15$ см. Электрод, служивший катодом, был подвергнут пескоструйной обработке с целью образования на его поверхности мелкомасштабных, ~ 50 мкм. Электроды размещались в стеклоэпоксидной трубе с внутренним диаметром 80 см и длиной 250 см симметрично относительно её оси. Рабочими средами лазера служили смеси $SF_6:C_2H_6=20:1$, $SF_6:(C_3H_8 \div C_4H_{10})=30:1$ и $SF_6:H_2=9:1$ с общим давлением $45 \div 75$ мм рт.ст. Смена рабочей среды в разрядном объеме обеспечивалась за счет циркуляции газа в замкнутом контуре, скорость потока в зоне разряда составляла 40 м/с. Специальные фильтры для поглощения наработанных в плазме СИОР молекул HF, не применялись, но величина бабластного объема более чем на 2 порядка превышала разрядный объем.

Резонатор лазера был образован медным зеркалом с радиусом кривизны $R=20$ м и плоскопараллельной пластиной из KCl. Зеркало устанавливалось в юстировочном узле, соединенном с разрядной камерой сильфоном. Плоскопараллельная пластина крепилась непосредственно на торце разрядной камеры. ГИН, служащий для формирования СИОР, состоял из 4-х одинаковых секций, подключенных параллельно к электродам разрядного промежутка медными шинами. Секции размещены в едином металлическом корпусе, заполненном SF_6 при атмосферном давлении.

Электрическая схема секции ГИН приведена на рис.5.24а. Генератор собран по схеме Фитча на малоиндуктивных конденсаторах $C=50$ нФ с номинальным напряжением 100 кВ марки КМК-100-50. Управляемые разрядники SG наполняются смесью $SF_6:N_2=1:10$ с избыточным давлением до 6 атм. Устройство разрядников позволяет производить пуски лазера продолжительностью до 60 с при частоте следования разрядных импульсов 20 Гц без замены в них газа. Зарядное напряжение U_{ch} в экспериментах варьировалось в пределах $U_{ch}=50 \div 75$

кВ. Экспериментально подбираемая индуктивность L_1 служит для согласования контура переворота напряжения на конденсаторе C с разрядным контуром. Резистивный делитель R_1, R_2 позволяет контролировать импульсное напряжение на РП. Через пояс Роговского RC проходит часть токоведущей шины. Такой метод контроля при большой ширине ошиновки (~ 1 м в рассматриваемой установке) не дает возможности точных измерений разрядного тока, но позволяет определить временное положение его максимума. Система синхронизации обеспечивала одновременный запуск 8-ми разрядников ГИН с точностью ± 10 нс.



б)

Рисунок 5.24 а) -Электрическая схема высоковольтного генератора (одна из четырех секций): RC – пояс Роговского; А – анод, К – катод; L, L_1 – индуктивности; SG – разрядник; C - конденсатор; R_1, R_2 – высоковольтный резистивный делитель напряжения; U_{ch} – зарядное напряжение; Osc – цифровой осциллограф. б) – фотография электродной системы через выходное окно разрядной камеры [173].

В результате проведенных в [163, 173] работ показана возможность реализации СИОР на смесях SF_6 с углеводородами в разрядном промежутке с высоким краевым усилением электрического поля без дополнительных мер стабилизации разряда как в импульсном, так и в И-П режиме. На рис. 5.25 показаны зависимости выходной энергии лазера от зарядного напряжения, полученные для смесей с различными донорами водорода. Максимальная энергия

генерации И-П лазера при частоте следования импульсов 20 Гц на смеси $\text{SF}_6:\text{C}_2\text{H}_6=20:1$ достигала $W_g=67$ Дж. Таким образом, средняя выходная мощность лазера составляла $\sim 1,3$ кВт [163, 173].

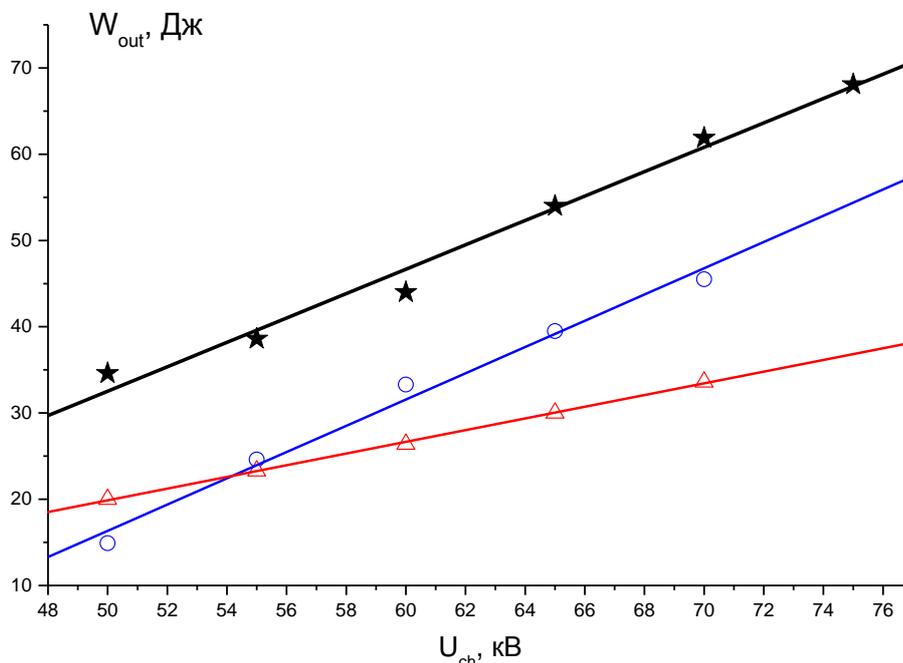


Рисунок 5.25 Зависимости энергии генерации лазера W_g от U_{ch} при использовании разных водородоносителей: X – смесь $\text{SF}_6:\text{C}_2\text{H}_6=20:1$; O - $\text{SF}_6:\text{C}_3\text{H}_8=30:1$; Δ - $\text{SF}_6:\text{H}_2=10:1$ [173].

5.5 Высокоэнергетические нецепные И-П HF(DF) лазеры с твердотельными генераторами накачки.

Возможности увеличения генерационных характеристик широкоапертурных И-П нецепных HF(DF) лазеров ограничены рядом технических проблем. Во-первых, конечно, это общая для высокоэнергетических И-П ТЕА-лазеров проблема обеспечения необходимой скорости газового потока в разрядных промежутках с большими габаритами. Другой важной проблемой является – трудности обеспечения стабильной коммутации больших энергий при работе в И-П режиме. Ограниченный ресурс газоразрядных коммутаторов является одним из главных факторов, сдерживающих развитие и сужающих сферу приложений электроразрядных лазеров [52]. Поэтому представляется актуальным поиск

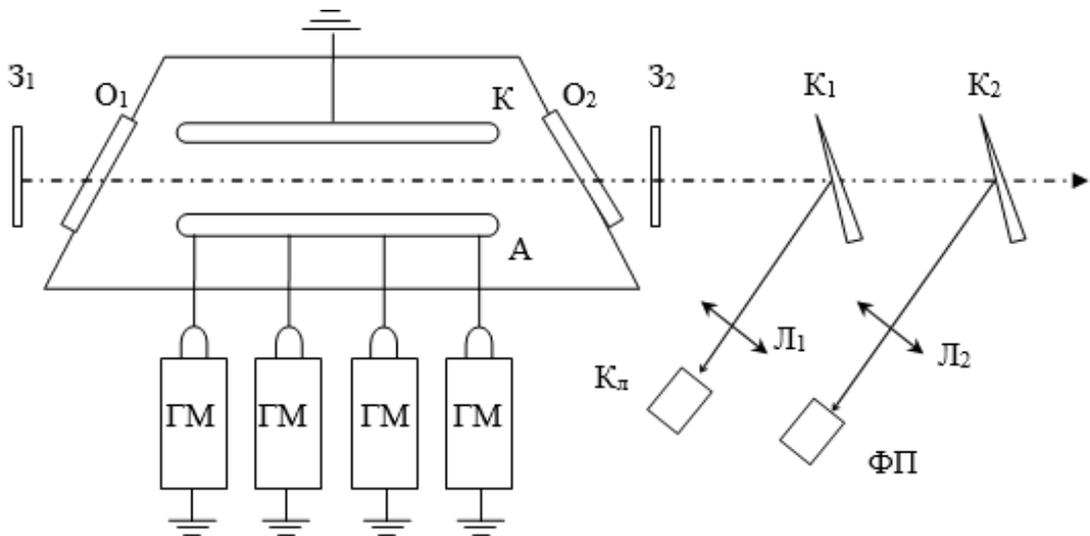
альтернативных методов коммутации, например, на базе твердотельных ключей [164, 176], обеспечивающих большой ресурс работы ГИН.

При величине коммутируемой электрической энергии до нескольких десятков джоулей и выходном напряжении генератора до ~ 100 кВ для формирования импульса накачки в И-П газовых лазерах с успехом используются относительно низковольтные твердотельные ключи в комбинации с повышающими трансформаторами, биполярные транзисторы с изолированным затвором [174] и тиратроны [175]. Применяются также схемы формирования высоковольтного импульса, в которых одновременно используются газоразрядный коммутатор и полупроводниковый прерыватель тока (SOS-диоды) в индуктивном накопителе [176, 177]. Большие успехи, достигнутые сегодня в области разработки мощных высоковольтных генераторов на основе твердотельных коммутаторов, позволяют надеяться на существенные успехи, которые возможны при их применении для накачки нецепных HF(DF) лазеров. В [164] впервые сообщалось о создании высокоэнергетического импульсного HF лазера с полностью твердотельным генератором накачки на основе ФИД-ключей (FID-switchers) [178]. Электрическая энергия, запасаемая в конденсаторах генератора, достигала ~ 1 кДж при напряжении холостого хода 240 кВ. Для иллюстрации перспектив применения генераторов накачки [178], в высокоэнергетических нецепных И-П HF(DF) лазерах, в настоящем разделе диссертации представлены результаты исследований, полученные сотрудниками РФЯЦ ВНИИЭФ при проведении совместных исследований (с участием сотрудников ИОФ РАН) высокоэнергетического нецепного И-П HF(DF) лазера с полностью твердотельным генератором накачки [165].

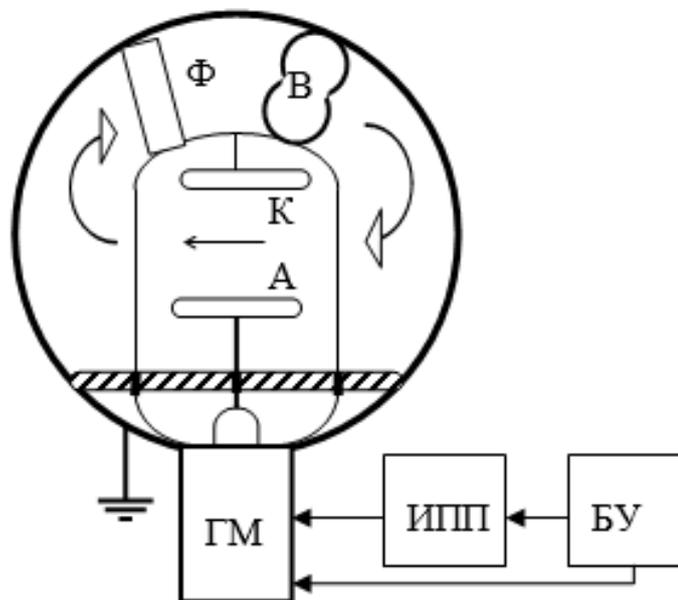
5.5.1 Экспериментальная установка

Принципиальная схема экспериментальной установки приведена на рис.5.26. СИОР зажигался между двумя одинаковыми дюралюминиевыми электродами при межэлектродном расстоянии 13 см. Никаких специальных мер для инициирования или стабилизации разряда не предпринималось. Резонатор

лазера был образован плоским зеркалом из Al и плоскопараллельной пластиной из CaF_2 . Энергия излучения измерялась пирозлектрической измерительной головкой Coherent J-50 MB-HE. Форма импульса излучения контролировалась фотоприемником фирмы «Vigo-system Ltd.» с временным разрешением ~ 1 нс.



а)



б)

Рисунок 5.26 Схема экспериментальной установки: а) – оптическая схема; б) – схема подключения генераторного модуля к электродам. Z_1 , Z_2 – зеркала резонатора; O_1 , O_2 – просветленные окна из CaF_2 ; K_1 , K_2 – клинья из CaF_2 ; L_1 , L_2 – линзы; $K_{\text{л}}$ – калориметр; ФП – фотоприемник; К – катод; А – анод; ГМ – генераторный модуль; Ф – фильтр; В – блок вентиляторов; ИПП – источник первичного питания; БУ – блок управления [165].

Рабочими средами служили смеси газов $\text{SF}_6:\text{H}_2$ и $\text{SF}_6:\text{D}_2$ при давлении $p=0,07-0,1$ атм. Прокачка газовой смеси через РП осуществлялась блоком вентиляторов. Для утилизации отработанных молекул $\text{HF}(\text{DF})$ в газодинамическом тракте были установлены кассеты с фильтрами [165]. Генератор накачки лазера, разработанный и изготовленный ЗАО НПО «Фид-Техника», состоял из трех основных блоков (рис.5.26): ИПП АС \Rightarrow DC со средней мощностью 25 кВт; блока управления (БУ); импульсного высоковольтного генератора накачки, в свою очередь состоящего из 4-х ГМ, которые подключались параллельно к электродам разрядного промежутка, как показано на рис.5.26а. На рис.5.26б приведена схема подключения отдельного ГМ. Модуль подключался через высоковольтные вводы в диэлектрической крышке разрядной камеры. Внутри камеры подключение к аноду осуществлялось рядом медных проводников (шинами обратного токоподвода) так, чтобы обеспечить минимальную индуктивность подводов при их прозрачности для газового потока [165].

ГМ были выполнены по схеме 54-х каскадного генератора Аркадьева-Маркса на основе твердотельных ФИД-ключей, имеющих время переключения ≤ 1 нс. Временная нестабильность включения ГМ по отношению к внешнему запуску не превышала 0.2 нс при изменении напряжения на выходе ГМ в диапазоне от 100 кВ до 240 кВ. Запуск ГМ осуществлялся импульсом напряжения с амплитудой 50 В и длительностью 100 нс. Суммарное собственное сопротивление ФИД-ключей при рабочем напряжении 240 кВ и токе ~ 10 кА в одном ГМ не превышает 1 Ом. Ключи в таком режиме имеют ресурс работы более 10^9 импульсов. Емкость в ударе каждого из 4-х ГМ составляла 7,6 нФ. Как и в [164], ГМ размещались в заполняемых трансформаторным маслом металлических контейнерах с габаритами 125 \times 35 \times 14 см. Обостряющие конденсаторы, подключаемые параллельно разрядному промежутку с целью уменьшения длительности тока, в отличие от [164], в данном варианте лазера не использовались. Уменьшение числа каскадов в ГМ позволило снизить индуктивность разрядного контура так, что

устойчивый СИОР в смесях $SF_6:H_2$ и $SF_6:D_2$ мог быть реализован при прямом подключении генератора накачки к электродам.

Максимальная электрическая энергия, запасаемая в конденсаторах генератора накачки, составляла ~ 900 Дж при максимальном выходном напряжении 240 кВ и максимальном допустимом токе (в режиме короткого замыкания) 80 кА. Генератор накачки был рассчитан на долговременную работу при частоте следования разрядных импульсов до 25 Гц.

В процессе экспериментов контролировались напряжение на разрядном промежутке U и разрядный ток I с помощью калиброванных резистивного делителя напряжения и малоиндуктивного шунта соответственно. Шунт включался в разрыв токоведущей земляной шины.

5.5.2 Экспериментальные результаты и их обсуждение

На рис.5.27 приведена фотография СИОР в разрядной камере, снятая при работе установки в режиме однократных импульсов на смеси $SF_6:H_2$ с давлением $p=0,09$ атм. Из рис.5.27 видно, что СИОР имеет достаточно однородную структуру, за исключением отдельных незавершенных плазменных каналов, длина которых не превышает 2 см. Вид СИОР в И-П режиме функционирования лазера (визуальное наблюдение) не отличался существенно от показанного на рис.5.27, поскольку скорость газового потока была достаточной для многократной смены газа в зоне разряда между импульсами при частоте следования импульсов 25 Гц.

На рис.5.28 приведены осциллограммы напряжения на разрядном промежутке U , тока через промежуток I и импульса генерации лазера P при напряжении холостого хода ГМ $U_g=240$ кВ и давлении смеси $SF_6:H_2$, $p=0,09$ атм. Длительности разрядного тока по уровню 0,1 и импульса генерации лазера по уровню 0,5 амплитудных значений составляют ~ 290 нс и ~ 180 нс, соответственно. При $U_g=240$ кВ, давлении $p=0,09$ атм и оптимизации соотношения концентраций компонентов удельный съем энергии лазерного излучения составил $W_{sp}=3,8$ Дж/л на HF и 3,4 Дж/л на DF [165]. В серии экспериментов на установке, описанной в

настоящем разделе, отсутствовала система, которая должна компенсировать убыль компонентов смеси, диссоциирующих в плазме СИОР. Поэтому пуски лазера (продолжительностью до 90 с) осуществлялись в [165] на смесях с повышенным содержанием $H_2(D_2)$.

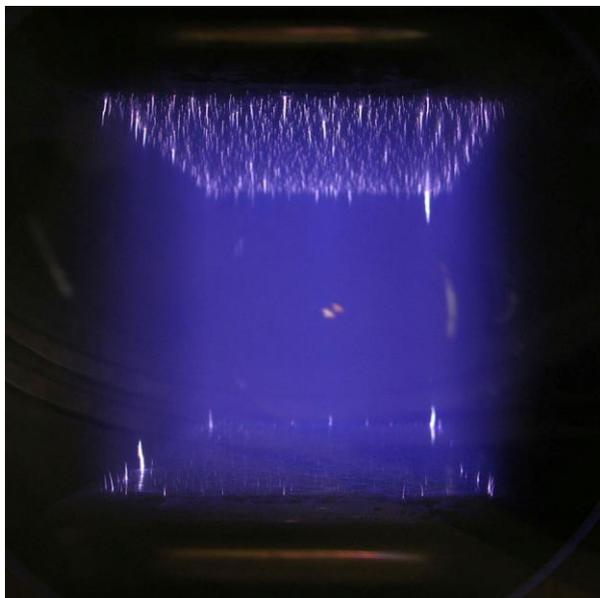


Рисунок 5.27 Фотография СИОР при $U_g=240$ кВ и давлении смеси $SF_6:H_2$, $p=0,09$ атм. Сверху – катод, снизу – анод [165].

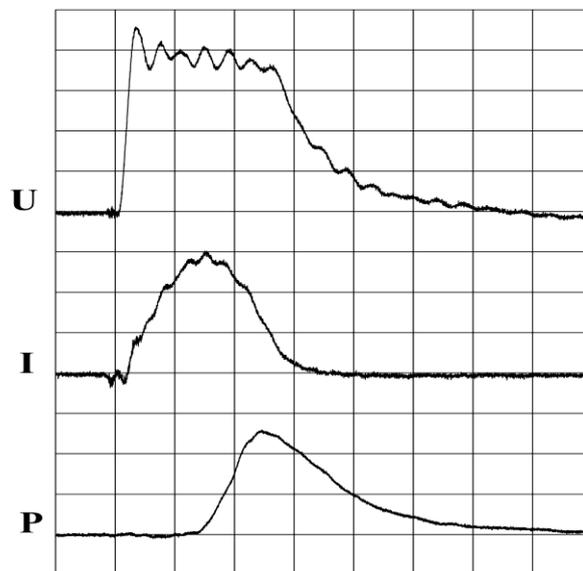


Рисунок 5.28 Осциллограммы напряжения на разрядном промежутке U , тока через промежуток I и импульса генерации лазера P при $U_g=240$ кВ и давлении смеси $SF_6:H_2$ $p=0.09$ атм. U – 27 кВ/дел, I – 15 кА/дел, P – относительные единицы, развертка – 100 нс/дел [165].

На рис.5.29 для иллюстрации приведены зависимости энергии излучения лазера W от номера разрядного импульса N в смесях с повышенным содержанием D_2 при частоте следования импульсов 25 Гц. Как видно из рис.5.32, энергия генерации увеличивается от начальной величины с ростом N , что связано с приближением отношения концентраций компонентов к оптимальному значению по мере их диссоциации. Резкий спад энергии при больших N в [165] объяснялся рассогласованием генератора накачки с плазменной нагрузкой из-за уменьшения напряжения горения СИОР, обусловленного уменьшением содержания SF_6 в смеси с одновременным накоплением менее электроотрицательных продуктов его

диссоциации. Однако анализ условий эксперимента позволяет сделать вывод, что спад энергии был обусловлен выгоранием водорода, поскольку в этих экспериментах лазер работал без смены смеси в камере.

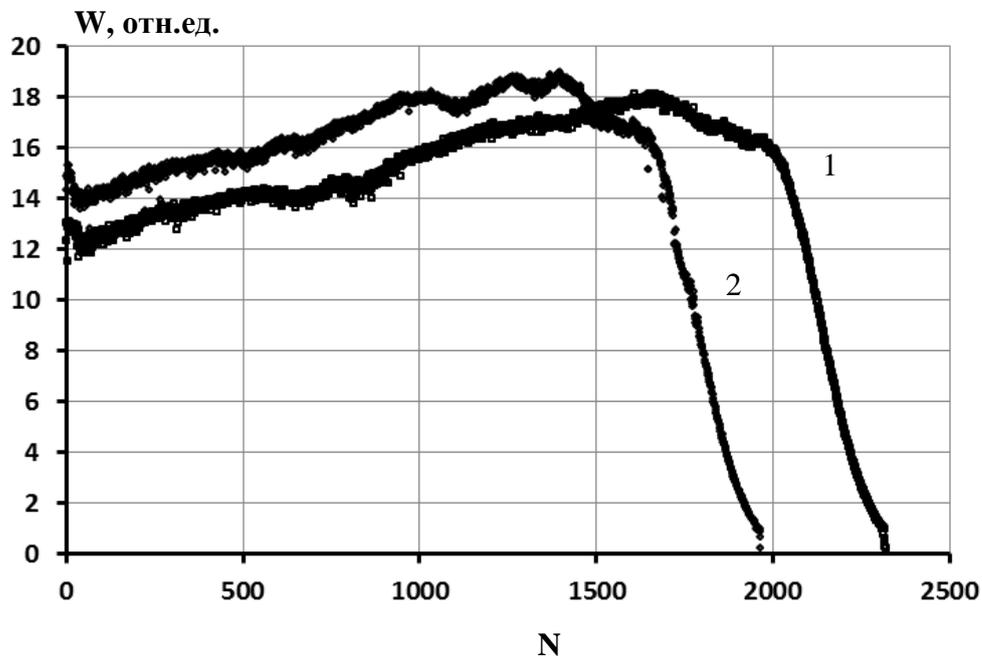


Рисунок 5.29 Зависимости энергии излучения лазера W от номера разрядного импульса N в смесях с повышенным содержанием D_2 при частоте следования импульсов 25 Гц и давлении смесей $p=0.1$ атм. 1 - $SF_6:D_2=7.5:2.5$, $U_g=225$ кВ. 2 - $SF_6:D_2=7:3$, $U_g=240$ кВ [165].

Следует заметить, что модульная структура генератора накачки позволяет увеличивать энергию излучения И-П лазера за счет простого увеличения количества подключаемых генераторных модулей (и, соответствующем увеличении разрядного объема). Таким образом, в [165] впервые продемонстрирована работа высокоэнергетического нецепного И-П HF(DF) лазера с полностью твердотельным генератором накачки.

Выводы к Главе 5

Результаты, полученные в главе 5, могут быть кратко сформулированы следующим образом:

1. Показана эффективность применения СИОР для инициирования нецепной реакции в газовых смесях $SF_6:H_2(D_2)$ и $SF_6:C_2H_6(C_6D_{12})$ с целью

создания импульсных и И-П широкоапертурных HF(DF) лазеров с высокой энергией в импульсе и хорошим качеством лазерного пучка. Продемонстрирована возможность масштабирования характеристик нецепного электроразрядного HF(DF) лазера и возможности создания эффективных И-П лазеров с высокой средней мощностью.

2. Обнаружение эффекта СИОР позволило более чем в 40 раз увеличить энергию генерации нецепных электроразрядных HF(DF) лазеров. Создан нецепной HF(DF) лазер, инициируемый объемным разрядом с энергией в импульсе ~410 Дж на HF и 325 Дж на DF при электрическом КПД соответственно 4,3 и 3,4%, длительность лазерного импульса по полувысоте составила при этом $\tau_{0,5} \sim 250$ нс.

3. На примере И-П электроразрядного HF(DF) лазера с полностью твердотельным генератором накачки на основе ФИД-ключей, созданного в ИЛФИ РФЯЦ ВНИИЭФ [165] продемонстрирована возможность улучшения эксплуатационных характеристик нецепных HF(DF) лазеров за счет применения модульной конструкции генератора накачки, собранного на основе твердотельных коммутаторов.

ГЛАВА 6. ПРИМЕНЕНИЕ НЕЦЕПНЫХ HF(DF) ЛАЗЕРОВ

Основные результаты, представленные в этой главе опубликованы в работах [187, 188, 194-198, 203-217].

6.1 Основные области применений нецепных HF(DF) лазеров (краткий обзор литературы)

В России на сегодняшний день созданы и работают самые высокоэнергетические и мощные нецепные И-П HF(DF) лазеры [161, 163, 165]. Например, средняя мощность установки, описанной в предыдущей главе, превышает 1,3 кВт. В [76,179] описаны HF(DF) лазеры, которые работают с частотой следования более 1 кГц, при этом они являются экологически безопасными и удобными в работе. С нецепными электроразрядными HF(DF) лазерами можно работать и в обычных физических лабораториях, и даже в медицинских центрах. В настоящее время этот тип лазеров с успехом применяется в различных приложениях [180-188, 190-198, 203-217]. Приведем несколько наиболее интересных, по нашему мнению, примеров применения нецепных HF(DF) лазеров, которые выполнялись в нашей лаборатории.

1) Лазерный поджиг горючих газовых смесей. Применение нецепного HF лазера для инициирования горения метано-воздушных и метано-кислородных смесей [187, 188] позволило исследовать динамику горения в этих смесях. Был обнаружен ряд эффектов, приводящих к многократному увеличению скорости горения. В частности, нами в [187] было установлено, что возбуждение лазерной искры в замкнутом цилиндрическом сосуде, заполненном стехиометрической метан-кислородной смесью, сопровождается аксиально распространяющейся волной химических реакций («волной неполного сгорания» или «первичной волной»), фиксируемой по слабому излучению в оптическом диапазоне. Непрерывно ускоряясь по мере отхода от искрового инициатора, волна горения достигает скоростей порядка $(4-5) \cdot 10^4$ см/с. Скорость эта существенно превосходит скорость волны горения в смеси $\text{CH}_4:\text{O}_2$ и заметно ниже скорости

детонационной волны. Через характерные времена задержки после кратковременного лазерного импульса ($\tau_{las} \approx 150$ нс), достигающие 500-700 мкс, наблюдалась почти одновременная во всём объёме камеры вспышка свечения, сопровождающее быстрое воспламенение газовой смеси. Заметим, теоретические исследования [189] также указывают на перспективность применения лазерного излучения с $\lambda \approx 3$ мкм для ускорения и интенсификации процесса воспламенения горючих смесей. Поиск методов интенсификации горения горючих газовых смесей является актуальной задачей в связи с проблемой создания эффективных и безопасных детонационных двигателей.

2) Взаимодействие излучения нецепного HF лазера с водой. Благодаря тому, что коэффициент поглощения в воде и других гидроксилсодержащих жидкостях для линий излучения HF лазера является чрезвычайно большим ($\sim 10^4$ см⁻¹), при воздействии излучения HF лазера на эти жидкости, достаточно легко обеспечить высокую скорость нарастания и величину удельного энерговклада, что приводит к появлению целого ряда эффектов, представляющих как практический, так и общефизический интерес [194-197]. Например, можно исследовать физику взрывного вскипания жидкости [194, 195] и генерации электрических сигналов [195, 196] или на основе анализа акустических сигналов изучать свойства вещества в сверхкритическом состоянии [194]. Воздействуя излучением нецепного HF лазера на поверхность воды нами была исследована природа возникновения электрического сигнала при взаимодействии лазеров ИК диапазона с поверхностью воды при плотностях потока излучения ниже порогов плазмообразования. Были зарегистрированы электрические сигналы с амплитудами более 10 В и получены зависимости амплитуд электрического сигнала от энергии лазерного излучения [195-197]. Измерены пороги объемного взрывного вскипания воды при тех же условиях фокусировки излучения. Установлена однозначная связь эффекта генерирования электрического сигнала с процессом объемного взрывного вскипания воды [194]. Было установлено, что в случае облучения открытой поверхности электрический сигнал генерируется в

результате объемного взрывного вскипания воды, сопровождающегося сбросом и разбрызгиванием ее поверхностного слоя, разрушением электрического слоя на поверхности и разлетом электризованной паро-капельной смеси (баллоэлектрический эффект). В случае облучения поверхности воды, закрытой прозрачной пластиной, генерирование электрического сигнала происходит за счет разделения зарядов при отрыве поверхности воды от поверхности пластины паровым пузырем, образующимся в результате объемного взрывного вскипания, и перемещения заряженной поверхности воды при расширении и сжатии парового пузыря. Основные преимущества применения нецепного НФ лазера в этих исследованиях – это простота экспериментальной установки и легкость управления условиями нагрева. Непосредственное воздействие лазерного излучения на поверхность жидкости дает возможность полностью исключить влияние на результаты исследований материала стенок сосуда, что, в свою очередь, позволяет обеспечить высокую воспроизводимость экспериментальных результатов.

Представляется весьма перспективным направлением исследование возможности обработки поверхности CVD-алмаза сверхкритической водой, которая создается при воздействии на обычную воду мощными импульсами излучения с $\lambda \sim 3$ мкм. Известно, что в сверхкритической воде растворяется алмаз и сапфир [199-200], при этом плотности мощности излучения нецепного НФ лазера необходимые для перевода воды в сверхкритическое состояние более чем на порядок меньше тех, которые используются в лазерных системах для обработки алмазных поверхностей (при создании различных текстурных рисунков – дифракционных решеток и т.п.). Воздействие лазерным излучением может осуществляться через поверхность алмазной пластины, поскольку они прозрачны в этой спектральной области - аналогично тому, как это проводилось нами в [198] (режим закрытой поверхности).

В [197] был рассмотрен вопрос об измерении показателя преломления в сферической волне методом Тёплера с двухсекционным фотодетектором. В

экспериментах нами было показано, что при облучении свободной поверхности воды импульсом HF-лазера в воде возбуждается упругая сферической волна с амплитудой, обратно пропорциональной пройденному расстоянию. Минимальное значение зарегистрированного градиента показателя преломления $\sim 3 \cdot 10^{-8} \text{ мм}^{-1}$. Абсолютная погрешность измерения показателя преломления $\sim 1.5 \cdot 10^{-8}$. Полученные чувствительность и точность измерения показателя преломления воды превосходят опубликованные ранее.

3) Оптическая накачка кристаллов $\text{Fe}^{2+}:\text{ZnS}$, $\text{Fe}^{2+}:\text{ZnSe}$, $\text{Fe}^{2+}:\text{CdSe}$, $\text{Fe}^{2+}:\text{ZnTe}$ и т.п. Спектр генерации HF(DF) лазера попадает в полосы поглощения кристаллов $\text{Fe}^{2+}:\text{ZnS}$, $\text{Fe}^{2+}:\text{ZnSe}$, $\text{Fe}^{2+}:\text{CdSe}$, $\text{Fe}^{2+}:\text{ZnTe}$ и может быть эффективно преобразован в более длинноволновое излучение среднего ИК диапазона спектра 3,5-6 мкм. Поэтому в последнее время в России и Китае ведутся интенсивные исследования в этом направлении [203-215]. Такие характеристики нецепных HF(DF) лазеров, как высокая импульсная мощность, возможность генерации с высокой частотой следования импульсов, высокое качество излучения и короткая длительность лазерного импульса позволили отработать технологии роста высококачественных поликристаллических образцов $\text{Fe}^{2+}:\text{ZnS}$, $\text{Fe}^{2+}:\text{ZnSe}$ с большими поперечными размерами и получить рекордные характеристики $\text{Fe}^{2+}:\text{ZnS}$ и $\text{Fe}^{2+}:\text{ZnSe}$ – лазеров [208, 209].

4) Исследование полупроводников [74]. Возможность получения мощной генерации в спектральной области 2.6-3 мкм (HF лазер) и 3.5-4.1 мкм (DF лазер) позволила использовать HF(DF) лазер в исследованиях взаимодействия лазерного излучения с полупроводниковыми материалами, которые проводились в ИОФ РАН [216, 217]. В [217] нами экспериментально исследовано прохождения излучения нецепного HF(DF) лазера через монокристаллы германия (Ge) с различной толщиной и удельным электрическим сопротивлением. На основе экспериментальных данных для спектра генерации HF(DF) лазера сделаны оценки коэффициента двухфотонного поглощения в Ge - $K_2=55 \pm 10 \text{ см/ГВт}$ для $\lambda=2,8 \text{ мкм}$. Результаты хорошо согласуются с теорией. В [216] нами была разработана

численная модель, которая с хорошей точностью описывает результаты эксперимента и позволяет рассмотреть динамику процесса в любой заданный момент времени в течение лазерного импульса. Показано, что для мощного лазерного излучения с длиной волны $\lambda=2,5-4 \text{ мкм}$ тонкие покрытия из Ge могут эффективно выравнивать распределение энергии по апертуре пучка. Исследовано влияние параметров лазерного импульса и распределения энергии по апертуре пучка на процесс прохождения излучения через кристалл германия. Полученные данные могут быть использованы при создании эффективных ограничителей мощности лазерного излучения диапазона 2,5-4 мкм.

В следующем разделе представлены наиболее интересные применения нецепных HF(DF) лазеров для создания перестраиваемых в спектральной области 3,7-5 мкм лазерных излучателей с высокой энергией в импульсе.

6.2 Возможности расширения спектра генерации HF(DF) лазера

Для различных практических применений излучения HF(DF) лазеров кроме повышения энергетических характеристик, актуальными задачами являются поиски возможности эффективного управления спектром генерации лазера и эффективных методов расширения его спектра генерации в длинноволновую область спектра, где нет мощных лазеров. Кроме поиска эффективных преобразователей частоты нецепного HF(DF) лазера в длинноволновую область спектра существует возможность увеличения доли энергии нецепного HF(DF) лазера, которая излучается на более низких частотах [3]. Действительно, вследствие ангармонизма молекулы HF(DF) энергия фотонов, излучаемых при переходе с соседних колебательно-вращательных уровней, уменьшается при повышении номера уровня HF(n). Т.е. при переходе с высоких уровней длина волны излучения будет больше. У типичного нецепного HF(DF) лазера практически вся энергия сосредоточена в спектральной области 2,7-3 мкм (HF лазер) и 3,6-4,1 мкм (DF лазер) [19]. Это, как правило, каскадные переходы с первых 3-4 колебательных уровней. Возможность управления спектром лазера в

этом диапазоне показана в [16]. Чтобы получить более длинноволновое излучение необходимо, чтобы в реакциях возникали молекулы, возбужденные до уровня 7 и выше. В работах [17, 18, 35] также указывалось на расширение спектрального диапазона генерации HF(DF) лазера при вариации состава рабочей среды. Если в качестве водородоносителя (RH) использовать молекулы с низкой энергией диссоциации, например, HI, то в спектре нецепного HF лазера также наблюдались линии с большой длиной волны, соответствующие переходам с высоких колебательных уровней (вплоть до $n=9$) [218, 219]. В экспериментах с DF лазером наблюдались длины волн в диапазоне $\lambda=4,74\div 4,88$, которые соответствовали колебательно-вращательным переходам с $n=9$ колебательного уровня на $n=8$ [3]. Однако заметим, не следует ожидать, что таким образом можно получить значительную долю энергии в длинноволновой области (с $\lambda>4,5$ мкм). Как уже отмечалось выше, генерация в HF лазере носит каскадный характер. Поэтому, даже если рассмотреть идеализированный вариант, когда в результате нецепной реакции мы получили все молекулы DF возбужденные до уровня $n=8$ (n - номер колебательного уровня), то искомое излучение, порождаемое переходом с 8 –го уровня на 7-й, будет составлять даже в идеальном случае величину меньшую 1/8 от всей энергии импульса. С учетом того, что устойчивость ОСР в смесях SF₆:DI существенно ниже, чем в чистом SF₆, приходится признать, что такой способ расширения спектра может представлять лишь теоретический интерес.

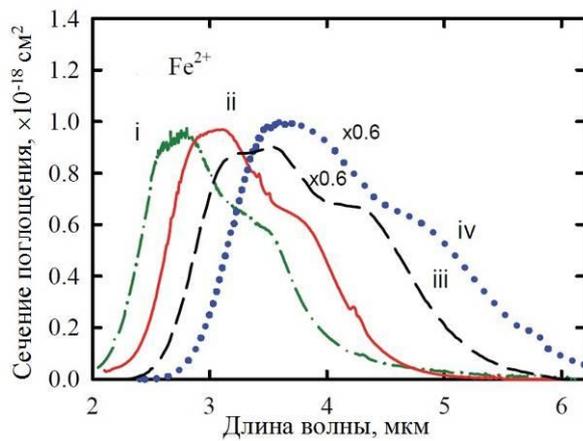
В [83] было теоретически показана возможность увеличения энергии генерации HF лазера на длинах волн с $\lambda>14$ мкм (генерация на вращательных переходах). В работах [84, 85] была экспериментально продемонстрирована возможность генерации на вращательных переходах в далекой ИК области спектра, но большая часть этих исследований проводилась на цепных лазерах [86]. По-видимому, достижение прогресса в этой области исследований при использовании нецепных электроразрядных лазеров - возможно, но на сегодняшний день в этом нет острой потребности. Наиболее перспективным, для практической реализации, в настоящее время, представляется применение

излучения нецепных HF(DF) лазеров для оптической накачки кристаллических структур халькогенидов, легированных ионами переходных металлов, например, $\text{Fe}^{2+}:\text{ZnS}$, $\text{Fe}^{2+}:\text{ZnSe}$, $\text{Fe}^{2+}:\text{ZnTe}$ и т.п., с целью получения мощной импульсной и И-П генерации в спектральном диапазоне 4-6 мкм. На этом направлении до 2014 года не было значительных успехов, несмотря на то, что были развиты технологии получения новых типов качественных кристаллических структур, пригодных для преобразования излучения HF(DF) лазеров. Например, современные технологии позволяют создавать большие кристаллы халькогенидов с апертурами более 4 см, легированные переходными металлами ($\text{Fe}^{2+}:\text{ZnS}$, $\text{Fe}^{2+}:\text{ZnSe}$ и $\text{Fe}^{2+}:\text{ZnTe}$), на которых можно получить генерацию в спектральной области 4-6 мкм [87-91]. Рассмотрим активные среды на основе халькогенидных кристаллических структур $\text{Fe}^{2+}:\text{ZnSe}$ и $\text{Fe}^{2+}:\text{ZnS}$ более подробно.

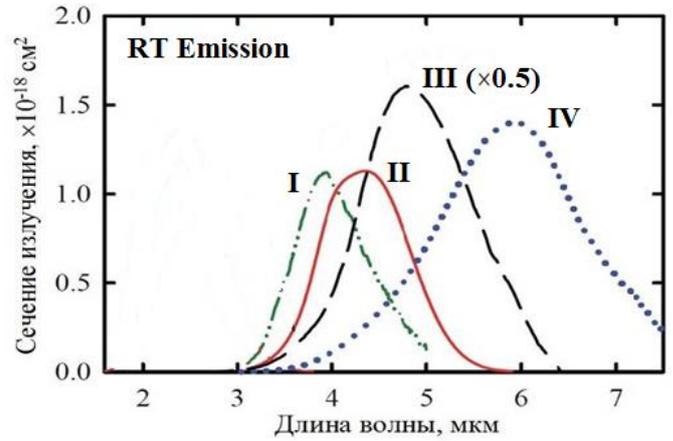
6.2.1 Кристаллы халькогенидов (ZnSe, ZnS), легированные ионами переходных металлов (Fe^{2+})

Для оптической накачки кристаллов $\text{Fe}^{2+}:\text{ZnSe}$ и $\text{Fe}^{2+}:\text{ZnS}$ обычно всегда использовались твердотельные лазеры на Er:YAG или Er:Cr:YSGG. Заметим параметры этих лазеров существенно уступают нецепным химическим HF(DF) лазерам [89]. Примечательно, что линии нецепного HF(DF) лазера, инициируемого ОСР попадают в область поглощения этих кристаллов и могут быть использованы для их эффективной оптической накачки.

На рис.6.1 показаны спектральные зависимости сечений поглощения и люминесценции иона Fe^{2+} в различных кристаллических структурах при комнатной температуре [91]. На рис. 6.2 показан типичный спектр генерации нецепного HF лазера, инициируемого ОСР, полученный на установке, описанной в предыдущем разделе. Из рис.6.1а и рис.6.2 хорошо видно, что спектр нецепного электроразрядного HF лазера целиком попадает в полосу поглощения иона железа Fe^{2+} в кристаллических матрицах - ZnS, ZnSe и CdSe, а спектр DF лазера (рис.1.5) хорошо поглощается в кристаллических структурах $\text{ZnSe}:\text{Fe}^{2+}$, $\text{CdSe}:\text{Fe}^{2+}$ и $\text{CdTe}:\text{Fe}^{2+}$.



а)



б)

Рисунок 6.1 Спектральные зависимости: а) сечения поглощения иона Fe^{2+} в матрице ZnS (i), ZnSe(ii), CdSe(iii) и CdTe (iv) при комнатной температуре; б) – сечения люминесценции иона Fe^{2+} в матрице ZnS (iv), ZnSe(v), CdSe(vi) и CdTe (vii), при комнатной температуре [91].

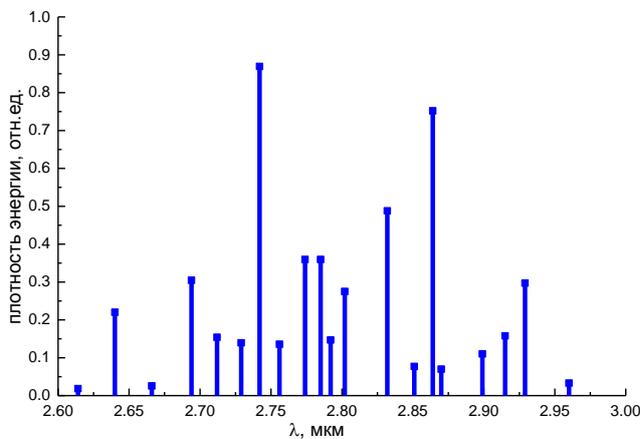


Рисунок 6.2 Относительная интенсивность линий генерации импульсного нецепного HF лазера, который применялся в экспериментах по оптической накачке кристаллов Fe:ZnSe и Fe:ZnS.

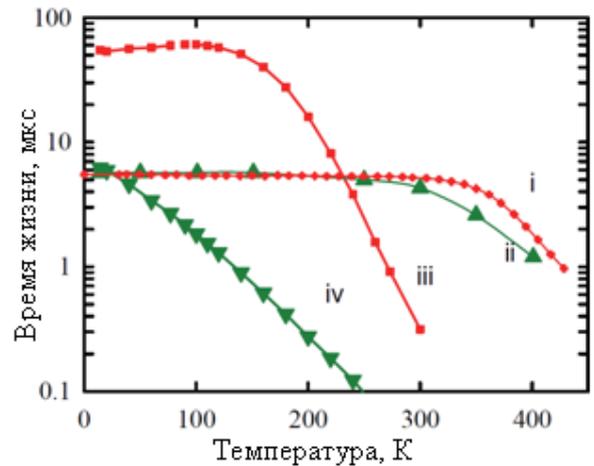


Рисунок 6.3 Зависимость времени жизни верхнего уровня от температуры в кристаллических структурах: (i) - Cr:ZnSe, (ii) - Cr:ZnS; (iii) - Fe:ZnSe, (iv) - Fe:ZnS [91].

На рис.6.16 показаны зависимости времени затухания люминесценции верхнего уровня ионов Fe (Cr) в матрицах ZnSe и ZnS от температуры, взятые из работы [91]. Из этого рисунка видно, что при комнатной температуре время

жизни верхнего уровня в кристаллической структуре Fe:ZnSe составляет $\tau_{ж} \sim 360$ нс. Заметим, что типичная длительность лазерного импульса в нецепных HF(DF) лазерах даже в HF лазере выходной энергией ~ 100 Дж, не превышает 350 нс. Поэтому очень перспективной выглядит возможность использования для оптической накачки кристалла Fe:ZnSe излучения нецепного электроразрядного HF лазера для получения лазерной генерации в спектральной области 4-5 мкм при комнатной температуре активного элемента. Следует заметить, что кроме высокой импульсной мощности и энергии нецепные HF(DF) лазеры, инициируемые ОСР, имеют еще одно важное преимущество перед твердотельными лазерами на Er:YAG или Er:Cr:YSGG, - это возможность работать с большими апертурами и высокое качество лазерного пучка. Данное обстоятельство чрезвычайно полезно при отработке технологии создания лазерных кристаллов. Действительно, как показывает опыт при создании новых кристаллических лазерных сред, производители кристаллов, не могут сразу добиться однородности характеристик кристалла по всему объему. Поэтому, когда пучок накачки маленький, необходимо сканировать малым пятном всю поверхность кристалла. При этом становится весьма затруднительно интерпретировать результаты лазерных экспериментов. Все еще более усугубляется, когда приходится охлаждать кристалл до криогенных температур. При этом полностью теряется возможность оперативной корректировки схемы эксперимента. При повреждении кристалла приходится совершать много дополнительных операций по монтажу, юстировке т.п. В результате, простейший эксперимент по сравнению лазерных характеристик двух образцов требует значительных временных затрат. Совсем другое дело, когда с кристаллом можно работать при комнатной температуре, без применения специальных устройств охлаждения кристалла и использовать для накачки лазерные пучки с размером более 3 мм. За счет большого размера пучка уже в одном эксперименте происходит усреднение параметров кристаллической структуры по апертуре пятна накачки. Поэтому, когда надо оперативно сравнить в одинаковых условиях

накачки несколько образцов кристаллических структур, то применение нецепных HF(DF) лазеров является более предпочтительным. Ниже представлены результаты исследований характеристик ZnSe:Fe^{2+} и ZnS:Fe^{2+} лазеров, возбуждаемых с помощью нецепного HF лазера.

6.2.2 Экспериментальная установка и методика измерений

На рис.6.4 показана схема экспериментальной установки. Методика исследований характеристик лазеров на образцах ZnSe:Fe^{2+} (ZnS:Fe^{2+}) подробно описана в [203-213]. Все исследования проводились при комнатной температуре активных элементов. Излучение нецепного электроразрядного HF лазера с длительностью импульса по полуамплитуде $\tau_{las} \sim 140$ нс, ослабляемое набором калиброванных светофильтров F, фокусировалось на поверхность образца сферической линзой L с фокусным расстоянием 45 см. Диаметр пятна излучения накачки на поверхности кристаллов в настоящих экспериментах варьировался в диапазоне $d=3.9 \div 14.5$ мм с помощью ирисовой диафрагмы D. Нецепной HF лазер работал в моноимпульсном режиме, его характеристики описывались в разделе 6.2.1. В условиях настоящих экспериментов накачка кристалла осуществляется на множестве линий в спектральном интервале $\lambda=2,7 \div 3,1$ мкм (см рис. 6.2), генерируемых в одном импульсе. На рис. 6.2 показан спектр генерации нецепного лазера, который использовался в этом эксперименте. Угол падения излучения накачки на поверхность кристалла составлял $\sim 20^\circ$. Кристаллы устанавливались в резонаторе так, чтобы их полированные грани были перпендикулярны оптической оси резонатора. Величины энергии падающего на образец излучения HF лазера, прошедшего через образец излучения и генерации твердотельных лазеров измерялись калориметрами C_1 и C_3 фирм «Gentec-EO» и «Molelectron» (C_2) соответственно. Резонатор ZnSe:Fe^{2+} лазера длиной $l_r=130 \div 180$ мм был образован вогнутым зеркалом M_1 (зеркало с золотым покрытием на подложке из кварца) с радиусом кривизны 0,5 м и плоским выходным зеркалом M_2 . В качестве выходного зеркала M_2 применялись плоскопараллельные пластины из CaF_2 с интерференционным покрытием, имевшие коэффициент отражения на длинах

волн $\lambda=4-5$ мкм $R=40\%$, $R=60\%$ и $R=80\%$, в некоторых экспериментах выходным зеркалом ZnSe:Fe^{2+} лазера служила пластина Si (коэффициент отражения $R\approx 50\%$). Для каждого образца кристалла проводилась оптимизация связи резонатора и подробные исследования зависимости выходной энергии ZnSe:Fe^{2+} (ZnS:Fe^{2+}) лазера от энергии накачки проводились с выходным зеркалом, на котором эффективность генерации достигала максимума. Вначале, исследования проводились при среднем диаметре пятна облучения на образце 3,9 мм, потом постепенно диаметр пятна увеличивался до тех пор, пока эффективность генерации ZnSe:Fe^{2+} (ZnS:Fe^{2+}) лазера не начинала снижаться из-за развития паразитной генерации [204], что является характерным явлением для дисковых лазеров [220].

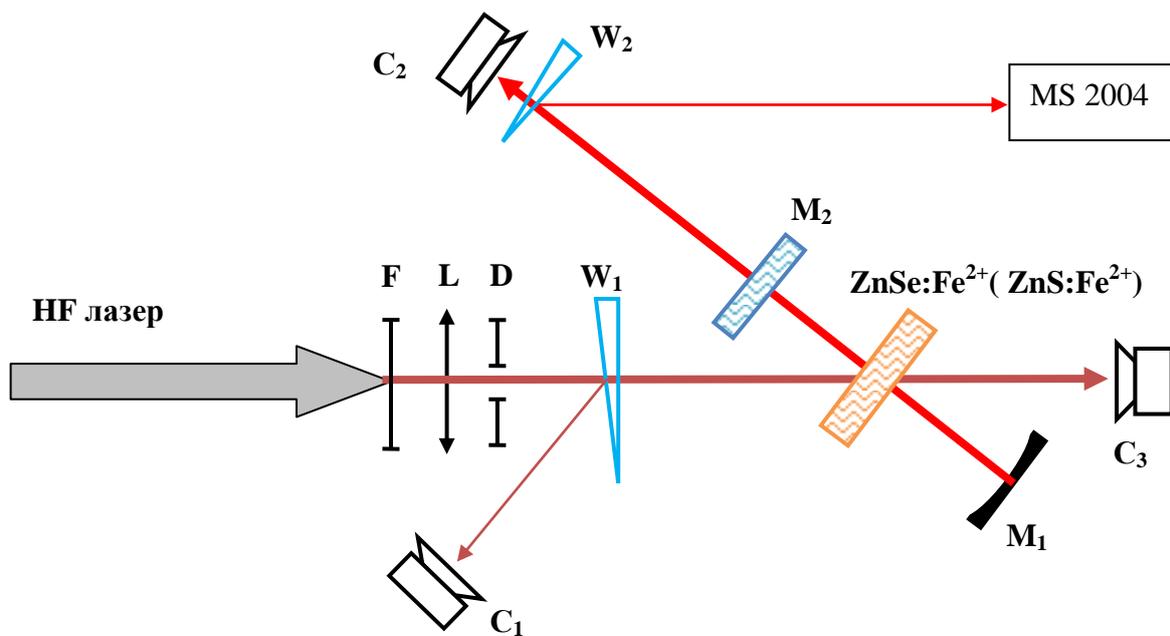


Рисунок 6.4 Схема эксперимента: M_1 , M_2 – зеркала резонатора; F – набор калиброванных ослабителей; L – сферическая линза; D – ирисовая диафрагма; W_1 , W_2 – оптические клинья из CaF_2 ; C_1 , C_2 , C_3 – калориметры, MS 2004 – монохроматор фирмы SOL instruments.

Спектры генерации ZnS:Fe^{2+} и ZnSe:Fe^{2+} лазеров снимались аналогично [206] с помощью монохроматора MS 2004 («SOL instruments») с дифракционными решетками 75, 150 и 300 штр/мм. На выходе монохроматора устанавливалась

линейка пироэлектрических фотоприемников APD марки HPL-256-500 (HEIMANN Sensor). Линейка содержала 256 пироэлектрических элементов с шириной приемной площадки 50 мкм, длина ее приемной части составляла 12,8 мм [205].

6.2.3 Образцы кристаллических структур, использовавшихся в экспериментах

В экспериментах на установке, описанной в предыдущем разделе, исследовались самые разные образцы кристаллических структур ZnSe:Fe^{2+} (ZnS:Fe^{2+}): монокристаллические легированные в процессе роста [210, 211]; монокристаллические легированные диффузией со стороны поверхности [26]; широкий класс поликристаллических активных элементов также легированных диффузией со стороны поверхности, которые создавались в ИХВВ РАН с учетом результатов исследований, проводившихся в нашей лаборатории. Среди активных элементов ZnSe:Fe^{2+} (ZnS:Fe^{2+}) лазеров, созданных в ИХВВ РАН в лаборатории Е.М.Гавришука были – поликристаллические структуры легирование, которых осуществлялось путем длительного отжига в ампулах [203-206]; образцы, подвергнутые длительной газостатической обработке [208, 209, 213]; керамические образцы, приготовленные методом горячего прессования; а также специально приготовленные структуры, в которых профиль легирования имел максимум внутри кристалла [204, 207] и т.п. Подробный анализ характеристик этих образцов и технологии их приготовления содержится в [212, 214].

6.2.4 Результаты экспериментов и их обсуждение

На рис.6.5 показаны типичные (для поликристаллических образцов с диффузионным легированием со стороны поверхности) зависимости пропускания T от плотности падающей на поверхность энергии излучения HF лазера W_{in} снятые при разных размерах пятна излучения накачки $a \times b$ (a – размер большой оси эллипса) на поверхности кристалла ZnSe:Fe^{2+} [204]. Эти зависимости получены в отсутствие генерации ZnSe:Fe^{2+} лазера (для этого зеркала резонатора закрывались рассеивающим экраном). Как видно из рис.6.5, характер пропускания

сильно зависит от размеров пятна. При относительно малых размерах пятна пропускание монотонно растет с ростом плотности энергии накачки, испытывая слабую тенденцию к насыщению (наблюдается, так называемое просветление образца). Увеличение пятна накачки приводит к насыщению пропускания при более низких плотностях энергии накачки. Такое поведение зависимости T от W_{in} , обусловлено развитием паразитной генерации (суперлюминесценции) при больших размерах пятна накачки [204, 209] в приповерхностном слое образца, где достигается максимальная величина коэффициента усиления активной среды, поскольку в этом слое концентрация легирующего компонента максимальна. При открытых зеркалах генерация вдоль оптической оси резонатора развивается быстрее, чем паразитная генерация в приповерхностном слое образца до тех пор, пока максимальный размер пятна, не достигает некоторого критического значения [204, 209].

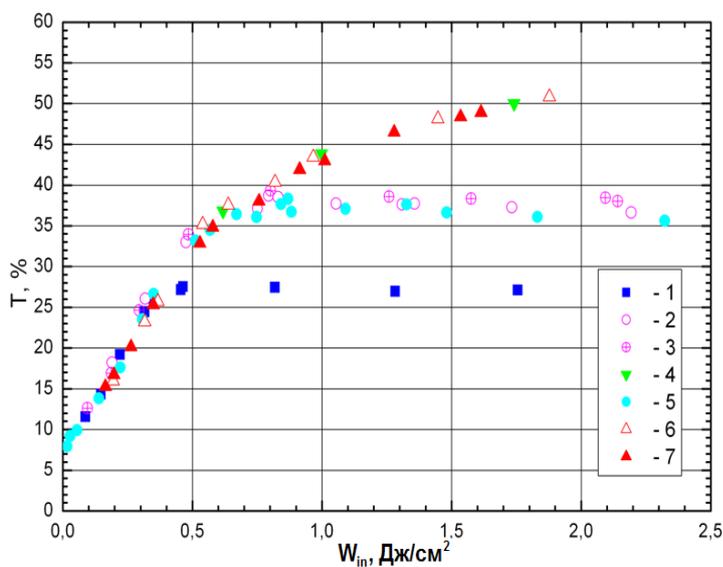


Рисунок 6.5 Зависимости пропускания T от плотности, падающей на поверхность энергии излучения НФ лазера W_{in} в отсутствии генерации при разных размерах пятна накачки: 1 - $a \times b = 7,6 \times 8,1$ мм; 2 - $a \times b = 6,6 \times 7$ мм; 3 - $a \times b = 6,3 \times 6,8$ мм; 4 - $a \times b = 5,3 \times 5,4$ мм; 5 - $a \times b = 6,3 \times 6,6$ мм; 6 - $a \times b = 4 \times 4,1$ мм; 7 - $a \times b = 2,6 \times 2,8$ мм [204].

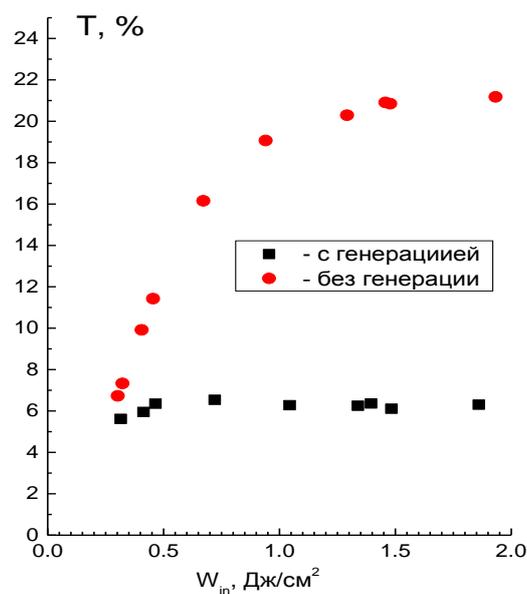


Рисунок 6.6 Зависимости пропускания T от плотности, падающей на поверхность энергии излучения НФ лазера W_{in} в отсутствии генерации и в условиях, когда зеркала $ZnSe:Fe^{2+}$ лазера открыты.

Следует заметить, что в присутствии генерации, заметно меняется пропускание исследуемого образца. На рис.6.6 показаны зависимости пропускания поликристаллической структуры ZnSe:Fe^{2+} в условиях когда есть генерация и когда ее нет (зеркала лазера закрыты). При этом рост поглощения излучения накачки в кристаллической структуре связан с увеличением плотности излучения генерации в этой же самой области поликристалла (возникает положительная обратная связь). Данное обстоятельство необходимо учитывать, чтобы избежать лучевых повреждений кристаллической структуры. В образце, в котором легированный слой тонкий (образец отжигался в ампуле всего 3 дня) срыв генерации при увеличении пятна накачки происходит заметно раньше, чем на образцах, где ионы железа успели продиффундировать на большие расстояния. На рис.6.7 приведены зависимости выходной энергии ZnSe:Fe^{2+} лазера от энергии HF лазера, поглощенной в образце, при разных диаметрах пятна накачки. Из этого рисунка видно, что срыв генерации происходит при диаметре пятна облучения всего 5,3 мм.

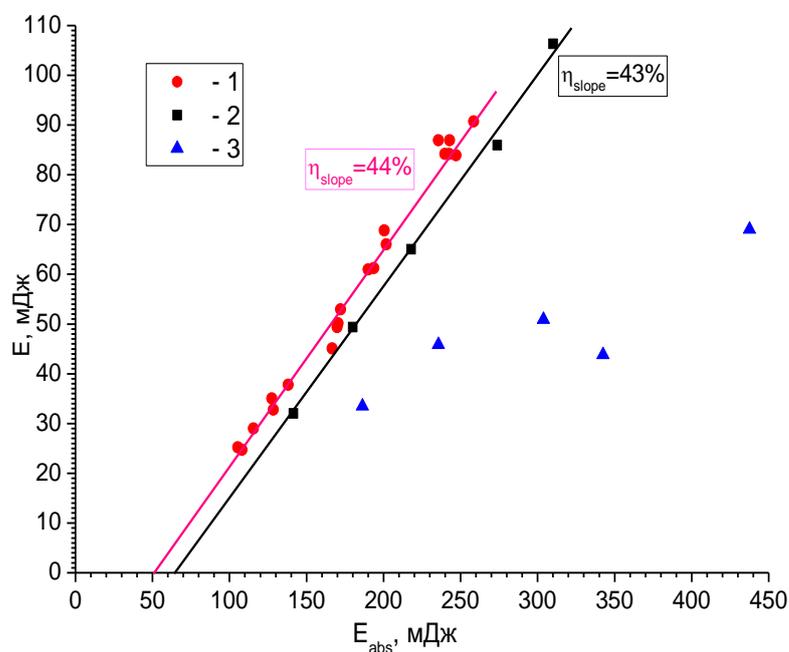


Рисунок 6.7 Зависимости энергии генерации ZnSe:Fe^{2+} лазера от энергии HF лазера, поглощенной в кристаллической структуре, при разных диаметрах пятна накачки: 1 – $d=3.9$ мм; 2 – $d=4.5$ мм; 3 – $d=5.3$ мм.

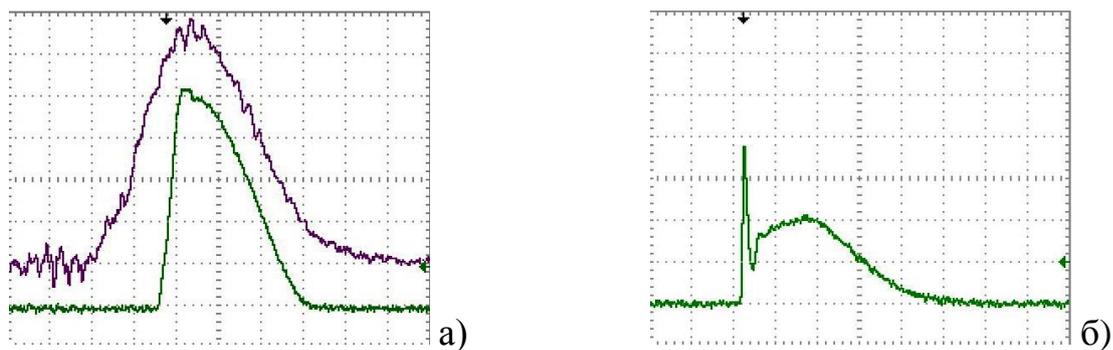


Рисунок 6.8 Осциллограммы импульсов генерации: а) - ZnS:Fe^{2+} (нижний луч) и HF (верхний луч) лазеры; б) - ZnSe:Fe^{2+} лазер. Развертка 50 нс/дел.

На рис.6.8а приведены осциллограммы импульсов генерации ZnS:Fe^{2+} и HF лазеров, а на рис.6.8б для сравнения приведена осциллограмма импульса генерации ZnSe:Fe^{2+} лазера, снятая при том же диаметре пятна и близкой величине поглощенной энергии. Соотношение амплитуд сигналов на рис.6.8 не отражает реального соотношения мощностей лазеров, амплитуды сигналов регулировались светофильтрами для удобства восприятия. Как видно из этого рисунка, импульс генерации ZnS:Fe^{2+} лазера имеет более затянутый передний фронт и заметно меньшую длительность, чем импульс генерации ZnSe:Fe^{2+} лазера. На нем также нет выраженного короткого и мощного переднего пика, характерного для импульса ZnSe:Fe^{2+} лазера при больших величинах плотности энергии накачки.

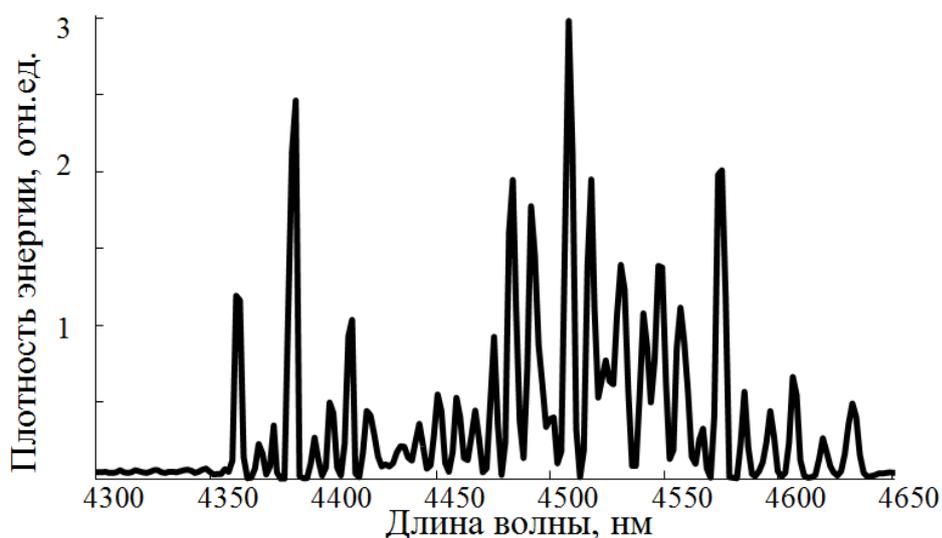


Рисунок 6.9 Спектр ZnSe:Fe^{2+} лазера при накачке поликристаллической структуры нецепным HF лазером. Решетка 150 штр/мм.

На рис.6.9 и рис.6.10 показаны типичные спектры генерации ZnSe:Fe^{2+} и ZnS:Fe^{2+} лазеров, которые наблюдались в условиях неселективного резонатора (см.рис.6.1). Распределения пиковой мощности и энергии по длине волны изменяются от импульса к импульсу при постоянной полной энергии генерации. В спектрах видна линейчатая структура, которая обусловлена сложной динамикой формирования поля излучения в резонаторе [221]. Ранее, в специальных экспериментах нами было установлено, что эта структура спектра не связана с наличием тонких пластинок, которые могли бы играть роль фильтра Фабри-Перо, или газовых примесей, которые в условиях эксперимента могли бы навязывать линейчатую структуру спектра генерации [213, 206]. Аналогичный вывод о природе линейчатого спектра генерации на поликристаллических халькогенидах, легированных ионами железа и хрома был сделан и другими группами исследователей [222, 223].

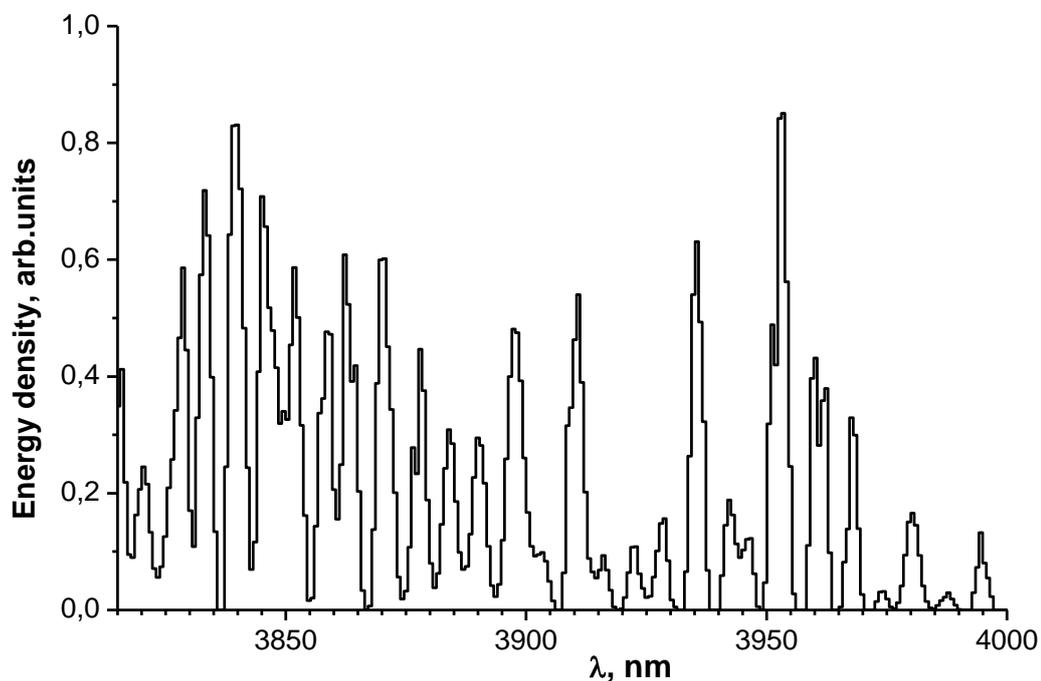


Рисунок 6.10 Спектр ZnS:Fe^{2+} лазера при накачке поликристаллической структуры нецепным HF лазером. Решетка 300 штр/мм.

Необходимо заметить, что показанные выше зависимости (рис.6.5-6.7) получены еще на первых образцах поликристаллов $\varnothing 20$ мм, легирование которых

осуществлялось в кварцевых ампулах, путем длительного отжига (несколько дней) в атмосфере аргона [203]. Как показали исследования [209], увеличение размеров поликристаллов и газостатическая обработка (при давлениях 1000 атм.) при высоких температурах ($T=1250^{\circ}\text{C}$) в графитовых контейнерах позволяет значительно улучшить лазерные характеристики, получаемых поликристаллических структур ZnSe:Fe^{2+} (ZnSe:Fe^{2+}). Дальнейшее совершенствование технологии создания таких поликристаллических структур позволило достигнуть рекордных параметров ZnSe:Fe^{2+} (ZnSe:Fe^{2+}) лазеров.

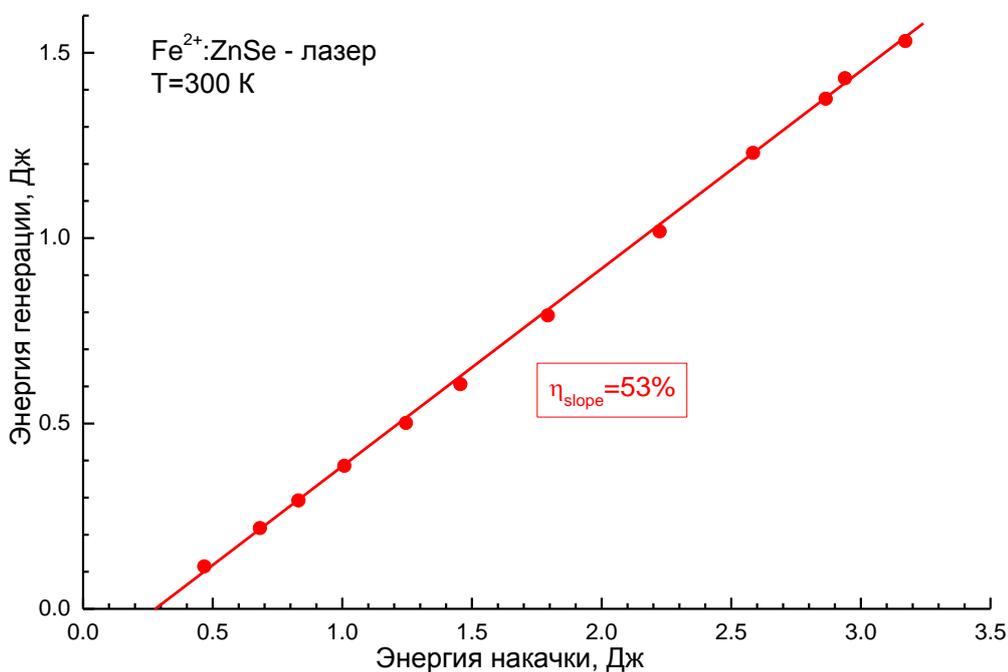


Рисунок 6.11 Зависимость энергии генерации ZnSe:Fe^{2+} лазера от поглощенной энергии HF лазера [209].

На рис. 6.11 и рис. 6.12 приведены, соответственно, зависимости выходной энергии $\text{Fe}^{2+}:\text{ZnSe}$ и $\text{Fe}^{2+}:\text{ZnS}$ лазеров от поглощенной энергии нецепного HF лазера. Как видно из этих графиков, несмотря на то, что эксперименты проводились при комнатной температуре, эффективность преобразования излучения нецепного HF лазера в поликристаллических образцах очень высокая, в настоящее время получены следующие результаты: $\text{Fe}:\text{ZnSe}$ лазер – энергия 1,53 Дж; дифференциальный КПД - 53%; полный КПД по поглощенной энергии - 48% (в спектральном диапазоне 4,3–4,8 мкм); $\text{Fe}:\text{ZnS}$ лазер – энергия 660 мДж;

дифференциальный КПД - 36%; полный КПД по поглощенной энергии - 26% (в спектральном диапазоне 3,7–4,0 мкм).

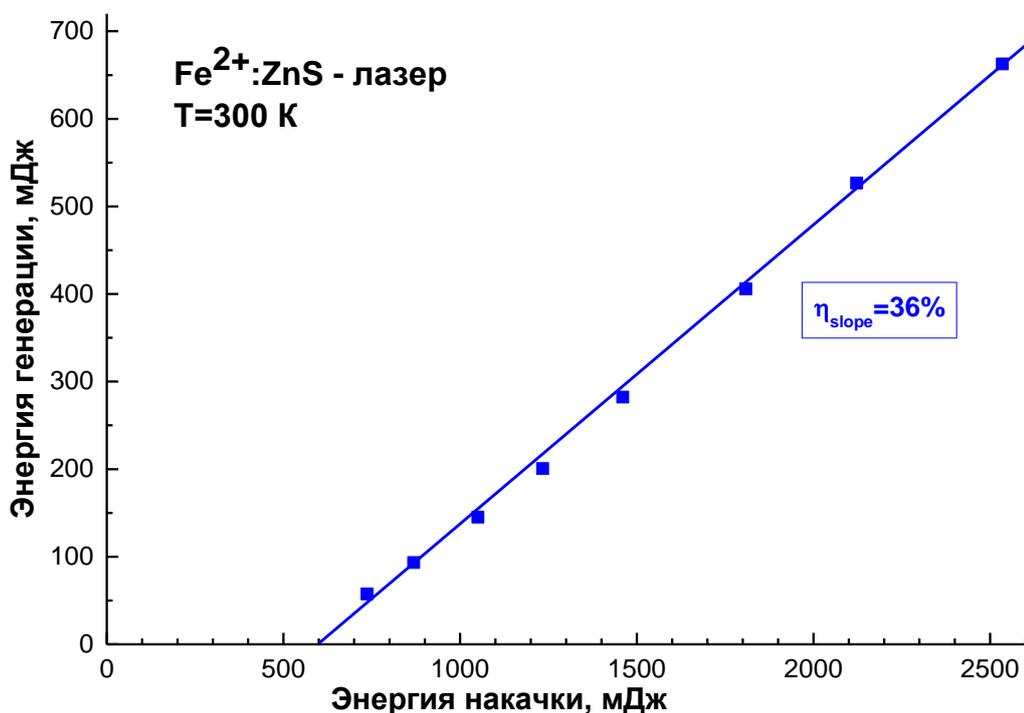


Рисунок 6.12 Зависимость энергии генерации ZnS:Fe²⁺ лазера от поглощенной энергии HF лазера [208].

В [213] был исследован мощный И-П Fe²⁺:ZnSe лазер, возбуждаемый излучением нецепного HF лазера, на котором была получена энергия генерации 1.67 Дж при КПД по поглощенной в поликристалле энергии ~43% и продемонстрирована работа в И-П режиме без использования специальных систем охлаждения образцов поликристалла. При частоте следования импульсов 20 Гц, получена средняя мощность излучения лазера ~20 Вт с энергией в отдельном импульсе ~1 Дж и полном КПД по поглощенной мощности ~40% [213].

6.2.5 Анализ результатов

Результаты исследований, представленных в настоящем разделе, а также работ других исследовательских групп [203-215] показывает, что нецепной HF(DF) лазер, инициируемый СИОР (ОСР) является универсальным и чрезвычайно удобным источником накачки для целого класса халькогенидных кристаллов, легированных ионами железа (возможны модификации с

дополнительным солегированием ионами Mn). Использование кристаллических матриц на основе ZnS, ZnSe, CdSe и CdTe, а также их модификаций, легированных ионами железа, позволит создавать лазерные системы, которые позволяют получать перестраиваемое в спектральном диапазоне 4-6 мкм мощное лазерное излучение. Примечательно, что в этих системах в качестве источника накачки будет использоваться один электроразрядный HF(DF) лазер. Важным преимуществом этого источника накачки, является возможность осуществлять накачку кристаллов при комнатной температуре активного элемента. (Для повышения эффективности можно осуществлять не глубокое охлаждение кристалла).

Выводы к главе 6

Показано, что излучение нецепного HF лазера позволяет осуществлять эффективную накачку кристаллов ZnSe и ZnS, легированных ионами железа без использования криогенных систем для охлаждения кристаллов. При комнатной температуре эффективность преобразования излучения нецепного HF лазера в поликристалле $Fe^{2+}:ZnSe$ может превышать 48%, т.е. достигает предельно возможного КПД при возбуждении кристалла 3-мкм лазерным источником. На основе исследований характеристик лазерных систем на $Fe^{2+}:ZnSe$ и $Fe^{2+}:ZnS$, возбуждаемых нецепным HF лазером, предложены физические основы для отработки технологии изготовления высококачественных халькогенидных активных элементов с большими поперечными размерами, в том числе и для получения активных элементов лазера (спектральный диапазон 4-5 мкм) на основе поликристаллов ZnSe и ZnS, легированных ионами железа.

При комнатной температуре поликристалла получены: $Fe^{2+}:ZnSe$ лазер – энергия 1.53 Дж; дифференциальный КПД - 53%; полный КПД по поглощенной энергии - 48% (в спектральном диапазоне 4.3–4.8 мкм); $Fe^{2+}:ZnS$ лазер – энергия 660 мДж; дифференциальный КПД - 36%; полный КПД по поглощенной энергии - 26% (в спектральном диапазоне 3.7–4.0 мкм).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате проведенных в диссертационной работе исследований, можно выделить следующие результаты. Впервые:

1. Обнаружена новая форма разряда — самоиницирующийся объемный разряд (СИОР), являющаяся формой объемного самостоятельного разряда (ОСР), получаемой без предыонизации в газовых смесях, содержащих сильно электроотрицательные многоатомные газы SF_6 , C_3F_8 , C_2HCl_3 и C_3H_7I . СИОР распространяется по промежутку перпендикулярно направлению приложенного электрического поля посредством образования диффузных плазменных каналов. Формирование СИОР достигается благодаря созданию на поверхности катода мелкомасштабных неоднородностей, значительно усиливающих локальное электрическое поле, и/или УФ-подсветке катода. Однородный по объему разрядного промежутка (РП) энерговклад в плазму СИОР реализуется за счет нестационарных самоорганизующихся процессов установления распределения плотности тока в диффузных каналах.

2. Показано, что эффект реализации СИОР связан с существованием механизмов ограничения плотности тока в диффузном канале. Установлено, что в газовых смесях нецепного HF(DF)-лазера основные физические процессы, обуславливающие данный механизм — это диссоциация SF_6 и других молекулярных компонентов смеси электронным ударом, а также электрон-ионная рекомбинация.

3. Проведены исследования электрических характеристик одиночного плазменного образования (диффузного канала) для количественного измерения эффекта ограничения плотности тока. Установлены критерии для качественной и количественной оценки влияния различных газовых добавок на устойчивость СИОР в газовых смесях на основе SF_6 .

4. Определены электрофизические свойства SF_6 и содержащих его смесей при высоких температурах на основе анализа осциллограмм тока и напряжения СИОР, зажигаемого в газе предварительно облученном излучением CO_2 -лазера.

Обнаружен существенный рост напряжения горения разряда с ростом температуры газа. Показано, что данный эффект обусловлен процессом прилипания электронов к колебательно-возбужденным молекулам. Получена температурная зависимость приведенной напряженности электрического поля $(E/N)_{cr}$ в SF_6 в диапазоне температур $T = 300–2300$ К.

5. Установлено, что нагрев SF_6 приводит к филаментации разряда и развитию плазменных неустойчивостей в объеме разрядного промежутка, а не с поверхности электродов. Показано, что наиболее вероятным механизмом контракции разряда в рабочих смесях нецепного HF(DF)-лазера является снижение скорости процесса электрон-ионной рекомбинации, который перестает компенсировать рост концентрации электронов за счет процессов их отрыва от отрицательных ионов.

6. Показано, что реализация СИОР позволяет значительно увеличить апертуру и разрядный объем нецепных HF(DF)-лазеров, повысить их надежность и ресурс работы. Созданы импульсные лазеры, инициируемые СИОР с межэлектродным расстоянием 27 см, объемом до 70 л и энергией излучения 410 Дж на HF и 330 Дж на DF с КПД 4,3% и 3,4% соответственно, а также нецепные импульсно-периодические HF лазеры со средней мощностью свыше 1 кВт.

7. Предложены и реализованы высокоэнергетические лазерные системы, работающие на основе оптически возбуждаемых с помощью нецепного HF(DF)-лазера кристаллических структур $ZnSe:Fe^{2+}$ и $ZnS:Fe^{2+}$ и излучающие при комнатной температуре в спектральном диапазоне 3,7–5 мкм. На поликристаллической структуре $ZnSe:Fe^{2+}$ получена энергия 1,53 Дж в спектральном диапазоне 4,3–4,8 мкм при КПД по поглощенной энергии 48%. На поликристаллической структуре $ZnS:Fe^{2+}$ получена энергия 660 мДж в спектральном диапазоне 3,7–4 мкм при КПД по поглощенной энергии 26%.

СПИСОК ИСПОЛЬЗУЕМЫХ В ДИССЕРТАЦИИ СОКРАЩЕНИЙ

ОСР – объемный самостоятельный разряд

СИОР – самоиницирующийся объемный разряд

РП – разрядный промежуток

КПД – коэффициент полезного действия

ХЛ – химический лазер

КП – катодные пятна

И-П – импульсно-периодический

УФ – ультрафиолетовый

ИК - инфракрасный

ВАХ – вольтамперная характеристика

ФЭУ – фотоэлектронный умножитель

ЭУ процесс – процесс отрыва электрона от отрицательного иона электронным ударом

ЭИР – электрон-ионная рекомбинация

ГИН – генератор импульсных напряжений

ГЗИ – генератор задержанных импульсов

ВФ – волновой фронт

ПК – персональный компьютер

ГМ – генераторный модуль

ИПП – источник первичного питания

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Gross R. W. F., Bott J. F. Handbook of chemical lasers //New York, Wiley-Interscience, 1976. 754 p. – 1976.
2. Справочник по лазерам /Под ред. А.М. Прохорова. – М.: Сов. радио, 1978.
3. Башкин А.С., Игошин В.И., Ораевский А.Н., Щеглов В.А. Химические лазеры. – М.: Наука, 1982.
4. Apollonov V.V. High power lasers in our life. – Nova, 2016.
5. Lillesand T., Kiefer R. W., Chipman J. Remote sensing and image interpretation. – John Wiley & Sons, 2014.
6. Cook J. High-energy laser weapons since the early 1960s// Optical Engineering. – 2012. – V. 52. - №2. – P. 021007.
7. Perram G.P., Marciniak M.A. and Goda M. High energy laser weapons: technology overview// Proc. SPIE. – 2004. – V. 5414. – P. 1–25.
8. Борейшо А.С. Мощные мобильные химические лазеры// Квантовая электроника. – 2005. – Т. 35. – №5. – С. 393-406.
9. Аблеков В.К., Денисов Ю.Н., Прошкин В.В. Химические лазеры. – М.: Атомиздат, 1980.
10. Deutsch T.F. Molecular laser action in hydrogen and deuterium halides// Applied Physics Letters. – 1967. – V. 10. – P. 234.
11. Компа К.L. and Pimentel G.C. Hydrofluoric Acid Chemical Laser// The Journal of Chemical Physics. – 1967. – V. 47. – P. 857.
12. Елецкий А.В. Процессы в химических лазерах// УФН – 1981. – Т. 134. – №2. – С. 237-278.
13. Бортник И.М. Физические свойства и электрическая прочность элегаза. – М.: Энергоатомиздат, 1998.
14. Баранов В.Ю., Высикайло Ф.И., Демьянов А.В., Малюта Д.Д., Толстов В.Ф. Параметрические исследования импульсного нецепного HF-лазера // Квантовая электроника. – 1984. – Т. 11. – № 6. – С. 1173-1178.

15. Agroskin V.Y., Bravy B.G., Chernyshev Y.A., Kashtanov S.A., Kirianov V.I., Makarov E.F., Papin V.G., Sotnichenko S.A., Vasiliev G.K. Aerosol sounding with a lidar system based on a DF-laser // *Appl. Phys. B.* - 2005. – V. 81. - №8. – P. 1149–1154.
16. Гордон Е.Б., Матюшенко В.И., Надхин А.И., Сизов В.Д., Сулеменков И.В. Управление спектральным составом излучения мощного импульсного химического HF-лазера // *Химическая Физика.* – 1993. Т. 12. - №10. – С. 1359.
17. Obara M., Fujioka T. Pulsed HF Chemical lasers from Reactions of Fluorine Atoms with Benzene, Toluene, Xylene, Methanol, and Acetone// *Jap. J. Appl. Phys.* – 1975. - V. 14. - №8. – P. 1183-1187.
18. Green W.H., Lin M.C. Pulsed Discharge Initiated Chemical Lasers. III. Complete Population Inversion in HF// *The Journal of Chemical Physics.* – 1971. – V. 54. – P. 3222.
19. Ломаев М.И., Панченко А.Н., Панченко Н.А. Спектральные характеристики излучения нецепных HF(DF)-лазеров с накачкой объемным разрядом// *Оптика атмосферы и океана.* – 2014. – Т. 27. - №4. – С. 341-345.
20. **Казанцев С.Ю. Широкоапертурные HF(DF) лазеры, инициируемые объемным самостоятельным разрядом. Диссертация канд. физ.-мат. наук. 01.04.21/ М., 2002. – 150 с.**
21. Баграташвили В.Н., Князев И.Н., Кудрявцев Ю.А., Летохов В.С. Электрохимический HF-лазер высокого давления// *Письма в ЖЭТФ.* – 1973. – Т. 18. - №2. – С. 110-113.
22. Papagiakoumou B., Papadopoulos D.N., Makropoulou M., Khabbaz M. G., Serafetinides A.A. Pulsed HF laser ablation of dentin// *Proc. SPIE.* – 2005. – V. 5777. – P. 978-981.
23. Izatt J., Sankey N., Partovi F. Ablation of calcified biological tissue using pulsed HF laser radiation // *IEEE J. Quantum Electronics.* – 1990. – V. 26. – P. 2261-2269.
24. Фурзиков Н.П. Природа абляции роговицы и кожи ИК лазерным излучением// *Квантовая электроника.* – 1991. – Т.18. - № 2. – С. 250–253.

25. Wolbarsht M.L. Laser Surgery: CO₂ or HF // IEEE J. Quantum Electronics. – 1984. – V. 20. – P. 1427.
26. Великанов С.Д., Данилов В.П., Захаров Н.Г., Ильичев Н.Н., Казанцев С.Ю., Калинушкин В.П., Кононов И.Г., Насибов А.С., Студеникин М.И., Пашинин П.П., Фирсов К.Н., Шапкин П.В., Щуров В.В. Лазер на кристалле ZnSe:Fe²⁺ с накачкой излучением нецепного электроразрядного HF-лазера при комнатной температуре // Квантовая электроника. – 2014. – Т. 44. – №2. – С. 141-144.
27. Баранов В.Ю., Высикайло Ф.И., Демьянов А.В., Кочетов И.В., Малюта Д.Д., Толстов В.Ф. Исследование спектрально временных и энергетических характеристик импульсного химического нецепного HF-лазера. М.: ЦНИИАТОМИНФОРМ, препринт ИАЭ. – 1983. - 3780/14, 31 с.
28. Jones C.R., Buchwald M.I. Ammonia laser optically pumped with an HF laser// Optics Communications. – 1978. – V. 24. – P. 27.
29. Evans D.K., Robert D. McAlpine, McClusky F.K. Laser isotope separation and the multiphoton dissociation of formic acid using a pulsed HF laser // Chemical Physics. – 1978. – V. 32. – P. 81-91.
30. Федотов О.Г., Фомин В.М. Электроразрядный химический HF-лазер – высококогерентный источник для ИК-голографии. Перспективы практического применения// Журнал технической физики. – 2018. – Т. 88. - №2. – С. 258-264.
31. Lazarenko V.I., Velikanov S.D., Pegoev I.N. Sinkov S.N. and Frolov Yu.N. Analysis of DF laser applicability to SO₂ remote sensing in the atmosphere // Proc. SPIE. – 2001. – V. 4168. – P. 232–235.
32. Великанов С.Д., Елутин А.С., Кудряшов Е.А., Пегоев И.Н., Синьков С.Н., Фролов Ю.Н. Применение DF-лазера для анализа углеводородов в атмосфере// Квантовая электроника. – 1997. – Т. 24. - № 3. – С. 279–282.
33. Jensen R.J., Rice W.W. Electric discharge initiated SF₆-H₂ and SF₆-HBr chemical lasers// Chemical Physics Letters. – 1970. – V. 7. – P. 627-629.

34. Jacobson T.V., Kimbell G.H. Transversely pulse-initiated chemical lasers: Atmospheric-pressure operation of an HF laser // *Journal of Applied Physics*. – 1971. – V. 42. – P. 3402-3405.
35. Jacobson T.V., Kimbell G.H. WC 8 Parametric studies of pulsed HF lasers using transverse excitation// *IEEE J. Quantum Electronics*. – 1973. – V. 9. – P. 173-181.
36. Запольский А.Ф., Юшко К.Б. Электроразрядный лазер на смеси SF₆ - H₂ с накачкой от индуктивного накопителя // *Квантовая электроника*. – 1979. – Т. 6. – С. 408.
37. Wlodarczyk G. A Photopreionized Atmospheric Pressure HF Laser// *IEEE J. Quantum Electronics*. – 1978. – V. 14. – P. 768-771.
38. Midorikava M., Sumida S., Sato Y., Obara M., Fujioka T. An UV preionised self sustained discharge HF/DF laser // *IEEE J. Quantum Electronics*. – 1979. – V. 15. – P. 190.
39. Anderson N., Bearpark T., Scott S.J. An X-ray preionised self sustsined discharge HF/DF laser// *Applied Physics B*. – 1996. – V. 63. – P. 565-573.
40. Voigner F., Gastaund M. Improved performance of a double discharge initiated pulsed HF chemical laser// *Applied Physics Letters*. – 1974. – V. 25. – P. 649.
41. Pummer H., Breitfeld W., Welder H., Klement G., and Kompa K.L., Parameter study of 10-J hydrogen fluoride laser// *Applied Physics Letters*. – 1973. – V. 22. – №7. – P. 319.
42. Puech V., Prigent P., Brunet H., High-Efficiency, High-Energy Performance of a Pulsed HF Laser Pumped by Phototriggered Discharge// *Applied Physics B*. – 1992. – V. 55. – P. 183-185.
43. Мак-Даниэль И., Ниген У. Газовые лазеры. – М.: Мир, 1986. – 548 с.
44. Королев Ю.Д., Месяц Г.А. Физика импульсного пробоя газов. – М.: Наука, 1991. – 224 с.
45. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. – М.: Наука, 1991. – 536 с.

46. Бычков Ю.И., Королев Ю.Д., Месяц Г.А. Импульсный разряд в газе в условиях интенсивной ионизации электронами // УФН. – 1978. – Т. 126. – №3. – С. 451-475.
47. Месяц Г.А., Королев Ю.Д. Объемные разряды высокого давления в газовых лазерах// УФН. – 1986. – Т. 148. - №1. – С. 101-122.
48. Осипов В.В. Самостоятельный объемный разряд // УФН. – 2000. – Т. 170. – №3. – С. 225-245.
49. Словецкий Д.И., Дерюгин А.А. Функции распределения электронов по энергиям и взаимодействие электронов с многоатомными фторсодержащими газами: В кн. Химия плазмы. Вып.13. Под ред. Б.М.Смирнова – М.: Энергоатомиздат. – 1987. – С. 240-277.
50. Гордон Е.Б., Матюшенко В.И., Репин П.Б., Сизов В.Д. Энергетическая цена образования атомов фтора в импульсном электрическом разряде // Химическая физика. - 1989. – Т. 8. – № 9. – С. 1212.
51. Башкин А.С., Ораевский А.Н., Томашев В.Н., Юрышев Н.Н. Об энергозатратах на образование атомов фтора при диссоциации фтора и фторидов электронным пучком // Квантовая электроника. – 1983. – Т. 10. – С. 428.
52. Хомич В.Ю., Ямщиков В.А. Основы создания систем электроразрядного возбуждения мощных CO_2 , N_2 и F_2 -лазеров. – М.: Физматлит. 2015, 168 с.
53. Бурцев В.А., Водовозов В.М., Дашук П.Н., Кулаков С.Л., Прокопенко В.Ф., Фомин В.М., Челноков Л.Л. Об одновременном формировании объемного и скользящего разрядов наносекундной длительности применительно к накачке газовых лазеров // Тезисы докладов VII Всесоюзная конф. по физике низкотемпературной плазмы. Тарту. – 1984. – С. 414-416.
54. Apollonov V.V. High-Energy Molecular Lasers. – Springer Series in Optical Sciences, 2016.
55. Месяц А.Г., Осипов В.В., Тарасенко В.Ф. Импульсные газовые лазеры. - М.: Наука, 1991. – 272 с.

56. Виноградов А.С., Зимкина Т.М. Сечения фотопоглощения шестифтористой серы в области мягкого и ультрамягкого рентгеновского излучения // Оптика и спектроскопия. – 1972. – Т. 32. – С. 33-37.
57. Генкин С.А., Карлов Н.В., Клименко К.А. Применение мягкого рентгеновского излучения для инициирования объемного разряда в больших межэлектродных промежутках // Письма в ЖТФ. – 1984. – Т. 10. – №11. – С. 641-644.
58. Гейман В.Г., Генкин С.А., Клименко К.А. Особенности формирования самостоятельного разряда в больших межэлектродных промежутках // Журнал технической физики. – 1985. – Т. 55. – № 12. – С. 2347-2353.
59. Спичкин Г.Л. Импульсный высоковольтный объемный разряд в элегазе // Журнал технической физики. – 1986. – Т. 56. – С. 1923-1932.
60. Brink D.J., Hasson V. Compact megawatt helium-free TEA HF/DF lasers // Journal of Physics E: Scientific Instruments. – 1980. – Т. 13. – С. 553-556.
61. Аполлонов В.В., Байцур Г.Г., Прохоров А.М., Фирсов К.Н. Формирование объемного разряда для накачки CO₂-лазеров // Квантовая электроника. – 1987. – Т. 14. – С. 1940-1942.
62. Бельков Е.П., Дашук П.Н., Козлов Ю.И., Пискунов А.К., Романенко Ю.В., Спичкин Г.Л. Формирование объемного разряда в электроотрицательных газовых смесях // Журнал технической физики. – 1982. – Т. 52. – С. 1794-1801.
63. Малюта Д.Д., Толстов В.Ф. Химический импульсный HF лазер на смеси технического C₃H₈ с SF₆, иницилируемый электрическим разрядом // Квантовая электроника. – 1983. – Т. 10. – С. 441-443.
64. Аполлонов В.В., Байцур Г.Г., Прохоров А.М., Семенов С.К., Фирсов К.Н. Влияние легкоионизируемых веществ на устойчивость объемного разряда в рабочих смесях CO₂-лазеров // Квантовая электроника. – 1988. – Т. 15. – С. 553-560.
65. Wensel R.G. and Arnold G.P. A Double-Discharge-Initiated HF laser // IEEE J. Quantum Electronics. – 1972. – V. 8. – P. 26-27.

66. Arnold G.P. and Wensel R.G. Improved Performance of an Electrically Initiated HF laser // IEEE J. Quantum Electronics. – 1973. – V. 9. – P. 491-493.
67. Аполлонов В.В., Байцур Г.Г., Прохоров А.М., Фирсов К.Н. Формирование объемного самостоятельного разряда в плотных газах при больших межэлектродных расстояниях // Письма в ЖТФ. – 1985. – Т. 11. – №20. – С. 1262-1266.
- 68. Apollonov V.V., Firsov K.N., Kazantsev S.Y., Oreshkin V.F. High-power SSD-based pulse nonchain HF(DF) laser // Proceedings of SPIE, High-Power Laser Ablation. – 1998. – V. 3343. – P. 783-788.**
- 69. Аполлонов В.В., Белевцев А.А., Казанцев С.Ю., Сайфулин А.В., Фирсов К.Н. Самоиницирующий объемный разряд в нецепных HF-лазерах на смесях SF₆ с углеводородами // Квантовая электроника. – 2000. – Т. 30. – №3. – С. 207-214.**
70. Великанов С.Д., Запольский А.Ф., Фролов Ю.Н. Физические аспекты работы HF и DF лазеров с замкнутым циклом смены рабочей среды // Квантовая электроника. – 1997. – Т. 24. - № 1. – С. 11-14.
71. Harris M.R., Morris A.V., Gorton E.K. Closed-cycle 1-kHz-pulse-repetition-frequency HF(DF) laser // Proceedings of SPIE. – 1998. – V. 3268. – P. 247-251.
72. Zhou S., Ma L., Huang K. et.al. Experimental investigation on factors influencing output energy stability of non-chain HF laser // High Power Laser and Particle Beams. – 2015. – V. 27. – № 9. – P. 091001.
73. Serafetinidest A.A. and Rickwood K.R. Improved performance of small and compact TEA pulsed HF lasers employing semiconductor preionisers // Journal of Physics E: Scientific Instruments. – 1989. – V. 22. – P. 103-107.
74. Hatch C.B. A compact, resistive electrode HF laser suitable for optical studies of semiconductors // Journal of Physics E: Scientific Instruments. – 1980. – V. 13. – P. 589-591.
75. Великанов С.Д., Евдокимов П.А., Запольский А.Ф., Ковалев Е. В., Пегоев И.Н. Особенности формирования объемного разряда в HF(DF)-лазере с применением

лезвийных электродов // Квантовая электроника. – 1998. – Т. 25. – №10. – С. 925–926.

76. Андраманов А.В., Кабаев С.А., Лажинцев Б.В., Нор-Аревян В.А., Писецкая А.В., Селемир В.Д. Высокочастотный HF-лазер с пластинчатыми электродами // Квантовая электроника. – 2006. – Т. 36. – № 3. – С. 235–238.

77. Аксенов Ю. Н., Борисов В. П., Бурцев Вал. В., Великанов С. Д., Воронов С. Л., и др. Импульсно-периодический DF-лазер с мощностью генерации 400 Вт// Квантовая электроника. – 2001. – Т. 31. – № 4. – С. 290-292.

78. Лазаренко В.И. Инфракрасные источники среднего ИК диапазона// Десятая Всероссийская школа для студентов, аспирантов, молодых ученых и специалистов по лазерной физике и лазерным технологиям, Сборник докладов / Под общ. ред. С.Г. Гаранина. – Саров: ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ». – 2017. – С. 133-140.

79. Аполлонов В.В., Казанцев С.Ю., Орешкин В.Ф., Фирсов К.Н. Эффективные нецепные HF(DF)-лазеры с высокими выходными характеристиками // Письма в ЖТФ. – 1996. – Т. 22. - № 24. – С. 60-63.

80. Булаев В.Д., Куликов В.В., Петин В.Н., Югов В.И. Экспериментальное исследование нецепного HF-лазера на тяжелых углеводородах // Квантовая электроника. – 2001. – Т. 31. – № 3. – С. 218–220.

81. Андреев Ю.М., Великанов С.Д., Елутин А.С., Запольский А.Ф., Конкин Д.В., Микшин С.Н. Смирнов С.В., Фролов Ю.Н., Щуров В.В. ГВГ излучение DF лазера в $ZnGeP_2$ // Квантовая электроника. – 1992. – Т. 19. – № 11. – С. 1110.

82. Weis T.A., Goldberg L.S. Singly resonant CdSe parametric oscillator pumped by an HF laser // Applied Physics Letters. – 1974. – V. 24. – P. 389.

83. Гарнов С.В., Щербаков И.А. Лазерные методы генерации мегавольтных терагерцевых импульсов. // УФН. – 2011. – Т. 181. - №1. – С. 97-102.

84. John H. Smith and Dean W. Robinson Chemical pumping of pure rotational HF lasers // The Journal of Chemical Physics. – 1981. – V. 74. – P. 5111.

85. Geraldine L. Richmond and George C. Pimentel HF rotational laser emission from the ClF/H₂ reaction: Time evolution of the gain // *The Journal of Chemical Physics*. – 1984. – V. 80. – P. 1162.
86. Молевич Н.Е., Пичугин С.Ю. Импульсный Н₂-F₂ лазер с одновременной генерацией излучения на вращательных и колебательно-вращательных переходах // *Квантовая электроника*. – 2011. – Т. 41. - № 5. – С. 427-429.
87. Козловский В.И., Коростелин Ю.В., Ландман А.И., Миславский В.В., Подмарьков Ю.П., Скасырский Я.К., Фролов М.П. Импульсный Fe²⁺:ZnS-лазер с плавной перестройкой длины волны в области 3,49-4,65 мкм// *Квантовая электроника*. – 2011. – Т. 41. С. 1-3.
88. Kernal J., Fedorov V.V., Gallian A., Mirov S.B., Badikov V.V. 3.9-4.8 mkm gain-switched lasing of Fe:ZnSe at room temperature// *Optics Express*. – 2005. – V. 13. – №26. – P. 10608-10612.
89. Kozlovsky V.I., Akimov V.A., Frolov M.P., Korostelin Yu.V., Landman A.I., Martoitsky V.P., Mislavskii V.V., Podmar'kov Yu.P., Sksyrsky Ya.K., Voronov A.A. «Room-temperature tunable mid-infrared lasers on transition-metal doped II-VI compound crystals grown from vapor phase»// *Physica status solidi B*. – 2010. – V. 247. – № 6. – P. 1553-1556.
90. Doroshenko M.E., Jelinkova H., Sulc J., Jelinek M., Nemes M., Basiev T.T., Zagoruiko Y.A., Kovalenko N.O., Gerasimenko A.S., Puzikov V.M. Laser properties of Fe:Cr:Zn_{1-x}Mg_xSe crystal for tunable mid – infrared laser sources // *Laser Physics Letters*. – 2012. – V. 9. – № 4. – P. 301-305.
91. Mirov S.B., Fedorov V.V., Martyshkin D.V., Moskalev I.S., Mirov M.S. and Vasilyev S.V. Progress in Mid-IR Lasers Based on Cr and Fe-Doped II–VI Chalcogenides // *IEEE Journal of selected topics in quantum electronics*. – 2015. – V. 21. – P. 1601719.
- 92. Аполлонов В.В., Казанцев С.Ю., Орешкин В.Ф., Фирсов К.Н. Возможности увеличения выходной энергии нецепного HF (DF)-лазера// *Квантовая электроника*. – 1997. – Т. 24. – №3. – С. 213-215.**

93. Аполлонов В.В., Казанцев С.Ю., Орешкин В.Ф., Фирсов К.Н. Нецепной электроразрядный HF(DF)-лазер с высокой энергией излучения // Квантовая электроника. – 1998. – Т. 25. – №2. – С. 123-125.
94. Аполлонов В.В., Казанцев С.Ю., Орешкин В.Ф., Фирсов К.Н. Объемный самостоятельный разряд в смесях SF₆ с углеводородами (угледейтеридами) при больших межэлектродных расстояниях// II Междунар. конф. по физике плазмы и плазменным технологиям. (Минск, изд-е НАН Белоруссии. – 1997. - С. 150).
95. Аполлонов В.В., Казанцев С.Ю., Орешкин В.Ф., Фирсов К.Н. Устойчивость объемного самостоятельного разряда в смесях SF₆ с углеводородами (угледейтеридами) // VIII Конф. по физике газового разряда (Рязань, изд-во Рязан. радиотехнич. акад. – 1996. - С. 7).
96. Аполлонов В.В., Казанцев С.Ю., Орешкин В.Ф., Фирсов К.Н. Особенности развития объемного самостоятельного разряда в SF₆ и смесях SF₆ с углеводородами (угледейтеридами) // IX Конф. по физике газового разряда (Рязань, изд-во Рязан. радиотехнич. акад. – 1998. - С. 58.).
97. Apollonov V.V., Belevtsev A.A., Firsov K.N., Kazantsev S.Yu., Saifulin A.V. Self-sustained volume discharge in mixtures of SF₆ with hydrocarbons // Proceedings of III Int. Conf. Plasma Physics And Plasma Technology, PPPT-3, Minsk, Belarus, 18-22 September 2000. – 2000. – V. 1. – P. 27-30.
98. Аполлонов В.В., Белевцев А.А., Казанцев С.Ю., Сайфулин А.В., Фирсов К.Н. Ион-ионная рекомбинация в SF₆ и смесях SF₆-C₂H₆ при высоких значениях E/N // Квантовая электроника. – 2001. – Т. 31. – №7. – С. 629-633.
99. Аполлонов В.В., Казанцев С.Ю., Сайфулин А.В., Фирсов К.Н. Характеристики разряда в нецепном HF(DF)-лазере // Квантовая электроника. – 2000. – Т. 30. – №6. – С. 483-485.
100. Аполлонов В.В., Белевцев А.А., Казанцев С.Ю., Сайфулин А.В., Фирсов К.Н. Особенности развития самоиницирующегося объемного разряда в

нецепных HF лазерах // Квантовая электроника. – 2002. – Т. 32. – №2. – С. 95-100.

101. Белевцев А.А., Казанцев С.Ю., Сайфулин А.В., Фирсов К.Н. Еще раз о роли УФ подсветки в нецепных электроразрядных HF(DF) лазерах // Квантовая электроника. – 2004. – Т. 34. – №2. – С. 111-114.

102. Belevtsev A.A., Firsov K.N., Kazantsev S.Yu., Kononov I.G., Shchurov V.V., Velikanov S.D. Stabilization of a self-sustained volume discharge in SF₆ and SF₆-based mixtures using bulk resistive SiC cathodes // Proc. V Intern. Conf. on Plasma Physics and Plasma Technology, PPPT-5, Minsk, Belarus, 18-22 September 2006. – 2006. – V. 1. – P. 58-61.

103. Bychkov Yu, Gortchakov S., Lacour B., Pascuers S., Puech V., Yastrmsky A.G. Two-step ionization in non-equilibrium SF₆ discharges at high current density // Journal of Physics D: Applied Physics. – 2003. – V. 36. – P. 380–384.

104. Белевцев А.А., Казанцев С.Ю., Сайфулин А.В., Фирсов К.Н. Самоиницирующий объемный разряд в иодидах для наработки атомов йода в кислород йодном лазере // Квантовая электроника. – 2003. – Т. 33. – №6. – С. 489-492.

105. Месяц Г.А. Эктоны // УФН. – 1995. – Т. 165. - №6. – С. 601-626.

106. Королев Ю.Д., Месяц Г.А. Автоэмиссионные и взрывные процессы в газовом разряде. – Н.: Наука, 1982. - 252 с.

107. Белевцев А.А., Казанцев С.Ю., Кононов И.Г., Фирсов К.Н. Характеристики объемного самостоятельного разряда в смесях на основе SF₆ / Тезисы докладов на XXXIV Международной (Звенигородской) конференции по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу, г. Звенигород, 12-16 февраля 2007. – 2007. - С. 175.

108. Apollonov V.V., Firsov K.N., Kazantsev S.Yu., Oreshkin V.F., Saifulin A.V. Scaling up of non-chain HF (DF) laser initiated by self-sustained volume discharge // Proceedings of SPIE. – 2000. – V. 3886. P. 370-381.

109. Bychkov Yu. I. and Yastremskii A. G. Kinetic Processes in the Electric Discharge in SF₆ // Laser Physics. – 2006. – V. 16. - № 1. – P. 146–154.
110. Bychkov Yu., Gortchakov S., Yampolskaya S., Yastremskii A. Kinetic Processes in the Electric Discharge in SF₆ // Proc. SPIE. – 2002. – V. 4047. – P. 106.
111. Бычков Ю.И., Ямпольская С. А., Ястремский А. Г. Кинетические процессы в неоднородной разрядной плазме в газовых смесях на основе SF₆ // Изв. ВУЗов ФИЗИКА. – 2007. – Т. 50. - № 9. – С. 236-240.
112. Демьянов А.В., Кочетов И.В., Напартович А.П., Капителли М., Лонго С. Влияние колебательной кинетики HCl на развитие микронеустойчивостей и характеристики электроразрядного XeCl-лазера в условиях неоднородной предьонизации // Квантовая электроника. – 1995. – Т. 22. - № 7. – С. 673–682.
113. Hilmert H., Schmidt W.F. Electron detachment from negative ions of sulphur hexafluoride-swarm experiments // Journal of Physics D: Applied Physics. – 1991. – V. 24. – P. 915-921.
114. Bychkov Yu., Gortchakov S., Yastremskii A. Homogeneity and stability of volume electrical discharges in gas mixtures based on SF₆ // Quantum Electronics. – 2000. – V. 30. – P. 733–737.
115. Бойченко А.М., Ткаченко А.Н., Яковленко С.И. Коэффициент Таунсенда и убегание электронов в электроотрицательном газе // Письма в ЖЭТФ. - 2003. – Т. 78. – С. 1223-1227.
116. Christophorou L.G., Olthoff J.K. Electron interactions with SF₆ // Journal of Physical and Chemical Reference Data. – 2000. – V. 29. – P. 267-330.
117. Радциг А.А., Смирнов Б.М. Справочник по атомной и молекулярной физике. – М.: Атомиздат, 1980. - 240 с.
118. Massey H.S.W. Negative Ions. Oxford, Cambridge University Press, 1976.
- 119. Apollonov V.V., Belevtsev A.A., Firsov K.N., Kazantsev S.Yu., Saifulin A.V. Current Density Restriction in Diffuse Channel of a Self-Initiated Volume Discharge in SF₆ and SF₆-C₂H₆ mixtures // Proceedings of XXV International**

Conference on Phenomena in Ionized Gases, ICPIG-2001, Nagoya, Japan, 17-22 July 2001. -2001. – V. 1. – P. 247-249.

120. Belevtsev A.A., Firsov K.N., Kazantsev S.Yu., Kononov I.G. Podlesnykh S.V. On the current density limiting effect in SF₆-based mixtures // J. Phys. D: Appl. Phys. – 2011. – V. 44. - №50. – P. 505502.

121. Белевцев А.А., Казанцев С.Ю., Конов И.Г., Лебедев А.А., Подлесных С.В., Фирсов К.Н. К вопросу об устойчивости объёмного самостоятельного разряда в рабочих смесях нецепного электрохимического НФ-лазера // Квантовая электроника. – 2011. – Т. 41. – №8. – С. 703-708.

122. Словецкий Д.И. Механизмы химических реакций в неравновесной плазме – М.: Наука, 1980. - 312 с.

123. Репин П.Б. Исследование мощных лазерных систем с наносекундным электроразрядным инициированием / Автореферат дис. канд. физ.-мат. наук. – М., 1990.

124. Репьев А.Г., Репин П.Б. Пространственно-временные параметры рентгеновского излучения диффузного атмосферного разряда // Журнал технической физики. – 2008. – Т. 78. – № 1. – С. 78-85.

125. Бабиц Л.Б., Лойко Т.В., Цукерман В.А. Высоковольтный наносекундный разряд в плотных газах при больших перенапряжениях, развивающийся в режиме убегания электронов // УФН. – 1990. – Т. 160. – № 7. – С. 49-82.

126. Илленбергер Е., Смирнов Б.М. Прилипание электронов к свободным и связанным молекулам // УФН. – 1998. – Т. 168. – С. 731-766.

127. Belevtsev A.A., Firsov K.N., Kazantsev S.Yu., Kononov I.G. The Burning Voltage of a Self-Sustained Volume Discharge in CO₂-laser irradiated SF₆ and Mixtures of SF₆ with C₂H₆ // Proc. SPIE. – 2006. – V. 6053. – P. 109-118.

128. Belevtsev A.A., Firsov K.N., Kazantsev S.Yu., Kononov I.G. A self-sustained volume discharge in vibrationally excited strongly electronegative gases// Journal of Physics D: Applied Physics. – 2004. – V. 37. P. 1759-1764.

129. Belevtsev A.A., Firsov K.N., Kazantsev S.Yu., Kononov I.G. The influence of vibrational excitation on the burning voltage of a pulsed electric discharge in HF laser working media // *Appl. Phys.B.* – 2006. – V. 82. – №3. – P. 455-462.
130. Макаров Г.Н. Селективные процессы ИК-возбуждения и диссоциации молекул в газодинамически охлажденных струях и потоках // *УФН.* – 2005. – Т. 175. – С. 41-84.
131. Молин Ю.Н., Панфилов В.Н., Петров А.К. Инфракрасная фотохимия. – Н.: Наука, 1985. – 253 с.
132. Белевцев А.А., Казанцев С.Ю., Кононов И.Г., Фирсов К.Н. Получение температурной зависимости критической напряженности электрического поля в SF₆ и смесях SF₆ с C₂H₆ методом лазерного нагрева газа// *Квантовая электроника.* – 2007. – Т. 37. – №10. – С. 985-988.
133. Belevtsev A.A., Firsov K.N., Kazantsev S.Yu., Kononov I.G. On the temperature dependence of the critical reduced electric field in SF₆ and mixtures of SF₆ with C₂H₆ // *J. Phys. D: Appl. Phys.* – 2007. – V. 40. - №5. – P. 1368–1375.
134. Belevtsev A.A., Firsov K.N., Kazantsev S.Yu., Kononov I.G. Dynamics of a self-sustained volume discharge in laser-shock-disturbed SF₆-based mixtures // *J. Phys. D: Appl. Phys.* – 2009. – V. 42. - №11. – P. 115202.
135. Белевцев А.А., Казанцев С.Ю., Кононов И.Г., Фирсов К.Н. Объемный самостоятельный разряд в смесях газов на основе SF₆ при развитии инициируемых импульсным СО₂-лазером ударно-волновых возмущений среды // *Квантовая электроника.* – 2006. – Т. 36. – №7. – С. 646-652.
136. Datskos P.G., Christophorou L.G., Carter J.G. Temperature dependence of electron attachment and detachment in SF₆ and c-C₄F₆ // *The Journal of Chemical Physics.* – 1993. – V. 99. – P. 8607-8616.
137. Eliasson B., Schade E. In Proc. XIII Intern. Conf. on Phenomena in Ionized Gases, Leipzig, Germany. – 1977. – P. 409.
138. Shade E. In Proc. XVII Intern. Conf. on Phenomena in Ionized Gases, Invited Lectures, Budapesht, Hungary. – 1985. – P. 277.

139. Александров Д.А., Александров Н.А., Базелян Э.М., Кончаков А.М. Эволюция канала длинного лидера в воздухе при резком изменении разрядного тока // Физика плазмы. – 2003. – Т. 29. – С. 182.
- 140. Belevtsev A.A., Firsov K.N., Kazantsev S.Yu., Kononov I.G. The critical reduced electric fields in SF₆ at high gas temperatures // J. Phys. D: Appl. Phys. – 2008. – V. 41. - №4. – P. 045201.**
141. Chervy B., Gleizes A., Razafinimanana M. Thermodynamic properties and transport coefficients in SF₆-Cu mixtures at temperatures of 300-30000 K and pressures of 0.1-1 МПа // Journal of Physics D: Applied Physics. – 1994. – V. 27. – P. 1193.
142. Бабичев А.П., Бабушкина Н.А., Братковский А.М. В кн. Физические величины: справочник – М.: Энергоиздат, 1991. - 1232 с.
143. Urquijo J. Swarm studies on elementary processes and ion–molecule reactions in low-temperature plasmas // Plasma Sources Science and Technology. – 2002. – V. 11. – P. 3A.
144. Карлов Н.В., Кириченко Н.А., Лукьянчук Б.С. Лазерная термохимия – М.: Наука, 1992. - 296 с.
145. Christophorou L.G. Olthoff J.K. Advances In Atomic, Molecular, and Optical Physics. – 2001. – V. 44. – P. 59-98.
146. Haas R.A. Plasma Stability of Electric Discharges in Molecular Gases // Physical Review A. – 1973. – V. 8. – P. 1017.
147. Nighan W.L., Wiegand W.J. Influence of negative-ion processes on steady-state properties and striations in molecular gas discharges // Physical review A. – 1974. – V. 10. – P. 922.
148. Nighan W.L., In: Principles of laser plasmas, Chapter 7. Ed. G. Bekefi, N.Y., 1976.
149. Напартович А.П., Старостин А.Н. Механизмы неустойчивости тлеющего разряда повышенного давления. В сб.: Химия плазмы, выпуск 6, М.: Атомиздат. – 1979. – С. 153-208.
150. Coutts J. The halogen donor depletion instability-current pulse-shape effects // Journal of Physics D: Applied Physics. – 1988. – V. 21. – С. 255-259.

151. Osborne M.R., Hutchinson M.R. Long pulse operation and premature termination of a high power discharge pumped XeCl laser // *Journal of Applied Physics*. - 1986. – V. 59. – P. 711.
152. Osborne M.R. Rare-gas-halide discharge stability // *Applied Physics B*. – 1988. – V. 45. P. 285.
153. Garscaden A., Kushner M.J. Plasma physics issues in gas discharge laser development // *IEEE Transactions on Plasma Science*. – 1991. – V. 19. – P. 1015-1031.
154. Belevtsev A.A., Firsov K.N., Kazantsev S.Yu., Kononov I.G. Electron detachment instability and self-organization in strongly electronegative polyatomic gases // *J. Phys. D: Appl. Phys.* – 2009. – V. 42. – №21. – P. 215205.
155. Елецкий А.В. в сб. Химия плазмы Вып. 9 (Под ред. Б М Смирнова) – М.: Энергоатомиздат, 1982. - 151 с.
156. Велихов Е.П., Ковалев А.С., Рахимов А.Т. Физические явления в газоразрядной плазме. – М.: Наука, Физматлит, 1987.
157. Белевцев А.А., Биберман Л.М. // *Известия Академии Наук СССР, Энергетика и транспорт*. – 1976. – Т. 3. – С. 74.
158. Волков А.Ф., Коган Ш.М. Физические явления в полупроводниках с отрицательной дифференциальной проводимостью // *УФН*. – 1968. – Т. 96. – С. 633-672.
159. Шелль Э. Самоорганизация в полупроводниках. – М.: Мир, 1991. - 459 с.
- 160. Аполлонов В.В., Казанцев С.Ю., Орешкин В.Ф., Сайфулин А.В., Фирсов К.Н. Объемный самостоятельный разряд для инициирования широкоапертурных нецепных HF(DF) лазеров// Известия РАН сер. Физическая. – 2000. – Т. 64. - №7. – С. 1439-1443.**
- 161. Apollonov V.V., Belevtsev A.A., Firsov K.N., Kazantsev S.Yu., Saifulin A.V. High-Power Pulse And Pulse-Periodic Non-chain HF(DF) Lasers // Proceedings of SPIE. – 2002. – V. 4747. – P. 31-43.**
- 162. Игнатъев А.Б., Казанцев С.Ю., Кононов И.Г., Марченко В.М., Феофилактов В.А., Фирсов К.Н. О возможности контроля волнового фронта**

широкоапертурного HF(DF)-лазера методом тальбот-интерферометрии // Квантовая электроника. – 2008. – Т. 38. – №1. – С. 69-72.

163. Булаев В.Д., Гусев В.С., Казанцев С.Ю., Кононов И.Г., Лысенко С.Л., Морозов Ю.Б., Познышев А.Н., Фирсов К.Н. Электроразрядный импульсно-периодический HF-лазер с большой энергией излучения // Квантовая электроника. – 2010. – Т. 40. – №7. – С. 615-618.

164. Великанов С.Д., Гаранин С.Г., Домажиров А.П., Ефанов Е.М., Ефанов М.В., Казанцев С.Ю., Кодола Б.Е., Комаров Ю.Н., Кононов И.Г., Подлесных С.В., Сивачев А.А., Фирсов К.Н., Щуров В.В., Ярин П.М. Мощный электроразрядный HF-лазер с твердотельным генератором накачки // Квантовая электроника. – 2010. – Т. 40. – №5. – С. 393-396.

165. Великанов С.Д., Домажиров А.П., Зарецкий Н.А., Казанцев С.Ю., Кононов И.Г., Кромин А.А., Подлесных С.В., Сивачев А.А., Фирсов К.Н., Харитонов С.В., Цыкин В.С., Щуров В.В., Юткин И.М. Мощный импульсно-периодический HF(DF)-лазер с твердотельным генератором накачки // Квантовая электроника. – 2015. – Т. 45. – №11. – С. 989-992.

166. Lacur B., Brunet H., Besaucelle H. and Garnol C. High average power XeCl excimer laser // Proc. SPIE. – 1992. – V. 1810. – P. 498.

167. Brunet H., Lacur B., Legentil M., Mizzi S., Pasquiers S. and Puech V. Theoretical and experimental studies of phototriggered discharges in argon and neon // Journal of Applied Physics. – 1990. – V. 68. – P. 4474.

168. Беспалов В.И., Пасманик Г.А. Нелинейная оптика и адаптивные лазерные системы – М.: Наука, 1986. – 133 с.

169. Абросимов Ю.М., Дрожбин Ю.А., Морозов Ю.Б. Прокопенко В.Е., Семенов А.К., Семенов В.Б., Фаворов Л.Н. Измерение расходимости импульсного лазерного излучения методом фокального пятна с применением зеркального клина // Измерительная техника. – 1982. – Т. 11. – С. 30-32.

170. Васильев Л.А. Теневые методы – М.: Наука, 1968. - 400 с.

171. Оптический производственный контроль. Под ред. Малакары Д., – М.: Машиностроение, 1985. - 400 с.
172. Коряковский А.С., Марченко В.М., Прохоров А.М. Дифракционная теория метода Тальбот-интерферометрии и диагностики широкоапертурных волновых фронтов // Труды ИОФАН. - 1987. – Т. 7. – С. 33-92.
- 173. Bulaev V.D., Gusev V.S., Lysenko S.L., Morosov Yu.B., Poznyshev A.N., Firsov K.N., Kazantsev S.Yu., Kononov I.G., High power pulse-periodical electrochemical HF laser // Chinese Optics. - 2011. - V. 4. - № 1. - P. 26-30.**
174. Вартапетов С.К., Грязнов О.В., Малашин М.В., Мошкунов С.И., Небогаткин С.В., Хасая Р.Р., Хомич В.Ю., Ямщиков В.А. Электроразрядный ВУФ лазер с твердотельным генератором накачки // Квантовая электроника. - 2009. – Т. 39. – С. 714–718.
175. Borisov V., Khristoforov O., Kirykhin Yu., Vinokhodov A., Demin A., Eltzov A.// Proc. SPIE. – 2001. – V. 4184. – P. 348.
176. Tarasenko V.F., Baksht E.H., Kunts S.E., Panchenko A.N. Pumping of discharg gas lasers by generators with inductive energy storage and semiconducting opening switch // Proc. SPIE. – 1999. – V. 3612. – P. 22-31.
177. Панченко А.Н., Орловский В.М., Тарасенко В.Ф., Бакшт Е.Х. Эффективные режимы генерации HF-лазера с накачкой нецепной химической реакцией, инициируемой самостоятельным разрядом // Квантовая электроника. – 2003. – Т. 33. – № 5. – С. 401–407.
178. FID GmbH. <http://www.fidtech.com>
179. Буцыкин И.Л., Великанов С.Д., Евдокимов П.А. и др. Импульсно-периодический DF-лазер с частотой повторения импульсов до 1200 Гц и средней мощностью ~25 Вт // Квантовая электроника. – 2001. – Т. 31. – С. 957–961.
180. Великанов С.Д., Елутин А.С., Кудряшов Е.А., Пегоев И.Н., Синьков С.Н., Фролов Ю.Н. Применение DF-лазера для анализа углеводородов в атмосфере // Квантовая электроника. – 1997. – Т. 24. – С. 279–282.

181. Зуев В.В., Зуев В.Е. Лазерный экологический мониторинг газовых компонент атмосферы – М.: Наука, 1992. - 182 с.
182. Справочник по инфракрасной технике. Под ред. Волф У., Цисис Г. – М.: Мир 1995. - 606 с.
183. Tonniben A., Wanner J. Rothe K.W., Walther H. Application of a CW chemical laser for remote pollution monitoring and process control // *Applied Physics*. – 1979. – V. 18. - № 3. – P. 297-304.
184. Trautman M. Determination of gas concentrations and temperature in the exhaust of a power plant with a cw chemical HF laser // *Applied Physics B*. – 1986. – V. 40. - № 1. – P. 29-33.
185. Межерис Р. Лазерное дистанционное зондирование. М.: Мир, 1987. - 550 с.
186. Захаров В.М. Лидары и исследования климата. Л.: Гидрометеиздат, 1990. - 320 с.
- 187. Казанцев С.Ю., Кононов И.Г., Косый И.А., Тарасова Н.М., Фирсов К.Н. Воспламенение горючей газовой смеси в замкнутом объеме, инициированное свободно локализованной лазерной искрой // *Физика плазмы*. – 2009. – Т. 35. - №3, - С. 281-288.**
- 188. Artem'ev K.V., Berezhetskaya N.K., Kazantsev S.Yu., Kononov I.G., Kossyi I.A., Popov N.A., Tarasova N.M., Filimonova E.A., Firsov K.N. Fast combustion waves and chemi-ionization processes in a flame initiated by a powerful local plasma source in a closed reactor // *Philosophical Transactions A*. – 2015. - V. 373. - № 2048. – P. 20140334.**
189. Старик А.М. Титова Н.С. О возможности интенсификации цепных реакций в горючих смесях при возбуждении электронных состояний молекул O₂ лазерным излучением // *ДАН*. – 2003. – Т. 191. - № 4. С. 471-477.
190. Бравый Б.Г., Макаров Е.Ф., Чернышев Ю.А. Оптическая накачка смесей N₂O-He и N₂O-CO₂-He излучением импульсного многочастотного HF-лазера с целью создания активных сред для усиления мощных сверхкоротких импульсов

десятимикронного диапазона // Квантовая электроника. – 2005. – Т. 35. С. 987–992.

191. Alexandrov B.S., Arsenjev A.V., Azarov M.A., Burtsev A.P., Drozdov V.A., Mashendzhinov V.I., Revich V.E., Sudarikov V.V., Tonkov M.V., Troshchinenko G.A. Increase of efficiency of optical pumping of a broadband CO₂ laser amplifier as a result of the use of a multicomponent active medium // Proc. SPIE. – 2003. – V. 5120. – P. 551-556.

192. Azarov M.A., Alexandrov B.S., Arsenjev A.V., Burtsev A.P., Drozdov V.A., Kalinovsky V.V., Mashendzhinov V.I., Mishchenko G.M., Troshchinenko G.A. (¹²CO₂+ ¹³CO₂+ ¹⁴N₂O+ ¹⁵N¹⁴NO)-active media of high pressure with optical pumping by HF laser radiation //XVI International Symposium on Gas Flow, Chemical Lasers, and High-Power Lasers. – International Society for Optics and Photonics, 2007. – Т. 6346. – С. 63462B.

193. GAO M. H., ZHENG Y. Q., WANG Z. Development of space-based laser weapon systems //Chinese Optics. – 2013. – Т. 6. – №. 6. – С. 810-817.

194. Andreev S.N., Firsov K.N., Kazantsev S.Yu., Kononov I.G. and Samokhin A.A. Explosive Boiling of Water Induced by the Pulsed HF-Laser Radiation // Laser Physics. – 2007. – V. 17. - №6. – P. 834-841.

195. Andreev S.N., Il'ichev N.N., Firsov K.N., Kazantsev S.Yu., Kononov I.G., Kulevskii L.A. and Pashinin P. P. Generation of an Electrical Signal upon the Interaction of Laser Radiation with Water Surface // Laser Physics. – 2007. – V. 17. – №8. – P. 1041-1052.

196. Андреев С.Н., Казанцев С.Ю., Кононов И.Г., Пашинин П.П., Фирсов К.Н. Генерация электрического сигнала при взаимодействии излучения HF-лазера с донной поверхностью столба воды // Квантовая электроника. – 2010. – Т. 40. – №8. – С. 716-719.

197. Зотов С.Д., Казанцев С.Ю., Кудрявцев Е.М., Кузнецов А.А., Лебедев А.А., Фирсов К.Н. Измерение показателя преломления в волне, возбуждаемой в воде лазерным импульсом // ПТЭ. – 2017. – № 6. – С. 83–89.

198. Андреев С.Н., Казанцев С.Ю., Кононов И.Г., Пашинин П.П., Фирсов К.Н. Временная структура электрического сигнала при взаимодействии излучения HF лазера с донной поверхностью столба воды // Квантовая электроника. – 2009. – Т. 39. – №2. – С. 179-184.
199. Галкин А.А., Лунин В.В. Вода в суб и сверхкритическом состояниях – универсальная среда для осуществления химических реакций// Успехи химии. – 2005. – Т. 74. – № 1. – С. 24-40.
200. Долгаев. С.И., Карасев М.Е., Кулевский Л.А., Симакин А.В., Шафеев Г.А., Растворение в сверхкритической жидкости как механизм лазерной абляции сапфира // Квантовая электроника. – 2001. – Т. 31. - № 7. – С. 593–596.
201. Skribanowitz N., Hermann I.P., MacGillivray M.S., Feld M.S. Observation of Dicke Superradiance in Optically Pumped HF Gas// Physical review letters. – 1973. – V. 30. – P. 309.
202. Андреев А.В., Емельянов В.И., Ильинский Ю.А. Коллективное спонтанное излучение // УФН. – 1980. – Т. 131. - № 4. – С. 653-694.
203. Гавришук Е.М., Казанцев С.Ю., Кононов И.Г., Родин С.А., Фирсов К.Н. Лазер на ZnSe:Fe^{2+} с большой энергией излучения, работающий при комнатной температуре // Квантовая электроника. – 2014. – Т. 44. – №6. – С. 505-506.
204. Гавришук Е.М., Иконников В.Б., Казанцев С.Ю., Кононов И. Г., Родин С.А., Савин Д.В., Тимофеева Н.А., Фирсов К.Н. Масштабирование энергетических характеристик лазера на поликристалле ZnSe:Fe^{2+} при комнатной температуре // Квантовая электроника. – 2015. – Т. 45. – №9. – С. 823-827.
205. Firsov K.N., Gavrishchuk E.M., Kazantsev S.Yu., Kononov I.G., Maneshkin A.A., Mishchenko G M, Nefedov S.M., Rodin S.A., Velikanov S.D., Yutkin I.M., Zaretsky N.A., Zotov E.A. Spectral and temporal characteristics of a ZnSe:Fe^{2+} laser pumped by a non-chain HF(DF) laser at room temperature // Laser Phys. Lett. – 2014. – V. 11. – №12. – P. 125004.

206. Firsov K.N., Gavrishchuk E.M., Ikonnikov V.B., Kazantsev S.Yu., Kononov I.G., Kotereva T.V., Savin D.V., Timofeeva N.A. Energy and spectral characteristics of a room-temperature pulsed laser on a ZnS:Fe²⁺ polycrystal // Laser Phys. Lett. – 2016. – V. 13. – №4. – P. 145004.
207. Firsov K.N., Gavrishchuk E.M., Ikonnikov V.B., Kazantsev S.Yu., Kononov I.G., Kotereva T.V., Savin D.V. and Timofeeva N.A. Room-temperature laser on a ZnSe:Fe²⁺ polycrystal with undoped faces, excited by an electrodischarge HF laser // Laser Phys. Lett. – 2016. – V. 13. – №5. – P. 055002.
208. Firsov K.N., Gavrishchuk E.M., Ikonnikov V.B., Kazantsev S.Yu., Kononov I.G., Kotereva T.V., Savin D.V. and Timofeeva N.A. Room-temperature laser on a ZnS:Fe²⁺ polycrystal with a pulse radiation energy of 0.6 J // Laser Phys. Lett. – 2016. – V. 13. – №6. – P. 065003.
209. Dormidonov A.E., Firsov K.N., Gavrishchuk E.M., Ikonnikov V.B., Kazantsev S.Yu., Kononov I.G., Kotereva T.V., Savin D.V., Timofeeva N.A. High-efficiency room-temperature ZnSe:Fe²⁺ laser with a high pulsed radiation energy// Applied Physics B. – 2016. – V. 122. – P.211.
210. Великанов С.Д., Зарецкий Н.А., Зотов Е.А., Казанцев С.Ю., Кононов И.Г., Коростелин Ю.В., Манешкин А.А., Фирсов К.Н., Фролов М.П., Юткин И.М. Лазер на ZnSe:Fe²⁺ с энергией излучения 1.2 Дж при комнатной температуре // Квантовая электроника. – 2016. – Т. 46. – №1. – С. 11-12.
211. Великанов С.Д., Дормидонов А.Е., Зарецкий Н.А., Казанцев С.Ю., Козловский В.И., Кононов И.Г., Коростелин Ю.В., Манешкин А.А., Подмарьков Ю.П., Скасырский Я.К., Фирсов К.Н., Фролов М.П., Юткин И.М. «Лазер на монокристалле ZnS:Fe²⁺, возбуждаемый при комнатной температуре электроразрядным HF-лазером»// Квантовая электроника. – 2016. – Т. 46. – №9. – С. 769-771.
212. Gavrishuk E., Ikonnikov V., Kotereva T., Savin D., Rodin S., Mozhevitina E., Avetisov R., Zykova M., Avetissov I., Firsov K., Kazantsev S., Kononov I., Yunin P. Growth of high optical quality zinc chalcogenides single crystals doped by Fe

and Cr by the solid phase recrystallization technique at barothermal treatment // *Journal of Crystal Growth*. – 2017. – V. 468. – P. 655–661.

213. Великанов С.Д., Зарецкий Н.А., Захряпа А.В., Иконников В.Б., Казанцев С.Ю., Кононов И.Г., Манешкин А.А., Машковский Д.А., Салтыков Е.В., Фирсов К.Н., Чуваткин Р.С., Юткин И.М. Импульсно-периодический Fe:ZnSe-лазер со средней мощностью излучения 20 Вт при комнатной температуре поликристаллического активного элемента // *Квантовая электроника*. – 2017. – Т. 47. - № 4. – С. 303-307.

214. Gavrishuk E., Zykova M., Mozhevitina E., Avetisov R., Ikonnikov V., Savin D., Firsov K., Kazantsev S., Kononov I., Avetissov I. Investigations of Nanoscale Defects in Crystalline and Powder ZnSe Doped With Fe for Laser Application // *Phys. Status Solidi A*. – 2017. – V. 215. – № 4. – P. 1700457.

215. Firsov K.N., Kazantsev S.Yu., Kononov I.G., Sirotkin A.A., Gavrishchuk E.M., Ikonnikov V.B., Rodin S.A., Savin D.V., Timofeeva N.A. CVD-grown Fe²⁺:ZnSe polycrystals for laser applications // *Laser Phys. Lett.* – 2017. – V. 14. – №5. – P. 055805.

216. Alekseev E.E., Firsov K.N., Kazantsev S.Yu., Kononov I.G., Rogalin V.E. Nonlinear Absorption of Non-Chain HF Laser Radiation in Germanium // *Physics of Wave Phenomena*. – 2017. – V. 25. – № 4. – P. 280-288.

217. Алексеев Е.Е., Казанцев С.Ю., Кононов И.Г., Рогалин В.Е., Фирсов К.Н. Двухфотонное поглощение излучения нецепного HF-лазера в монокристаллах германия // *Оптика и спектроскопия*. – 2018. – Т. 124. – №6. – С. 790-794.

218. Галь А.В., Додонов А.А., Русанов В.Д., Ширяевский В.Л., Шолин Г.В. Влияние химического состава водородсодержащего компонента RH рабочей среды и способа инициирования на параметры импульсного химического SF₆-RH-лазера // *Квантовая электроника*. – 1992. – Т. 19.- № 2. – С. 159–161.

219. Галь А.В., Русанов В.Д., Ширяевский В.Л., Шолин Г.В. Спектральные характеристики излучения импульсного химического HF-лазера с электронно-

- пучковым иницированием на смеси SF_6-HI-H_2 // Квантовая электроника. – 1992. – Т. 19. – № 11. – С. 1055–1057.
220. Гарнов С.В., Михайлов В.А., Серов Р.В., Смирнов В.А., Цветков В.Б., Щербаков И.А. «Исследование возможности создания мультикиловаттного твердотельного лазера с многоканальной диодной накачкой на основе оптически плотных активных сред»// Квантовая электроника. – 2007. – Т. 37. – № 10. – С. 910-915.
221. Ханин Я.И. Основы динамики лазеров. – М.: Наука, 1999. - 368 с.
222. Jonathan W. Evans, Ronald W. Stites, Thomas R. Harris. «Increasing the performance of an Fe:ZnSe laser using a hot isostatic press»// Optical Materials Express. – 2017. – V. 7. - № 12. – P. 4296-4303.
223. Sean McDaniel, Adam Lancaster, Ronald Stites, Fiona Thorburn, Ajoy Kar, Gary Cook. Cr:ZnSe guided wave lasers and materials // Proc. SPIE. – 2017. – V. 10082. – P. 100820D.