

САМАРСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ АЭРОКОСМИЧЕСКИЙ  
УНИВЕРСИТЕТ ИМЕНИ АКАДЕМИКА С.П.КОРОЛЕВА

О.А.Журавлев, В.В.Некрасов, В.П.Шорин

**ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ  
ФОРМИРОВАНИЯ ПЛАЗМЕННЫХ  
ЭЛЕКТРОДОВ**

**импульсных  
и импульсно-периодических  
СО<sub>2</sub>-лазеров  
атмосферного  
давления**

Самара 1997

Журавлев О.А., Некрасов В.В., Шорин В.П. Исследование процессов формирования плазменных электродов импульсных и импульсно-периодических  $\text{CO}_2$ -лазеров атмосферного давления - Самара: НПО "Импульс", 1997. - 140 с.

Рассмотрены процессы развития многоканального скользящего разряда, даны условия применения скользящего разряда в качестве плазменных электродов, выделены проблемы формирования плазменных электродов в импульсных и импульсно-периодических  $\text{CO}_2$ -лазерах атмосферного давления. Представлены характеристики созданного исследовательского комплекса, приведены результаты экспериментальных исследований и математического моделирования процессов развития плазменных электродов с учетом взаимодействия токовых каналов с диэлектрической подложкой, газовой средой и плазмой основного разряда. Рассмотрены методы и средства повышения эксплуатационных характеристик плазменных электродов и разрядных камер на их основе.

Предназначена для научных работников, инженеров и специалистов, занимающихся разработкой и применением  $\text{CO}_2$ -лазеров, а также аспирантов и студентов соответствующих специальностей.

Табл. 1. Ил. 46. Библиогр.: 175 назв.

Рецензент д-р техн. наук, проф., заведующий кафедрой теоретических основ электротехники и физики плазмы Самарского государственного технического университета В.Ф. П у т ь к о

© Издательство НПО "Импульс",  
1997

Журавлев О.А., Некрасов В.В.,  
Шорин В.П.

## ПРЕДИСЛОВИЕ

Среди многообразия существующих в настоящее время лазеров молекулярные лазеры, работающие в инфракрасном диапазоне, занимают особое место ввиду их высокого КПД при достаточно большой мощности и энергии излучения. Этот фактор является решающим при постановке задачи технологического использования лазеров. Самым многообразным по своим модификациям является  $\text{CO}_2$ -лазер, который может успешно работать как в непрерывном, так и в импульсном режимах.

Для мощных импульсных  $\text{CO}_2$ -лазеров, работающих при высоких давлениях, существенное значение играет иницирование объемных разрядов в больших межэлектродных промежутках. Общеизвестный вклад отечественных ученых в развитие методов предионизации в больших объемах импульсных лазеров (Клайн Л.Э., Дан Л.К. Самостоятельные разряды с предионизацией, используемые для накачки лазерных сред. - В кн.: Газовые лазеры: Пер. с англ. / Под ред. И. Мак-Даниеля и У. Нитзана. - М.: Мир, 1986. - 552с.). Применение ими в качестве электродов  $\text{CO}_2$ -лазера плазменных листов, образованных скользящим по поверхности диэлектрика разрядом (СР), позволило создать класс импульсных электроразрядных лазеров, приближающихся по своим параметрам к лазерам с предионизацией пучком ускоренных электронов. Однако переход в этих системах к импульсно-периодическому режиму (ИПР), что требуется для решения широкого спектра научно-прикладных задач (в лазерной навигации, локации, поверхностной обработке материалов, медицине и т.д.), встречает ряд трудностей. Формирование на поверхности диэлектрика плазменных каналов СР при характерном уровне удельного энерговклада до  $1 \text{ Дж/см}^2$  обуславливает процессы развитого поверхностного испарения уже в импульсном режиме. С повышением частоты импульсов разрушение диэлектрика ускоряется. Возбуждение объемного разряда, замыкающегося на образованные токовыми каналами СР электроды, интенсифицирует процессы абляционно-эрозионного разрушения диэлектрика. Проис-

ходит отравление рабочей смеси лазера продуктами плазмохимических реакций в сильноточных каналах СР и испаряющимся материалом диэлектрика, выносящимся в область основного разряда. Если в импульсном режиме влияние газодинамических возмущений, создаваемых плазменными электродами, оказывается незначительным, то при переходе в ИПР данные возмущения из-за эффекта накопления могут оказать существенное влияние на устойчивость и однородность объемного разряда.

Все это определяет необходимость дальнейшей разработки физических обоснованных методов и средств снижения энергетического воздействия плазменного дуга на диэлектрическую подложку и газовую среду как одного из важнейших условий на пути создания высокоэффективных импульсно-периодических  $\text{CO}_2$ -лазеров атмосферного давления. Получение ресурсных плазменных электродов и разрядных камер на их основе сдерживается отсутствием целенаправленных исследований процессов взаимодействия СР со средами, ограниченностью существующих средств диагностики, недостаточным развитием инженерных методов расчета основных параметров токового шнура.

В предлагаемой монографии содержатся результаты исследования процессов формирования плазменных электродов применительно к разрядным камерам импульсно-периодических  $\text{CO}_2$ -лазеров. Монография имеет следующую структуру. Во введении дан общий обзор проблем формирования плазменных электродов в разрядных камерах импульсных и импульсно-периодических  $\text{CO}_2$ -лазеров атмосферного давления.

Первая глава посвящена анализу современного уровня исследований электро- и газодинамических процессов формирования плазменных электродов на основе многоканального СР. На основании проведенного анализа состояния проблемы сформулированы цель и задачи исследований.

Во второй главе приведены основные параметры созданного стендового электрофизического оборудования и системы регистрации электрогазодинамических и излучательных характеристик разрядов.

Далее приводятся результаты сравнительных исследований процессов развития плазмодистовых электродов с учетом их взаимодействия с подложкой, газовой средой и плазмой основного разряда в импульсном и ИПР-режимах энерговклада. Описана картина формирования эрозионных каверн на стеклотекстолитовой подложке многоканального СР. Определен уровень генерируемых ударных волн и визуализированы остаточные газодинамические процессы расширения нагретого газа и продуктов эрозии диэлектрика. Найдены границы устойчивости объемного энерговклада в разрядных камерах с плазменными электродами и УФ-предионизатором на

основе СР. Развита методика оценки величины энерговклада и температуры поверхности подложки плазменного электрода при импульсе основного разряда. Разработана двумерная численная методика определения температурного режима поверхности подложки и геометрических параметров эрозионных каверн, позволяющая прогнозировать ресурсные характеристики плазменных электродов и оценивать уровень возбуждаемых ими газодинамических возмущений. Представлены результаты численного моделирования газодинамических процессов в разрядной камере с плазменными электродами и замкнутом контуре испытательного стенда. На основе выполненных исследований обсуждаются пути совершенствования конструкции электродных систем и разрядных камер импульсно-периодических  $\text{CO}_2$ -лазеров и предлагается ряд устройств для их возможной реализации.

Считаю приятным долгом поблагодарить Г.П. Кузьмина за любезно предоставленные экспериментальные модели полноразмерных разрядных камер с плазменными электродами, результаты исследований на которых составляют основу данной книги.

Авторы приносят благодарность П.Н. Дашуку за ценные замечания и советы, высказанные при обсуждении результатов исследований, нашедших отражение в книге.

Авторы приносят особую благодарность Н.Д. Быстрову, А.Л. Муркину, А.И. Федосову, М.П. Шлыкковой, А.И. Кравцову, результаты совместных работ с которыми использованы в книге. Авторы признательны Л.М. Лапчук за ее весьма искусное печатание рукописи.

## ВВЕДЕНИЕ

При создании многих электрофизических и электротехнологических устройств, применяемых в системах накачки газовых лазеров, высоко- точной коммутационной аппаратуре, электронной технике, плазмохимических генераторах, технологии поверхностной обработки материалов, широкое применение нашла одна из наиболее интересных разновидностей высоковольтного импульсного разряда в газе - скользящий разряд (СР). По определению д-ра техн. наук Дашука П.Н. [1] СР - это такой разряд по поверхности раздела газообразного и твердого (или жидкого) диэлектриков, который возникает при резко неравномерном электрическом поле в условиях, когда другая сторона поверхности твердого (или жидкого) диэлектрика покрыта токопроводящим слоем, причем за счет малой толщины твердого (или жидкого) диэлектрика в головке СР в процессе его развития поддерживается высокая напряженность электрического поля.

Начало развитию СР было положено в 1777 г. профессором экспериментальной физики Геттингенского университета Г.К. Лихтенбергом, впервые наблюдавшим пылевые картины распределения искровых каналов, стекающих на поверхности твердого диэлектрика [2]. Принцип "электрического письма" Лихтенберга лежит в основе современной ксерографии [3].

Сильноточный канал СР впервые в 1887 г. был применен немецким ученым А. Теплером в разработанном им теневом методе регистрации оптических неоднородностей в прозрачных преломляющих средах [2]. Известна эмпирическая формула Теплера для длины канала СР [4]

$$l = \alpha_1 c_d^2 U^5 \sqrt{dU/dt},$$

где  $\alpha_1$  - коэффициент, определяемый опытным путем;  $c_d$  - удельная поверхностная емкость диэлектрика;  $U$  и  $dU/dt$  - соответственно напряжение на высоковольтном электроде (ВВЭ) и скорость изменения напряжения на ВВЭ.

Начиная с 60-х годов нашего столетия, интерес к физическим свойствам СР резко возрос в связи с созданием лазеров и поисками эффективных средств накачки газовых активных сред атмосферного давления. Наибольшие успехи в исследовании СР и применении его в низкоиндуктивных коммутаторах, моноимпульсных и частотных ТЕА-лазерах были достигнуты в Санкт-Петербургском техническом университете (под рук. Дашука П.Н.) [1], Институте общей физики АН РФ (под рук. Кузьмина Г.П.) [5], филиале Института атомной энергии (под рук. Борисова В.М.) [6], Физическом институте АН (под рук. Андреева С.И.) [7], Институте сильноточной электроники СО АН (под рук. Белоусовой И.М.) [8]. Известны работы, опубликованные японскими, польскими, американскими исследователями [9,10]. Известны достижения в области электрофизики СР и технологических аспектах его применения, полученные под рук. Верещагина И.П. в Московском энергетическом институте.

Развиваясь в условиях резкого неоднородного поля с преобладанием нормальной составляющей напряженности  $E_y$  к поверхности диэлектрика ( $E_y \approx 10^6-10^8$  В/м), СР характеризуется многообразием и сложностью физических механизмов, специфику которых в большой мере определяют электрогазодинамические процессы на диэлектрической подложке электродной системы СР [11]. Здесь большую роль играют волны ионизации (ВИ), электромагнитные и газодинамические волны, процессы излучательной эрозии материала подложки.

Уровень познания указанных процессов еще далеко не полон. Так, согласно [11,12], в развитии СР можно выделить две стадии (слаботочную, связанную с зарядкой емкости диэлектрика  $C_d$ , и сильноточную завершающую), тогда как в [1,13] показано последовательное прохождение развития СР через лавинную, стримерную, лидерную стадии, а также стадии обратного лидера и завершающей финальной сильноточной фазы.

Физические модели развития СР [11-14] в настоящее время не позволяют достаточно полно объяснить все особенности формирования разряда. Недостаток экспериментальных данных затрудняет построение адекватных качественной и количественной моделей СР.

В настоящее время наименее изучена начальная (предпробойная) фаза разряда, когда поверхность диэлектрика, непосредственно прилегающая к ВВЭ, за характерное время  $t \approx (1,5-4) \cdot 10^{-10}$  с [13] выводит эмитируемые ВВЭ электроны из процесса размножения. Поле зарядного барьера на подложке должно видоизменять известное [15] распределение нормальной  $E_y$  и тангенциальной  $E_x$  составляющих напряженности электрического поля у рабочей кромки ВВЭ, задавая

условия для развития волновых ионизационных процессов [14,16]. Локализация ВИ в приповерхностной области диэлектрика и распространение их в условиях больших  $E_y$  приводит к определяющим развитие СР эффектам, обусловленным искажением внешнего поля за счет экранировки его составляющих поверхностным зарядом на подложке и объемным зарядом последующего плазменного образования. Известные численные модели фронта СР как двумерной волны ионизации [14,16] в целом качественно, верно отражают результаты экспериментов [11,12], однако не содержат решений, учитывающих затухание амплитуды волны, возможность прерывистого (ступенчатого) движения. Результаты численного моделирования в [14,16] без экспериментальной проверки переносятся на подложки малой толщины  $d \approx 100$  мкм, для которых отсутствует достаточное количество экспериментальных результатов. В связи с этим представляется целесообразным дальнейшее развитие экспериментальных исследований электродинамических процессов в СР с помощью традиционных и новых средств диагностики, позволяющих расширить объем исходных данных для повышения достоверности численного и аналитического описания процессов.

Ступенчатость развития СР определяет и особенности газодинамических процессов, возникающих при формировании разряда, которым свойственно наличие уже в предпробойной стадии слабых ударных волн (УВ), имеющих во времени нерегулярный характер, связанный с природой образования СР [17]. Меняющаяся во времени поверхностная емкость  $C(t)$ , ее перезарядка приводят к инициированию газодинамических возмущений с характерной скоростью распространения 0,4–1 км/с. В то же время использование здесь известных теорий газодинамического расширения канала свободной искры [18,19] требует существенного уточнения за счет учета роли процессов на диэлектрической подложке.

Наличие в непосредственной близости от поверхности диэлектрика плазменных каналов СР (с характерной амплитудой тока 1–10 кА и длиной 0,5–10 мкм) во многом обуславливает характер теплофизических процессов при формировании разряда. Развита в [20] изучательная модель эрозии связывает воздействие высокоинтенсивного излучения плазмы СР с процессом развитого поверхностного испарения диэлектрика. Причем поверхностный слой диэлектрика успевает испариться раньше, чем теплопроводность способна отвести от слоя выделившееся тепло. Указанные факты стимулируют поиск новых подходов в формировании СР с пониженным уровнем теплового воздействия на материал диэлектрика (от  $\sim 1$  до  $\sim 10^{-2}$  Дж/см<sup>2</sup>).

Прогресс в изучении физических свойств СР тесно связан с решением задачи получения объемного разряда (ОР) как источника накачки мощных  $\text{CO}_2$ -лазеров. Применение в качестве электродов  $\text{CO}_2$ -лазера плазменных листов, образованных СР [21], позволило создать класс электро-разрядных лазеров, приближающихся по своим параметрам к лазерам с предионизацией пучком ускоренных электронов [5,22]. Экспериментальные исследования импульсного ОР в молекулярных газах высокого давления показали [23,24], что плазменный лист на основе СР выполняет две важные функции: является эффективным источником предионизации, обеспечивая на расстоянии в несколько сантиметров концентрацию электронов до  $n_e \approx 10^{12} \text{ см}^{-3}$ , а также играет роль плазменного электрода, оказывающего стабилизирующее действие (из-за наличия собственного активного сопротивления) на объемный сильноточный разряд.

Использование плазменных листов позволяет создать ТЕА  $\text{CO}_2$ -лазеры, которые необходимы для решения целого ряда научных и технологических задач: повышение дальности действия лазерных навигационных систем в сложных погодных условиях путем формирования оптического волновода в аэрозольных средах [25], создание оптико-акустических детекторов для дистанционного анализа спектрохимического состава аэрозоля и измерения набора метеопараметров атмосферы [26], разработка лазерных плазмотронов для расширения технологий поверхностной обработки материалов плазмой оптического пробоя газов [27]. Эти задачи требуют привлечения короткоимпульсных ТЕА  $\text{CO}_2$ -лазеров с энергией излучения до 1 кДж и длительностью импульса 0,5–1,5 мкс, работающих в импульсно-периодическом режиме (ИПР) с частотой повторения импульсов  $f \geq 20 \text{ Гц}$ . Такие высокоэнергетические лазерные установки могут быть созданы на основе известных разработок в области моноимпульсных широкоапертурных электро-разрядных систем возбуждения самостоятельного ОР с плазменными электродами [28]. Однако переход в этих системах к ИПР встречает ряд трудностей, связанных с малым ресурсом диэлектрической подложки, отравлением рабочей смеси продуктами плазмохимических реакций, высоким уровнем возмущений плотности газовой среды, появляющихся в межэлектродном зазоре от предшествующих импульсов энерговклада.

Исследования показали [29], что, в отличие от ОР, плазменный электрод на основе СР остается однородным в ИПР и без продува газа. Повышенная устойчивость СР объясняется существенной ролью процессов теплопроводности и диффузии возбужденных частиц из разрядной области и высокой однородностью в моноимпульсном режиме, связанной с наличием распределенной емкости  $C_d$ . При этом для типичных подложек

из стеклотекстолита с толщиной  $d = (0,5-1)$  мм в условиях незавершенной фазы разряда (когда вклад энергии в плазму СР мал,  $\sim 20$  Дж/л) можно обеспечить длительный режим работы собственно плазменного электрода с частотой  $f \leq 10$  кГц, а для завершенной фазы (когда удельный энерговыход резко возрастает до  $\sim 500$  Дж/л) этот параметр составляет величину  $f \leq 200$  Гц. С повышением частоты разрушение диэлектрика ускоряется. Этот процесс усиливается при включении основного ОР, ток которого замыкается на плазму СР, интенсифицируя разогрев и эрозионное разрушение диэлектрика (ресурс подложки из керамики с  $d = 5$  мм при удельном энерговыходе  $\sim 500$  Дж/л и частоте  $f = 500$  Гц составляет не более 10 минут). Традиционный подход к решению проблемы эрозионной стойкости заключается в подборе материала диэлектрика, который мог бы быть устойчивым к существенному разогреву в частотном режиме работы и не приводил бы к быстрой деградации рабочей смеси за счет внесения материала диэлектрика в область основного разряда. Однако даже наиболее стойкие материалы на основе керамики с высокой теплопроводностью (пропитанный нитрид бора, корундовая керамика, листовый сапфир) оказываются нетехнологичными и склонными к термораскалыванию, что не позволяет считать на сегодняшний день полностью решенной проблему ресурса плазменных электродов для ИП  $\text{CO}_2$ -лазеров.

При использовании плазменных электродов в моноимпульсном режиме влияние газодинамических и акустических возмущений, создаваемых плазмой СР, на устойчивость основного ОР оказывается незначительным. В работах [30,31] контроль однородности среды в разрядном промежутке после срабатывания плазменного катода осуществлялся с помощью методики двухэкспозиционной голографической интерферометрии. Было показано, что к моменту формирования импульса генерации  $\text{CO}_2$ -лазера распространение УВ, создаваемых СР, не приводит к нарушению оптической однородности среды на расстояниях, больших 1 мм от поверхности подложки (поскольку задержка между СР и ОР не превышает  $\sim 1$  мкс и при характерной скорости  $v \approx 10^3$  м/с путь, проходимый УВ, менее 1 мм). Однако при переходе в ИП данные возмущения из-за эффекта накопления могут оказать существенное влияние на устойчивость и однородность основного ОР, что определяет необходимость поиска путей их снижения (при сохранении эффективности УВ-предионизации).

## 1. МНОГОКАНАЛЬНЫЙ СКОльзяЩИЙ РАЗРЯД И УСЛОВИЯ ПРИМЕНЕНИЯ ЕГО В КАЧЕСТВЕ ПЛАЗМЕННОГО ЭЛЕКТРОДА

К настоящему времени получен значительный объем экспериментально-теоретических результатов исследований электрогазодинамических процессов формирования каналов СР, в том числе применительно к созданию на их основе плазменных электродов.

Еще в цикле ранних работ [32-36] пространственно-временная фото-съемка развития одиночных каналов разряда показала, что их расширение происходит асимметрично (вдоль поверхности диэлектрика в 2-3 раза быстрее, чем в направлении, перпендикулярном к ней) в виде тонкого светящегося образования параллельно поверхности диэлектрической подложки. Канал СР не имеет цилиндрической симметрии и при равных условиях разряда со свободной искрой площадь поперечного сечения у СР значительно (в 2 раза [32]) меньше, что обеспечивает ему более высокую интенсивность излучения. Исследование каналов в разрядном контуре средней "жесткости"  $U/L \sim 10^9$  В/Гн [34] показало, что излучение СР дает амплитуду световой вспышки в 3-5 раз большую, а длительность в 3-4 раза меньшую, чем у ксеноновой лампы. Излучение имеет сплошной спектр и соответствует излучению абсолютно черного тела при температуре  $(3-6) \cdot 10^4$  К. "Чернота" излучения достигается в слое плазмы толщиной  $\sim 0,2$  мм [34], образуя между излучающей плазмой и поверхностью диэлектрика газовый зазор шириной  $\leq 0,2$  мм, в котором свечение не наблюдается [37]. Уже в ранних работах подчеркивалось, что основные особенности СР определяются наличием и свойствами диэлектрической подложки, которая:

- 1) позволяет получать длинные разрядные промежутки  $l$  при сравнительно низком напряжении  $U$  (например, для диэлектрика толщиной  $d = 0,25$  мм при  $U = 50$  кВ,  $l = 120$  см [38]);
- 2) изменяет состав излучающей плазмы в процессе разряда;
- 3) влияет на газодинамическое расширение канала разряда.

Одной из основополагающих работ, определяющих физическую картину развития СР, является [15], где на основе результатов численного расчета распределения составляющих напряженности  $E$  электрического поля у рабочей кромки ВВЭ выполнен анализ особенностей формирования начальной стадии разряда. Показано, что наличие электрода-подложки приводит на линии раздела сред не только к существенному превышению нормальной составляющей  $E_y$  поля над продольной -  $E_x$ ,

но и к уменьшению скорости спада  $E_x$  у ВВЭ. Это позволило выделить у ВВЭ на диэлектрике участок шириной  $x/d \sim 0,3$ , где в предпробойной стадии оседают заряды знака, совпадающего со знаком  $U$  на ВВЭ. Например, при отрицательной полярности ВВЭ и атмосферном давлении воздуха за характерное время  $t \sim (1,5-4) \cdot 10^{-10}$  с [13] электроны выводятся из процесса размножения и формируют на высокоомной подложке потенциальный барьер. Сделан вывод о необходимости дальнейших исследований процессов в приэлектродной области, где взаимодействие полей ВВЭ и потенциального барьера должно задавать ход развития разряда.

В данной главе (на основе анализа научно-технических источников) обсуждаются физическая модель развития многоканального СР и условия его формирования как основы импульсных плазмодистовых электродов. Рассматриваются особенности формирования плазменных электродов при переходе в импульсно-периодический режим энерговыклада и методы решения возникающих здесь проблем ресурса диэлектрической подложки и снижения уровня газодинамических возмущений в разрядной камере.

#### 1.1. Экспериментально-теоретическое описание процессов развития многоканального скользящего разряда

Особенностью СР является его развитие в условиях резконеоднородного поля на ВВЭ. Напряженность поля на ВВЭ достигает величины порядка  $10^8$  В/м [15], что при реальном коэффициенте усиления поля на микронеоднородностях ( $\sim 10^2$  [39]) должно вызывать взрывную эмиссию и резкое усиление предпробойных токов. Столь значительные перенапряжения у ВВЭ должны приводить [40] к снижению потерь энергии электронов в плотных газах на возбуждение и ионизацию и увеличению (более чем на порядок [15]) протяженности области их непрерывного ускорения. Тормозное излучение таких электронов поглощается в газе значительно слабее, чем излучение УФ-диапазона, и может приводить к зарождению новых центров ионизации на сравнительно больших расстояниях от первичных лавин. В этом может заключаться одна из причин диффузности или многоканальности начальной фазы СР. В [15] выделяется возможность еще одного механизма размножения электронов у ВВЭ, основанного на повышении эффективности процесса вторичной эмиссии электронов из диэлектриков при скользящих углах падения ( $\sim 20^\circ$ ).

Однако в анализируемой работе [15] не получило рассмотрения электрическое поле зарядного рельефа, формирование которого происходит в предпробойной стадии и должно проявляться уже в первичных

ионизационных процессах. Если при расчете распределения составляющих  $N_x$ ,  $E_x$  электростатического поля ВВЭ П.Н. Дашук в [15] допус-  
 нил вероятность диффузности начальной фазы СР, то в своей более позд-  
 ной работе [13] он приходит к убеждению, что газоразрядная плазма СР  
 при атмосферном давлении с самых начальных его стадий формируется не  
 в виде диффузного слоя, а в виде четко локализованной нитевидной мно-  
 гоканальной структуры.

П.Н. Дашук является автором одной из физических моделей, наибо-  
 лее подкрепленной экспериментальными исследованиями [1,13], где СР  
 в своем развитии проходит лавинную, стримерную, лидерную стадии, а  
 также стадии обратного лидера и завершающую финальную сильноточную  
 фазу. При этом в рассмотрение вводятся эффекты ускорения электронов  
 и ионизации и неравновесной плазме СР, генерации мягкого рентгеновско-  
 го и УФ-излучения, а также вторично-эмиссионные процессы в диэлект-  
 рике. Такое обилие стадий-ступеней ионизационных переходов и опреде-  
 ляющих их физических процессов и механизмов затрудняет теоретическое  
 описание модели развития СР в целом. Это обосновывает проявившиеся  
 два подхода к возможности построения теории СР.

Один из них заключается в последовательной разработке теорети-  
 ческих моделей каждой из стадий развития СР с учетом полного объема  
 экспериментальных данных. Примерами такого научного подхода могут  
 служить экспериментально-теоретические работы д-ра техн. наук П.Н.  
 Дашука с учениками [1,13,15,41-44], в которых прослеживается стано-  
 вление теоретической модели НСР, включающей предпробойную [13,15],  
 лавинно-стримерную [1,13,44] и лидерную стадии [1,13,41-43], как и  
 исследования д-ра техн. наук С.И. Андреева и его учеников [17,33,34,  
 38,45,46], где построение физической модели СР производится при зна-  
 чительном изменении условий возбуждения токовых каналов [38,45] с  
 учетом их взаимодействия с диэлектрической подложкой, газовой средой  
 [17] и плазмой объемного разряда [46].

Построение универсальных теоретических моделей здесь затруднено  
 в связи с многообразием и сложностью описания процессов в плазменных  
 каналах на подложке. Показательным здесь может быть представление в  
 [13] условия самостоятельности для СР в виде

$$T_{\Sigma} \left( \exp \left\{ \int_0^x [\alpha(x) - \gamma_{\Sigma}(x)] dx - \mu(x) \right\} - 1 \right) = 1, \quad (I.1)$$

где  $\alpha(x)$  - коэффициент ионизации;  $\mu(x)$  - коэффициент поглощения  
 фотонов газом;  $\gamma_{\Sigma} = \gamma_r - \gamma_d$  - эффективный коэффициент прилипания

электронов;  $\gamma_g$  - то же для газа;  $\gamma_d$  - то же за счет захвата электронов диэлектриком. Эффективный коэффициент вторичных процессов  $\gamma_\Sigma$  в (I.1) определяется как  $\gamma_\Sigma = \gamma_{\phi,г} + \gamma_{\phi,э} - \gamma_{\phi,д} + \gamma_{зд} + \gamma_{у,э}$ , где  $\gamma_{\phi,г}$  и  $\gamma_{у,э}$  - коэффициенты ассоциативной фотоионизации и ионизации газа убегающими электронами;  $\gamma_{зд}$  - коэффициент вторичной электронной эмиссии из диэлектрика;  $\gamma_{\phi,э}$  и  $\gamma_{\phi,д}$  - коэффициенты фотэмиссии электронов из электрода и диэлектрика.

Такая представительность малоинерционных ( $t \sim 10^{-10} - 10^{-11}$  с) вторичных процессов, которые зависят от геометрии ВВЗ, характеристик материала подложки и газовой среды говорит о малой вероятности их теоретического обобщения.

Весьма плодотворным для построения многоканального механизма развития стримеров СР с катода явилось использование в [13] элементов электрофизической теории зарядных пятен и полос на высокоомных диэлектрических пленках с односторонней металлизацией [47, 48, 49]. Однако непосредственный перенос формул расчета составляющих  $E_x$ ,  $E_y$  и  $E_\Sigma$  напряженности электрического поля зарядной полосы с куполообразным профилем распределения плотности  $\sigma$  поверхностных зарядов на одиночный стримерный канал с линейным спаданием потенциала  $\phi$  вдоль его длины является искусственным приемом. Требуется дальнейшее исследование динамических процессов распространения зарядных структур и распределения составляющих  $E_x$ ,  $E_y$  поля на подложке у рабочей кромки ВВЗ.

Необходимо применение физически обоснованных методов исследования, отличающихся простотой и наглядностью. В основу может быть положен широко известный метод электрографии (или фигур Лихтенберга) [50], позволяющий отслеживать структурные изменения в наносекундном интервале времени [51].

Отсутствие достоверных данных о всей полноте процессов развития СР затрудняет построение адекватных теоретических моделей. Это обосновывает необходимость второго подхода, связанного с построением обобщающих теоретических моделей, которые хотя бы на качественном уровне позволяли оценивать коммутационные характеристики разрядных промежутков, параметры интегральных процессов в плазме и на подложке. Такие обобщающие модели могут быть получены при использовании в электродинамике СР представлений о высоковольтных волнах ионизации как форме пробоя длинных газоразрядных трубок с импульсным напряжением на поджигающем электроде [52]. В случае медленного нарастания  $U$  (от 15 до  $2 \cdot 10^5$  В/с) Бартоломейчик показала [53], что зажига-

ние разряда начинается с ионизации газа в ограниченной части трубки около электрода. При этом по мере увеличения  $U$  на ВВЗ область ионизации движется от электрода и сопровождается зарядкой стенок и сплочением. Эта модель получила дальнейшее развитие в [54], где показано, что фронт волны ионизации может распространяться по неионизованному газу с постоянной скоростью  $v \sim 1/C_d R_d$  ( $R_d$  и  $C_d$  — погонные сопротивление плазмы разряда и емкость диэлектрика, которые предполагались постоянными в процессе разряда) и необходим учет процесса зарядки емкости между плазмой и металлическим экраном для описания разряда. Самосогласованная теория волнового пробоя газа была развита в работах А.Н. Лагарькова и И.М. Руткевича [14, 55]. В этой теории двумерный характер электрического поля и процесс зарядки распределенной емкости учитывается в рамках описания, в котором рассматривается движение волны поверхностного заряда по разрядной трубке как по плазменному волноводу. В электрическом поле этой волны осуществляется ионизация газа однородно по сечению разряда. При повышении давления волна ионизации оказывается прижатой к поверхности диэлектрической трубки. В этом случае протекающие в ней явления приближаются к явлениям, наблюдающимся в СР.

В отличие от пробоя в экранированных трубках в СР ионизация газа на переднем фронте волны осуществляется в основном под действием поперечной составляющей  $E_y$  напряженности электрического поля [14].

В [56] впервые для объяснения результатов исследования световых характеристик плазмы СР была рассмотрена теоретическая модель ударной электромагнитной волны (ЭМВ), формирующейся в плазме одиночного канала в момент замыкания разрядного промежутка. Для описания простейшей модели распределения напряжения  $U$  и тока  $I$  в короткозамкнутой линии, образуемой погонными емкостью  $C_d$ , сопротивлением  $R_d$  и индуктивностью  $L_d$  плазмы вблизи диэлектрика, использовались телеграфные уравнения вида

$$-\frac{\partial U}{\partial x} = L_d \frac{\partial I}{\partial t} + R_d I, \quad (1.2)$$

$$-\frac{\partial I}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial t} (U C_d), \quad (1.3)$$

где ось  $x$  направлена вдоль диэлектрика от ВВЗ к заземленному электроду (ЗЭ). Решение уравнений (1.2) и (1.3) проводилось при граничном условии

$$U(x=0, t) = U_0 - \frac{1}{C_0} \int_0^t I dt. \quad (I.4)$$

Принималось, что  $C_d$  и  $L_d = f(I, U)$ . Система (I.2), (I.3) решалась аналитически в предположении нелинейной зависимости сопротивления  $R$  плазменного шнура от тока  $I$ , которая задавалась формулой Тейлера в виде

$$R = \frac{R_d}{1 + \frac{1}{g_0} \int_0^t I dt}, \quad (I.5)$$

где  $g_0 = C_0 U_0$  - заряд на батарее.

Исследование решения полученного уравнения, описывающего распространение волны тока (напряжения) в линии с потерями  $R=f(I)$ , выявило наличие разрыва ( $U_1 = -U_2$ ), который формируется на некотором расстоянии  $x_{\text{кп}}$  от входа в линию при условии, что амплитуда волны на входе  $U_{\text{кп}}$  удовлетворяет условию  $U \geq U_{\text{кр}}$ . Выявленное сокращение ширины  $\Delta x_{\text{ф}}$  фронта ударной ЭМВ позволило оценить усиление напряженности поля  $E$  ( $E = 2U / \Delta x_{\text{ф}}$ ) и предположить, что источником неравновесного (не дугового) УФ-излучения СР является перенапряженный фронт ударной ЭМВ. Зная скорость  $v$  распространения фронта ударной волны ( $v = 1/\sqrt{L_d C_d} \cong 5 \cdot 10^6$  м/с), оценивалась длительность  $\tau$  импульса УФ-излучения как  $\tau \sim \ell / \sqrt{LC}$  ( $\ell$  - длина разрядного промежутка).

После прохождения фронта ударной ЭМВ начинался основной разряд батареи  $C_0$ , который близок к аperiodическому и описывался в [56] выражением

$$I(t) = \frac{U_0}{g^*} \sqrt{1 - \left(\frac{\ell R_d}{2g^*}\right)^2} \exp(-\alpha t) \sin \omega t, \quad (I.6)$$

где  $g^* = \sqrt{\ell L_d / C_0}$ ;  $\alpha = R_d / 2L_d$ ;  $\omega = (1/\sqrt{\ell L_d C_0}) \sqrt{1 - (\ell R_d / 2g^*)^2}$ . Оценка погонных параметров  $L_d$ ,  $C_d$  и  $R_d$ , а следовательно, и скорости  $v$  фронта ударной ЭМВ производилась на основании осциллограмм тока на основной стадии разряда. В [56] генерация УФ-излучения связывалась с параметрами рекомбинирующей плазмы, создаваемой на

фронте ударной ЭМВ. Однако значительная абстрактность представлений об ударной ЭМВ СВ в [56] долгое время не получала развития. Наиболее последовательно волновая модель для описания однородного сильноточного СВ применительно к системам накачки электроразрядных эксимерных лазоров [6] развивалась в экспериментально-теоретических работах [11, 12, 29] д-ра физ.-мат. наук В.М. Борисова и его учеников. По данным их исследований, протекание тока в СВ, развивающемся в низкоиндуктивном контуре ( $L \leq 200$  нГн) при высокой крутизне фронта импульса  $U$  на ВВЭ  $dU/dt \approx 10^{12}$  В.с, может происходить в одну или две стадии. Первая стадия характеризуется малым током разряда ( $I \sim \partial(CU)/\partial t$ ), который является в основном током зарядки распределенной емкости диэлектрика  $C_A$  (10–200 А). Вторая стадия представляет собой пробой предионизационного на первой стадии слоя газа вблизи поверхности диэлектрика и характеризуется возрастанием тока до 5–10 кА.

В [12] с помощью контактных электрических зондов, установленных на диэлектрике в междиектродном промежутке, исследовались поверхностные волны напряжения, распространяющиеся от ВВЭ в виде солитонов электрического поля, которые характеризуются скоростью  $v$  движения, скоростью нарастания напряжения  $\partial U/\partial t$  и напряженностью поля  $E_x = |\partial U/\partial x|$ . Экспериментально был найден комплекс  $(1/Nv) \times (\partial U/\partial t)$ , который слабо меняется при варьировании давления газа  $p$  (характеризуется через плотность  $N$  частиц в газе) и параметров электроразрядной системы (от крутизны импульса  $\partial U/\partial t$  и амплитуды  $U$  на ВВЭ).

Физическая модель волны напряжения СВ в гелии в [11, 12] строилась на предположении, что в начальный момент прихода волны определяющим механизмом размножения электронов является прямая ионизация атомов или молекул газа у поверхности диэлектрика электронным ударом. При этом роль ионизации быстрыми электронами, фотоионизации и т.д. сводится лишь к изменению величины начальной концентрации электронов перед волной напряжения. Исходя из однородности распространения волны напряжения по всей ширине диэлектрика, в телеграфных уравнениях (1.2), (1.3) принималось, что погонная емкость  $C_A = const$ , а погонная индуктивность  $L_A \approx 0$ . Последнее основывалось на том, что погонное сопротивление  $R_A$  велико на начальной стадии пробоя, когда концентрация электронов  $n_e$  в слое плазмы вблизи диэлектрика пропорциональна исходной концентрации  $n_e(0)$  и изменяется со временем как

$$n_e(t) = n_e(0) \exp\left(\int_0^t \nu_i(E/N) dt\right), \quad (I.7)$$

где  $\nu_i$  - частота прямой ионизации атомов гелия электронным ударом. Согласно [11], на первой стадии СР приведенная напряженность поля  $E/N$  определяется в виде

$$\frac{E}{N} \approx \frac{1}{N} \sqrt{\left\{ U \left[ \Delta + \frac{d}{\epsilon} \left( 1 + \frac{4\pi\sigma}{\partial \ln(\partial U / \partial y) / \partial t} \right) \right] \right\}^2 + \left( \frac{\partial U}{\partial t} \frac{1}{v} \right)^2}, \quad (I.8)$$

где  $\sigma$  - проводимость плазмы в слое вблизи диэлектрика;  $\Delta$  - толщина этого слоя. Первый член подкоренного выражения описывает напряженность поля в направлении нормали к поверхности диэлектрика (по оси  $y$ ), второй - вдоль разрядного промежутка (по оси  $x$ ). Когда проводимость слоя плазмы мала ( $\sigma \ll \frac{1}{\pi} \frac{\partial \ln}{\partial t} \left( \frac{\partial U}{\partial y} \right)$ ), согласно (I.8)

$$\frac{E}{N} \approx \frac{1}{N} \sqrt{\left( \frac{U}{\Delta + d/\epsilon} \right)^2 + \left( \frac{\partial U}{\partial t} \frac{1}{v} \right)^2}. \quad (I.9)$$

Согласно (I.8), (I.9), увеличение напряжения  $U$  на ВВЭ и скорости его нарастания  $\partial U / \partial t$ , повышение  $\epsilon/d$  и  $1/N$  существенно улучшают однородность СР (за счет повышения  $E/N$ ), если проводимость плазмы  $\sigma$  мала, что имеет место в начальный момент прихода фронта волны напряжения.

Используя (I.9), в [12] выполнена оценка скорости  $v$  распространения волны напряжения. Учитывая, что при достаточно больших  $E/N$  частота ионизации  $\nu_i$  хорошо аппроксимируется линейной функцией, для концентрации электронов  $n_e$  можно записать

$$n_e \approx A E / \beta, \quad (I.10)$$

где  $\beta$  - частота рекомбинации зарядов;  $A$  - константа, определяющая ионизационные свойства среды над диэлектриком и не зависящая от давления. Тогда погонное сопротивление  $R_A$  определяется в виде

[12]

$$R_d \approx R_d(0) / (1 + AE(t) / \beta n_e(0)), \quad (I.11)$$

где  $E(t)$  находится из (I.8), и для распределения напряжения  $U$  на диэлектрической подложке имеем уравнение

$$\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} = R_d C_d \frac{\partial U}{\partial t} + \frac{1}{R_d} \frac{\partial R_d}{\partial x} \frac{\partial U}{\partial x}. \quad (I.12)$$

Решение уравнения (I.12) затруднено, поэтому в [I2] рассмотрен случай слабой ионизации, когда  $|\partial U / \partial x|, |\partial U / \partial y| \ll \beta n_e(0) / A$ , т.е.  $R_d(t) = \text{const}$ .

Этот случай характерен для модели пробоя в [54], где распространение фронта поддерживалось нарастающим (по абсолютной величине)  $U$  на ВВЗ. Для скорости  $v$  из (I.11) имеем  $v \sim 1 / (C_d R_d \Delta x)$ , где  $\Delta x$  — величина, эквивалентная размеру фронта волны напряжения. Величина  $v$  линейно падает с ростом давления ( $R_d$  увеличивается из-за снижения подвижности электронов) погонной емкости  $C_d$  и уменьшением начальной концентрации электронов.

В сильноточном СР, характеризующимся высокими значениями  $U$  и  $\partial U / \partial t$ , проводимость газа  $\sigma$  у поверхности диэлектрика в момент прихода волны напряжения значительно возрастает за время, значительно меньшее, чем время нарастания напряжения  $U$  в данной точке. Когда проводимость слоя плазмы становится существенной,  $E/N$  уменьшается и определяется в основном величиной  $(1/Nv)(\partial U / \partial t)$ , которая слабо меняется (на  $\sim 20\%$ ) при варьировании параметров  $U$ ,  $\partial U / \partial t$ ,  $v$ ,  $d$  и  $N$ . Для разрядов в  $He$  и  $N_2$  получено соответственно  $E/N = 2$  и  $14 \cdot 10^{-16}$  В·см<sup>2</sup> [II].

Рассмотренные аналитические соотношения подтверждают двухстадийность развития СР и позволяют оценивать пробойные характеристики разрядных промежутков. Подтверждена отмеченная в [38] зависимость СР от отношения  $d/\epsilon$ , а не от отдельных  $d$  и  $\epsilon$ . Однако в силу сделанных упрощений развитие в [II, I2] волновое описание СР может рассматриваться как одно из приближений на пути к созданию количественной модели формирования многоканального СР. Характерно, что волновая модель СР в [II, I2] лишь в частных случаях опирается на экспериментально-теоретические разработки в области высоковольтных волн ионизации в газах [57]. Представляет интерес замкнутое теоретическое описание фронта СР как волны ионизации. Движущийся фронт СР

имеет ряд важных общих черт с волной пробоя в экранированной трубке. Общим свойством обоих видов ионизации является тесная связь их структуры с поверхностной волной, осуществляющей зарядку распределенной емкости между границей "плазма - диэлектрик" и заземленным металлическим экраном. Наиболее важным отличием СР от волны в трубке, помимо геометрии разрядного устройства, является сильная неоднородность

$n_e$  в направлении нормали к поверхности диэлектрика и возможность многоканального режима распространения. Замкнутая численная модель распространения фронта незавершенного СР (НСР) как двумерной волны ионизации в неоднородном электрическом поле была разработана И.М. Руткевичем [14, 16, 58]. Данная модель не только основана на результатах исследований Дашука П.Н., Борисова В.М. и других, но и обсуждалась с ними в процессе создания. Неся обобщающие функции, она использует для описания динамики развития НСР физико-математический аппарат теории волн ионизации в газах. Однако остается вопрос о сохранении в модели специфики СР.

Рассматривается пробой инертного газа в предположении, что основным механизмом возникновения электронов перед движущимся фронтом является ассоциативная ионизация, а в области самого фронта, где достигаются большие значения электрического поля, как и в [11, 12], преобладает ионизация электронным ударом. Уравнения электродинамики и кинетики, использованные для распространения двумерной волны ионизации в гелии, представлены в [14, 16, 58] в неизменном виде

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial E_x}{\partial x} + \frac{\partial E_y}{\partial y} - \bar{\epsilon}_0^{-1} e (n_e - n_{i1} - n_{i2}), \quad \bar{E} = -\nabla \varphi, \\ \bar{j} = G \left( \bar{E} - \frac{\nabla P_e}{e n_e} \right), \end{aligned} \right\} \quad (I.13)$$

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + e^{-1} \operatorname{div} \bar{j} = \alpha n_e + \kappa n_a n^* - \beta n_e n_{i2} - \rho n_e^2 n_{i1}, \quad (I.14)$$

$$\frac{\partial n_{i1}}{\partial t} = \alpha n_e - \delta n_a^2 n_{i1} - \rho n_e^2 n_{i1}, \quad (I.15)$$

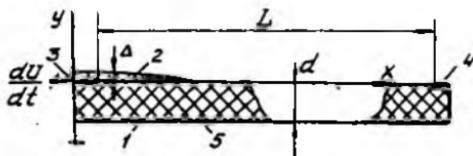
$$\frac{\partial n_{i2}}{\partial t} = \kappa n_a n^* + \delta n_a^2 n_{i1} - \beta n_e n_{i2}, \quad (I.16)$$

$$\frac{\partial n^*}{\partial t} = -(A_{31} + A_{32} + \kappa n_a) n^* + \chi n_e + \int A_{31} n^*(\vec{r}, t) G(|\vec{r} - \vec{r}'|) d\vec{r}'. \quad (I.17)$$

Здесь  $n_a$  - концентрация атомов в основном состоянии;  $n_{i1}$  и  $n_{i2}$  - концентрация атомарных и молекулярных ионов соответственно;  $n^*$  - концентрация возбужденных атомов гелия на третьем уровне;  $\kappa$  - усредненная по термам этого уровня константа ассоциативной ионизации;  $\mathcal{Q}$  - коэффициент трехчастичной рекомбинации;  $\delta$  - коэффициент конверсии атомарных ионов  $He^+$  в молекулярные  $He_2^+$ ;  $\chi$  - эффективная частота возбуждения электронным ударом;  $A_{31}$  и  $A_{32}$  - усредненные по термам вероятности переходов с третьего на нижние уровни;  $G$  - ядро интегрального уравнения Бибермана-Холстейна, описывающего перенос резонансного излучения в He для перехода  $1s3p-1s^2$ . Остальные обозначения общеприняты. Система (I.13)-(I.17) дополнена уравнением Лапласа для электрического потенциала в слое диэлектрика и электродинамическими граничными условиями на проводящем экране  $y = -d$  и на поверхности подложки  $y = 0$  (рис. I.1)

$$\left. \begin{aligned} (\varphi)_{y=-d} = 0, \quad (\varphi)_{y=+0} = (\varphi)_{y=-0}, \\ (j_y + \epsilon \frac{\partial E_y}{\partial t})_{y=+0} = \epsilon_0 \epsilon \left( \frac{\partial E_y}{\partial t} \right)_{y=-0}. \end{aligned} \right\} \quad (I.18)$$

Показано, что при рассмотрении автономных решений, зависящих от переменных  $\xi = x - vt$  и  $y$ , достаточно использовать условия (I.18) на поверхностях раздела сред и асимптотические условия при  $\xi \rightarrow \infty$ . Для получения распределений электрического



Р и с. I.1. К численной модели скользящего разряда: 1 - диэлектрик; 2 - плазма; 3 - высоковольтный электрод; 4 - заземленный электрод; 5 - заземленный экран, соединенный с электродом 4

поля и концентрации электронов на границе газа с диэлектриком

$y = +0$  производится переход к квазиодномерной модели. Для построения замкнутой квазиодномерной модели, позволяющей рассчитывать распределения поля и концентраций частиц вдоль поверхности  $y = +0$ , уравнения (I.13)-(I.17) записывались в точках поверхности  $y = +0$ . Получившиеся при этом уравнения содержат неизвестные распределения:

$$\left. \begin{aligned} E_{x\omega} = E_x(\xi, 0) = -d\varphi_\omega/d\xi, \quad n_{e\omega} = n_e(\xi, 0), \\ n_{i1\omega} = n_{i1}(\xi, 0), \quad n_{i2\omega} = n_{i2}(\xi, 0), \quad n^* = n^*(\xi, 0). \end{aligned} \right\} \quad (I.19)$$

Такая система уравнений не будет замкнутой, поскольку наряду с величинами (I.19) она содержит неизвестные дополнительные функции: нормальные производные на стенке  $(\partial E_y/\partial y)_\omega = (\partial t_y/\partial y)_{y=+0}, (\partial n_e/\partial y)_\omega = (\partial n_e/\partial y)_{y=+0}$ , а также поперечную составляющую поля в плазме на границе с диэлектриком  $E_{y\omega}(\xi) = E_y(\xi, +0)$ . Приняв для поперечного поля в диэлектрике на границе с газом соотношение

$$E_y(\xi, -0) = -\varphi_\omega(\xi)/d, \quad (I.20)$$

где  $\varphi_\omega(\xi)$  - распределение потенциала на поверхности  $y = 0$ , из третьего граничного условия (I.18) получается уравнение для определения  $E_{y\omega}$ :

$$\frac{dE_{y\omega}}{d\xi} = j_{y\omega}(\xi)(\epsilon_0 v)^{-1} + \frac{\epsilon}{d} E_{x\omega}(\xi). \quad (I.21)$$

Поперечные градиенты концентраций частиц  $n_e, n_{i1}, n_{i2}$  и  $n^*$  задавались с помощью модельных профилей в направлении  $y$ . Для замыкания расширенной системы уравнений находилась связь величины  $(\partial E_y/\partial y)_\omega$  с параметрами  $E_{x\omega}$  и  $\varphi_\omega$  путем аналитического решения линейной задачи о распределении потенциала перед фронтом стационарной нелинейной волны. При нахождении асимптотики поля перед фронтом ионизации на больших расстояниях от ВВЗ влияние последнего описывалось полем точечного заряда  $q$ , величина которого равна интегральному заряду, распределенному по поверхности электрода. При этом заземленный электрод считался расположенным на бесконечности, а форма ВВЗ не влияет на вид асимптотики. Считалось, что заряд  $q$  перемещается вместе с фронтом со скоростью  $v$ . Рассматриваемая электродинамическая модель отличается от электростатического расчета поля в [15] тем, что позволяет учитывать движение фронта потенциала, выванное процессами ионизации. Поле точечного заряда, расположенного над диэлектрическим слоем в точке  $\xi = 0, y = a > 0$ , определялось функцией Грина для области, составленной из слоя диэлектрика  $-d < y < 0$  с  $\epsilon > 1$ , лежащего на проводящем экране ( $y = -d$ ) и верхней полуплоскости, где  $\epsilon = 1$ . Для главных членов асимптотики электрического поля в газе на

поверхности диэлектрика получены формулы

$$\frac{E_{y\omega}}{E_{x\omega}} \approx -\frac{\epsilon \xi}{2d}, \quad \left(\frac{\partial E_y}{\partial y}\right)_{\omega} \approx \frac{3E_{x\omega}}{2\varphi_{\omega}(\xi)} \quad (I.22)$$

Первая формула в (I.22) показывает, что на переднем фронте волны ионизации поперечное поле больше продольного, поэтому пробой на переднем фронте СР осуществляется в основном под действием поперечного поля (в отличие от ситуации в разрядных трубках). Вторая формула в (I.22) использовалась в качестве замыкающего соотношения для уравнения Пуассона (I.13), записанного в точках поверхности  $y = +0$ .

Типичная расчетная структура стационарной волны отрицательной полярности в гелии, получаемой при численном интегрировании сформированной замкнутой системы уравнений, показана на рис. I.2. Видно, что

распределения  $E_{y\omega}$  и  $E_{x\omega}$  представляют собой уединенные волны, а форма распределений концентрации электронов  $n_{e\omega}$  и возбужденных атомов  $n_{\omega}^*$  близка к ступенчатой. На основании первой формулы в (I.22) и распределений  $E_{y\omega}(\xi)$ ,  $E_{x\omega}(\xi)$  на рис. I.2 в [I4, I6, 58]

сделано заключение, что ионизация электронным ударом на фронте СР

должна осуществляться первоначально в поле уединенной волны  $E_{y\omega}$ . После экранировки поперечного поля поверхностными зарядами дальнейшая ионизация возможна в продольном поле  $E_{x\omega}$ , которое затем экранируется объемными зарядами в слое плазмы.

Выполненный автором работ [I4, I6, 58] сравнительный анализ результатов автомоделного решения и экспериментальных исследований в [II, I2] выявил наличие качественного согласия. В частности, рассмотренная теоретическая модель правильно предсказывает порядок величины средней скорости  $\bar{v}$  в зависимости от рода газа и падения  $U$  на плазме СР. Зависимость  $\bar{v}$  от толщины  $d$  немонотонная и при фиксированном  $U$  имеет максимум. Уменьшение  $d$  диэлектрика и увеличение его проницаемости  $\epsilon$  способствует возрастанию амплитуд уединенных волн  $E_x(\xi)$  и  $E_y(\xi)$  и уменьшению толщины  $\Delta$  плазменного слоя за фронтом ионизации. Расчетные толщины плазменного слоя  $\Delta(\xi)$ ,

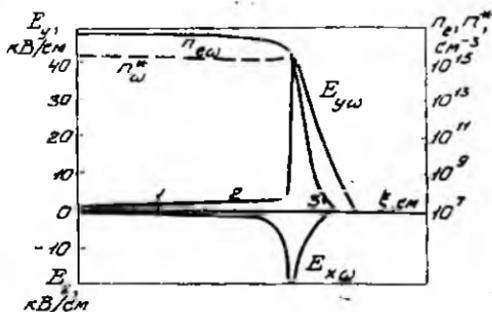


Рис. I.2. Структура фронта скользящего разряда в гелии (автомоделное решение) при  $p = 1520$  Торр,  $\epsilon = 4$ ,  $d = 0,5$  мм,  $\bar{v} = 5 \cdot 10^7$  см/с

определяемые по уровню  $n_0 = 10^8 \text{ см}^{-3}$ , могут изменяться от десятых долей миллиметра до нескольких миллиметров. Уменьшение  $d$  приводит к более эффективному усилению максимального поля  $E$  в плазме, чем увеличение  $\mathcal{E}$  в такое же число раз. Так, уменьшение  $d$  от 2 мм до 1 мм при  $P = 760 \text{ Торр}$ ,  $v = 10^6 \text{ м/с}$  и  $\mathcal{E} = 4$  в гелии повышает поле  $E_{\text{max}}$  с  $2,2 \cdot 10^6 \text{ В/м}$  до  $3 \cdot 10^6 \text{ В/м}$ . Для получения аналогичного усиления поля при  $d = 2 \text{ мм}$  необходимо увеличить  $\mathcal{E}$  от 4 до 50.

Рассмотренная теоретическая модель описания динамики развития НСР в виде продвижения волны ионизации далека от завершения. Как показано в [59], задача распространения волны в [14, 16, 58] решается в гидродинамическом приближении большой ширины фронта, локальной зависимости температуры электронов от  $E/P$ , потенциальности электрического поля. Предполагается, что волна движется по предварительно ионизованному газу. В силу сделанных предположений модель не позволяет получить затухание амплитуды волны и описать наличие пауз при ее распространении [38]. Отсутствует механизм генерации на фронте волны СР УФ-излучения, быстрых электронов [41, 42], нет описания связи между канальными и волновыми структурами в поле НСР [13, 44]. В силу автономности представленных решений ( $\xi \rightarrow \infty$ ) в [14, 16, 58] не освещаются вопросы формирования волны у ВВЗ. Необходимы дальнейшие исследования, позволяющие использовать распределения составляющих  $E_x$ ,  $E_y$  электростатического поля у ВВЗ [15] для описания электродинамической модели формирования и распространения волны напряжения в электродной системе СР. Главным показателем ограниченности рассмотренных ниже теоретических моделей является их несостоятельность в объяснении многоканальности развития СР. Повышению стабильности однородности СР (как плотности заполнения каналами разряда поверхности подложки) всегда уделялось большое внимание. С целью увеличения плотности каналов СР было предложено [45] вводить в поверхность диэлектрика центры эмиссии из соединений с малой работой выхода (например, соединения бария). Для создания однородного разряда использовались импульсные трансформаторы с выходным напряжением до 200 кВ [7, 17, 38, 45], однако плотность каналов  $n$  СР не превышала  $n \leq 1-2 \text{ кан/см}$ . Особенно актуальным этот вопрос стал при использовании СР в качестве основы плазменных электродов в газовых лазерах, что предполагает его однородное формирование при умеренных напряжениях [5]. Известно, что в специфических жестких режимах развития СР ( $L \leq 200 \text{ нГн}$ ,  $\partial U/\partial t \approx 10^{12} \text{ В/с}$ ) ток лидерной стадии может превышать ток последующего заверщенного СР, замыкающего разрядный промежуток, а ее излучение содержит интенсивную коротковолновую компоненту, простирающуюся вплоть

до области мягкого рентгена [42]. Это излучение создает свободные фотоэлектроны на расстояниях, значительно превышающих критические размеры первичных лавин, что обуславливает диффузную или многоканальную форму разряда, представляющую совокупность параллельных, равноотстоящих друг от друга плазменных каналов. Многоканальность СР вызывается также тем, что распределенная емкость диэлектрической подложки  $C_d$  выступает фактически в роли большого количества конденсаторов, развязывающих по питанию отдельные участки протяженного высоковольтного иницирующего электрода во время формирования разряда. Так как прорастание токовых структур на подложке связано с переносом определенного электрического заряда, то, чем больше удельная емкость диэлектрика (меньше его толщины), тем с меньшего участка электрода будет развиваться отдельный канал, не мешая прорастанию соседних каналов, т.е. повышается частота каналов, образующих плазменный лист на поверхности диэлектрика. С уменьшением  $d$  подложки в [38] связывался переход к самосогласованному режиму ( $d \leq 0,4$  мм,  $\epsilon = 3$ ) развития СР, когда рост емкостного тока  $I \propto \frac{d}{dt}(C_d U)$  в канале приводит к такому возрастанию проводимости плазмы, что потенциал ВВЭ с малыми потерями передается в область головки, определяя интенсивность ионизационных процессов у головки. Самосогласованность развития заключается в том, что интенсивность ионизационных процессов определяется величиной потенциала в головке, а величина этого потенциала определяется проводимостью канала, зависящей от интенсивности ионизационных процессов. Определяющим параметром процесса в этом случае является напряженность поля  $E_{\text{соед}}$  в канале. В условиях [38]  $E_{\text{соед}} \approx 140$  В/см, что в [1] соответствует лидерной стадии НСР. Такой режим развития НСР в [59] получил название "бесстримерного" лидера, подразумевая, что при малых  $d$  погонная емкость лидера может многократно возрасти за счет  $C_d$  подложки, и необходимость генерировать стримерные каналы отпадает. В результате уже при  $d \leq 4$  мм "бесстримерный" лидер получает способность формироваться при низком (до единиц киловольт) потенциале головки, от которого требуется только обеспечить самостоятельность разряда. При этом напряжение перекрытия длинного промежутка с резконеоднородным полем в воздухе практически не должно отличаться от напряжения на лидерном канале, приближающемся по состоянию газа к открытой стационарной дуге с напряженностью поля в канале  $E_{\text{соед}} \approx 350$  В/см [60].

Особенностью работ [38, 59, 60] является применение в разрядной цепи кабельного трансформатора, задающего колебательный импульс высокого напряжения ( $T = 2-18$  мкс [38]) с ограниченной скоростью нарастания  $U$  на ВВЭ (длительность фронта 70 мкс [60]).

В работах [13, 44] стадии развития многоканального НСР исследовались на полиэтиленовых пленках с  $d = 0,21-5$  мм при воздействии униполярных импульсов  $U$  длительностью  $\approx 10^{-3}$  с при скорости  $dv/dt = 10^{12}$  В/с и длительности фронта  $2 \cdot 10^{-8}$  с. Для регистрации токовых структур (начиная со стадии первичных стримеров) применялся метод автографов СР на высокочувствительной аэрофотопленке, совмещенный с осциллографической записью тока и напряжения с наносекундным разрешением.

Показано, что при всех значениях толщин диэлектрика на обеих полярностях  $U$  стримеры развиваются рядом, параллельно, и заполняют всю поверхность диэлектрика вблизи края плоского электрода. При отрицательной полярности  $U$  разряды представляют собой образования с размытыми головками строго одинаковой длины ( $l_s = 1-50$  мм), как правило, не имеющие разветвлений (кроме самих кончиков). Ширина стримера при  $d = 0,5$  мм и  $U = -(10-30)$  кВ остается практически неизменной —  $0,5-0,7$  мм. Длина  $l$  отрицательных разрядов увеличивается с увеличением  $U$  по линейному закону без видимого насыщения кривой  $l(U)$ . Зависимость длины стримера  $l_s$  от толщины  $d$  диэлектрика при отрицательной полярности соответствует традиционному представлению о том, что с ростом  $d$  уменьшается составляющая  $E_n$  поля на краю электрода и, соответственно, уменьшается  $l_s$ . Однако при положительной полярности  $U$  характер зависимости  $l_s(U)$  меняется на противоположный ( $l_s$  возрастает вдвое при увеличении  $d$  от  $0,25$  до  $5$  мм). Плотность стримеров  $n$  не зависит от амплитуды напряжения  $U$  и определяется только толщиной диэлектрика  $d$ . С увеличением  $d$  плотность  $n$  при обеих полярностях уменьшается, но всегда  $n_- \approx (1,2-2) n_+$ . Для отрицательной полярности можно записать  $n_- = 12 d^{-0,5}$ , где  $n$  — число стримеров на 1 см периметра;  $d$  — толщина диэлектрика в мм. Осциллограммы тока  $i(t)$  для СР в лавинно-стримерной стадии весьма похожи, но при одинаковых значениях  $d$  и  $U$  во время протекания тока стримера сохраняется соотношение  $i(t)_+ \approx 4 i(t)_-$ . Отмечается, что при  $d = 0,5$  мм заряд в стримере СР перед переходом его в лидерную стадию составляет  $q_{s+} = 18$  нКл,  $q_{s-} = 6$  нКл на каждый канал, продольные градиенты —  $E_{n+} = 3-6$  кВ·см<sup>-1</sup>,  $E_{n-} = 12-14$  кВ·см<sup>-1</sup>, а концентрация зарядов —  $n_{e+} = (0,5-1,5) \cdot 10^{14}$  см<sup>-3</sup>,  $n_{e-} = (0,4-1,2) \cdot 10^{14}$  см<sup>-3</sup>.

Общий недостаток работ [13, 44] заключается в ограниченности применяемого метода регистрации автографов НСР. Недостаточная светочувствительность метода не позволила исследовать особенности развития лавин и лавинно-стримерного перехода в начальной стадии НСР. В то же

время в [13] утверждается, что стримерная форма СР развивается в виде ряда параллельно-последовательных электронных лавин. По-видимому, роль лавин сохраняется и на этапе бесстримерных лидеров. Для записи свечения начальной стадии НСР могут применяться фоторегистраторы, совмещенные с усилителями яркости в виде электронно-оптических преобразователей (ЭОП) [61]. В [61] подтверждается, что при наносекундной длительности импульса ( $\leq 50$  нс)  $U$  на ВВЭ картина НСР является более однородной (чем при микросекундном импульсе), т.е. расстояние между каналами и ширина отдельных каналов значительно меньше, отсутствуют выделяющиеся каналы с повышенной яркостью. Однако минимальная длина регистрируемых структур здесь составляла не менее 2 мм, что говорит о том, что микроразряд уже находился в стримерной форме. Расчеты размеров лавины СР в воздухе при  $P = 100$  кПа,  $U = 1,5-3$  кВ и толщине диэлектрика  $d = 0,5$  мм показали, что ее размеры [44]: длина 0,1 мм и диаметр  $4 \cdot 10^{-2}$  мм весьма малы. Такие структуры могут регистрироваться путем записи электрографических картин [50,51] распределения составляющих напряженности  $E_x$ ,  $E_y$  электрического поля, выносимого лавинами на подложку поверхностного заряда. Важность этой стадии НСР определяется тем, что возбуждение волны ионизации может возникать [14] из развивавшейся электронной лавины или же из нескольких перекрывающихся друг с другом лавин. Однако более разумно отождествлять начало формирования волны ионизации с лавино-стримерным переходом, когда результирующее электрическое поле  $E$  обращается в нуль в некоторой точке, расположенной на оси лавины, и наблюдается образование стримероподобной структуры — удлинение анодно- и катодно-направленных концов [62]. Движение этих концов обусловлено распространением волны ионизации [14]. Применение электрографического метода позволяет в принципе производить одновременную запись как канальных (токовых), так и однородных (волновых) структур НСР. Однако для записи динамических электрографических картин требуется наложение условий на генератор импульсных напряжений СР и дальнейшее совершенствование способа регистрации [63].

## 1.2. Условия формирования импульсных плазменно-источников электродов

В ранних работах по ТЕА  $CO_2$ -лазерам было предложено использовать плазменные электроды в виде набора скользящих искр или каналов, которые развивались по многоэлектродной структуре на поверхности диэлектрика [64]. Объемный разряд формировался непосредственно с по-

верхности плазменного электрода и замыкался на металлический электрод, находившийся на расстоянии  $\approx 20$  см. Однако наличие на рабочей поверхности плазменного электрода металлизации в виде набора полосок фольги снижало пространственную однородность объемного разряда (ОР). В дальнейшем многоячеистая структура скользящих и искровых разрядов нашла применение в качестве источника УФ-предыонизации [9, 10, 65].

В [7] впервые в разрядной камере  $\text{CO}_2$ -лазера в качестве плазменного электрода-катода использовался многоканальный СР без промежуточных металлических электродов на диэлектрике. Плазменный лист размером  $6 \times 40$  см формировался СР в незавершенной стадии по поверхности лавсановой пленки. Лавсановая пленка толщиной 20 мкм наматывалась на заземленную металлическую подложку слоем до 0,8 мм. Каналы НСР шли навстречу друг другу при одинаковой полярности  $U$  на двух пластинах ВВЭ, обеспечивая периодический процесс зарядки-разрядки подложки с частотой  $\leq 1$  МГц. В НСР вкладывалась энергия не более 1–2 Дж. Созданный таким образом плазменный катод обеспечивал формирование ОР в промежутке с металлической пластиной-анодом. Ширина промежутка составляла 3,5 см. Индуктивность контура ОР была на уровне 430 нГн. Замыкание тока ОР на плазму НСР приводило к дополнительному ее разогреву и снижению сопротивления.

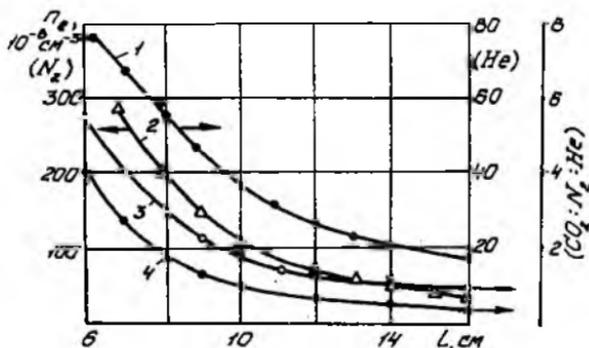
Известно [43], что при  $U \leq U_{пр}$  плазма НСР не разогревается до высоких температур и обладает большим сопротивлением (30–60 Ом на 1 см длины канала). Однако при подаче на ВВЭ колебательного импульса  $U$  с крутизной нарастания  $10^{11}$ – $10^{12}$  В/с и периодом  $T = 1$ – $10$  нс происходило увеличение амплитуды и продолжительности емкостного тока через диэлектрик. При этом концентрация  $n_e$  в каналах НСР достигала  $10^{16}$  см $^{-3}$ . Однородность заполнения подложки плазменным листом обеспечивалась схемой питания НСР, где накопительная емкость  $C = 100$  нс при напряжении 24–45 кВ разряжалась через управляемый разрядник на первичную обмотку (один виток) кабельного трансформатора. На ВВЭ подавалось удвоенное  $U$  в виде затухающей косинусоиды. Несмотря на высокий уровень перенапряжения, каналы плазменного листа не переходили в завершённую фазу, так как в эксперименте, по-видимому, впервые была реализована самоограниченная форма НСР, связанная с тем, что поверхностные разряды с двух ВВЭ шли навстречу друг другу и тормозились за счет взаимодействия электрических полей одинаковой полярности. Стабилизирующие функции плазмодистотного электрода определялись по допустимой временной задержке ОР по отношению к СР в рабочей смеси  $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He} = 1:2:3$  при давлении

760 Торр. Минимально возможное значение задержки ( $\leq 1$  мкс) определялось моментом спада напряжения на СР. Максимальная задержка связана с остыванием каналов СР и составляла  $\sim 10$  мкс. Основной энерговклад происходил в режиме самостоятельного разряда при  $E/N \approx \approx 3 \cdot 10^{-16}$  В·см<sup>2</sup>. С увеличением давления рабочей смеси лазерные характеристики генератора улучшались. В смеси, бедной гелием, при давлении 1,5 атм была получена генерация с удельным энерговкладом 165 Дж/л·атм и энергосъемом до 20 Дж/л·атм.

Основные недостатки плазменного электрода на основе самоограниченного НСР заключались в нетехнологичности конструкции электродной системы, связанной с намоткой лавсановой пленки на металлическую пластину-экран. Существует вероятность закорачивания ВВЭ на экран завершенными каналами СР по торцам электродной системы. По середине плазменного электрода возникала темная зона, связанная с противоходом встречных каналов НСР, которая снижала пространственную однородность ОР. Наличие в схеме питания плазменного электрода кабельного трансформатора приводило к необходимости двукратного повышения  $U$  на ВВЭ для достижения крутизны фронта на уровне  $10^{11}$ - $10^{12}$  В/с. Отмечалось снижение устойчивости ОР в смесях с большим содержанием гелия (80% и более).

Несовершенство технологии формирования плазменного электрода на основе самоограниченного НСР в [7], достаточно низкий уровень реализуемого энерговклада в ОР и отмеченное снижение устойчивости ОР в смесях, богатых гелием, привели к тому, что в разрядных камерах импульсных ТЕА-лазеров получили распространение плазмодисковые электроды на основе завершенного сильноточного СР. Этому способствовали результаты сравнительных спектральных исследований завершенного и незавершенного СР с искровым разрядом в области вакуумного ультрафиолета [21,66]. Из соотношения интенсивностей излучения в [5,21,66] следует, что в случае использования листовой плазмы завершенного СР в качестве катода ОР освещенность разрядного промежутка ионизирующим излучением с  $\lambda = 120$  нм в  $10^3$  раз больше по сравнению с традиционной схемой расположения искровых разрядов сбоку от разрядного промежутка при одинаковом энерговкладе в источник УФ-предионизации. Для формирования однородного сильноточного ОР в системе с плазменными электродами необходимо, чтобы плазменный лист был достаточно однороден и служил эффективным источником предионизации. В [67] приведены результаты измерения зависимости электронной концентрации  $n_e$  от вложенной в завершенный многоканальный СР энергии  $W$  и расстояния  $l$  до СР в различных газовых смесях. В качестве дат-

чика использовался цилиндр Фарадея. СР формировался на поверхности стеклотекстолитовой пластины толщиной 1,5 мм при расстоянии между электродами 5 см. Для возбуждения СР использовался двухступенчатый генератор Маркса с емкостью в ударе 5 нФ и зарядным напряжением 20–40 кВ. Индуктивность контура питания составляла 150 нГн. На рис.



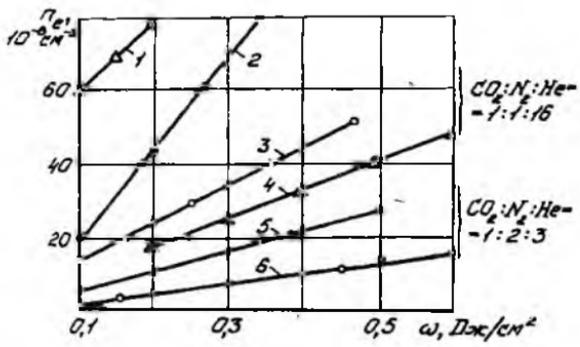
Р и с. 1.3. Зависимость концентрации фотоэлектронов  $n_e$  от расстояния  $l$  до скользящего разряда: 1 — He; 2 —  $N_2$ ; 3 —  $CO_2:N_2:He = 1:2:3$ ; 4 —  $CO_2:N_2:He = 1:1:16$

в гелии  $n_e$  заметно меньше, чем в азоте, что может быть связано с меньшей эффективностью СР за счет снижения напряжения замыкания разряда.

Для определения зависимости  $n_e = f(\omega)$ , где  $\omega$  — энерговклад на единицу площади СР ( $Дж/см^2$ ), варьировалось напряжение генератора Маркса при неизменном значении емкости в ступенях. Из зависимостей на рис. 1.4 видно, что эффективность плазменного электрода возрастает с увеличением его площади при  $\omega = const$ . Это связано с увеличением размеров плоского источника УФ-излучения при одновременном возрастании его эффективности за счет увеличения рабочего напряжения. Высокая устойчивость импульсного СР для случая, когда плазменный лист является катодом, объясняется в [23, 24] следующими причинами: 1) максимум концентрации электронов, созданных УФ-излучением, имеет место вблизи плазменного катода; 2) отсутствует катодное падение, так как роль катода выполняет непосредственно плазма СР; 3) плазменный катод оказывает стабилизирующее действие из-за наличия собствен-

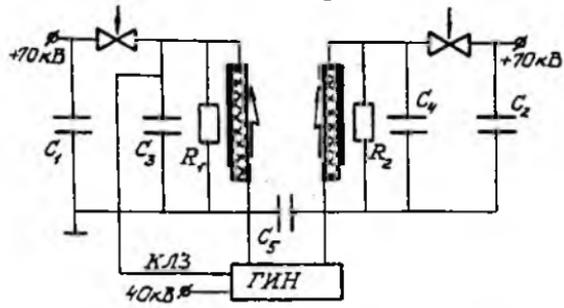
1.3 приведены зависимости  $n_e = f(l)$  при генерации СР в азоте  $N_2$ , гелии He и газовых смесях  $CO_2:N_2:He$ . Видно, что зависимости  $n_e = f(l)$  имеют одинаковый характер, но концентрация фотоэлектронов в  $N_2$  на два порядка выше, чем в лазерных смесях, что объясняется в [67] слабым поглощением УФ-излучения. В

ного активного сопротивления. Кроме того, в [5, 22, 46] было показано, что и случае плазменного катода время существования ОР определяется лишь рекомбинационными процессами в плазме разряда, так как завершённый СР является неограниченным источником электронов в катодной области. В случае металлического катода длительность ОР определяется фотоионизационными свойствами СР.



Р и с. 1.4. Зависимость концентрации фотоэлектронов  $\rho_e$  от удельного энерговклада  $\omega$  для различных расстояний  $l$  до скользящего разряда: 1 - He,  $l = 66$  мм,  $S = 33,5$  см<sup>2</sup>; 2 - N<sub>2</sub>,  $l = 156$  мм,  $S = 33,5$  см<sup>2</sup>; 3 - CO<sub>2</sub>:N<sub>2</sub>:He = 1:1:16,  $l = 115$  мм,  $S = 35$  см<sup>2</sup>; 4 - " " " = 22 см<sup>2</sup>; 5 - CO<sub>2</sub>:N<sub>2</sub>:He = 1:2:3,  $l = 155$  мм,  $S = 35$  см<sup>2</sup>; 6 - " " " = 22 см<sup>2</sup>; S - площадь электрода

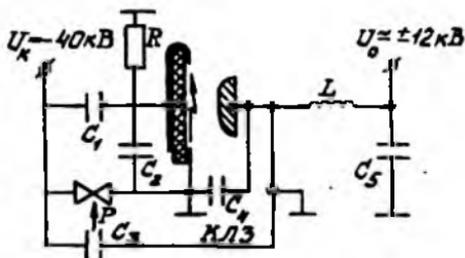
В ИОФ АН РФ под руководством д-ра физ.-мат. наук Кузьмина Г.П. был разработана и создан целый класс импульсных электроразрядных CO<sub>2</sub>-лазеров с плазмодистовыми электродами на основе завершённого СР [5, 22, 46]. Предельные возможности плазмодистовых электродов на основе завершённого СР были реализованы в широкоапертурном CO<sub>2</sub>-лазере с двумя плазменными электродами и сечением активной среды 150x150 мм<sup>2</sup> (рис. 1.5). Плазменные электроды длиной 800 мм формировались на поверхности фольгированного стеклотекстолита толщиной 1,5 мм. При напряжении на электродах СР 70 кВ устойчивый ОР осуществлен в рабочей смеси с соотношением



Р и с. 1.5. Принципиальная электрическая схема импульсного CO<sub>2</sub>-лазера атмосферного давления с плазменными электродами и апертурой 150x150 мм<sup>2</sup>: C<sub>1</sub> = C<sub>2</sub> = 100 нФ; C<sub>3</sub> = C<sub>4</sub> = C<sub>5</sub> = 10 нФ; R<sub>1</sub> = R<sub>2</sub> = 1,5 кОм; КЛЗ - кабельная линия задержки; ГИН - генератор импульсного напряжения

компонент  $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He}$ , равным 1:1:5 при атмосферном давлении в течение 1,5 мкс. Энерговклад в газовый объем, вычисленный по вольт-амперным характеристикам (ВАХ), достигал 200 Дж/л·атм. Выходное излучение имело однородное распределение интенсивности по сечению и достигало плотности 3 Дж/см<sup>2</sup>, что соответствует удельному энергообъему 30 Дж/л·атм. Плазменные электроды не утрачивали своей работоспособности после  $10^7$  импульсов. Установка отличается стабильностью характеристики. В [68] она применялась для формирования протяженных плазменных образований в воздухе. Было показано, что при использовании неустойчивого резонатора и введении пропилена в активную среду [69] возможно получение каналов искрового разряда в воздухе длиной до 18 м при умеренных энергиях в импульсе  $\sim 120$  Дж. Однако установка на рис. 1.5 имеет достаточно сложную электрическую схему, требующую наличия разрядников не только в цепи плазменных электродов, но и в схеме ГИНа, собранного на основе шестиступенчатого генератора Маркса. Это затрудняет применение данной установки при импульсно-периодическом режиме (ИПР) энергоуклада.

В [70] сообщалось о создании электроразрядного  $\text{CO}_2$ -лазера с несамостоятельным режимом горения ОР за счет использования комбинированной системы предионизации, состоящей из плазменного катода, сформированного СР, и схемы генерации короткого ( $\sim 150$  нс) самостоятельного разряда, обеспечивающего ударно-ионизационное размножение фотоэлектронов. Согласно [71], такой способ предионизации позволяет осуществлять размножение фотоэлектронов до  $10^4$  раз. Несамостоятельный ОР возбуждался (рис. 1.6) между профилированным металличе-



Р и с. 1.6. Электрическая схема  $\text{CO}_2$ -лазера с плазменным катодом и несамостоятельным объемным разрядом:  $C_1 = 10$  нФ;  $C_2 = 3$  нФ;  $C_3 = 5$  нФ;  $C_4 = 3$  нФ;  $C_5 = 170$  нФ;  $R$  - зарядное сопротивление;  $P$  - разрядник РУ-65; КЛЗ - кабельная линия задержки;  $L \approx 3$  мкГ (отрезок кабеля 0,5 м)

скальным анодом (размер плоской части 3x40 см) и плазменным катодом (5x40 см), сформированным многоканальным завершенным СР по поверхности стеклотекстолита толщиной 1 мм. Расстояние между анодом и плазменным катодом равнялось 2,8 см. Высоковольтный импульс положительной полярности, создаваемый при разряде

конденсатора  $C_3$  через разрядник  $P$ , подавался через кабельную линию задержки на анод через время, необходимое для формирования плаз-

монного катода и создания максимальной концентрации фотоэлектронов. Независимый ОР и лазерная генерация были получены при давлении смеси до 0,6 атм. Максимальная плотность тока независимого разряда равнялась  $15 \text{ А/см}^2$ , что соответствует начальной концентрации электронов  $n_e = 2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ . При параметрах электрической схемы, указанных на рис. 1.6, для рабочей смеси  $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He} = 1:9:10$  и давлении 0,4 атм энергия излучения составляла 1,2 Дж при длительности импульса 50 мкс по основанию (30 мкс по полувысоте). Увеличение длительности импульса генерации ТЕА  $\text{CO}_2$ -лазеров позволяет производить обработку твердых биотканей без оптического пробоя газа на поверхности [72]. Для создания технологической установки необходимо обеспечить работу лазера в ИПР энерговклада. Применение в схеме на рис. 1.6 только одного разрядника, коммутирующего лишь энергию предионизатора, дает перспективу для создания мощных импульсно-периодических  $\text{CO}_2$ -лазерных установок с плазменным электродом. Однако переход к работе плазменного электрода в ИПР в рассмотренных схемах требует выполнения дополнительных исследований, определяющих закономерности электродинамических и теплофизических процессов взаимодействия плазмы СР со средами.

Принципиальным вопросом, во многом определяющим возможности применения плазменных электродов в лазерах с ИПР, является нахождение максимальной частоты повторения газоразрядных импульсов и выяснение причин, ограничивающих значение этой частоты.

К факторам, которые могут влиять на оптическую однородность активной среды в импульсных ТЕА  $\text{CO}_2$ -лазерах, относятся нестационарные газодинамические процессы (ударные волны (УВ), горячие пробки), обусловленные вкладом энергии в плазменные электроды и наличием временной задержки  $\Delta t$  для возбуждения ОР. Для исследования степени влияния таких возмущений в [5, 22, 31, 73] применялся метод двухэкспозиционной голографической интерферометрии [30]. Было показано [73], что в широкоапертурном  $\text{CO}_2$ -лазере с плазменными электродами УВ, формирующиеся в приэлектродных областях, охватывают слой газа толщиной  $\sim 2 \text{ мм}$  и движутся с начальными скоростями  $\sim 2 \text{ км/с}$  навстречу друг другу. Однако при характерных  $\Delta t \approx 1 \text{ мкс}$  путь, проходимый УВ до возбуждения ОР, составляет  $\ll 2 \text{ мм}$ . Важность газодинамических процессов возрастает в  $\text{CO}_2$ -лазере с малым межэлектродным зазором ( $h = 8 \text{ мм}$ ) и сверхатмосферным давлением среды ( $P \ll 8 \text{ атм}$ ) [31]. Анализ характерных интерферограмм показал [74], что наличие плазмы СР приводит к сильному возмущению слоя газа толщиной  $\ll 0,7 \text{ мм}$ , в котором происходит полная потеря когерентности зондирующего луча. От сильно возмущен-

ной области отходят слабые УВ, которые впоследствии претерпевают многократные отражения от электродов. При оптимальной задержке между пробиванием скользящего и основного разрядов  $\sim 300$  нс и задержке между импульсами тока и генерации  $\sim 200$  нс к моменту генерации возмущения от СР успевают распространиться на расстояние  $\sim 0,7$  мм. В рассмотренных работах сделан вывод, что в моноимпульсных  $\text{CO}_2$ -лазерах с пламенящими электродами газодинамические возмущения от СР не могут существенно повлиять на оптическую однородность рабочей среды. Однако эти возмущения будут играть определяющую роль в импульсно-периодических лазерах. Поэтому здесь важны исследования теплофизических процессов взаимодействия СР со средами, поиск путей демпфирования нестационарных возмущений.

Необходимо отметить результаты выполненных в последнее время исследований в [22, 46], показавших, что в случае плазменного катода ток  $I(t)$  в импульсе самостоятельного ОР обуславливается только концентрацией фотоэлектронов  $n_e(t)$  в разрядном промежутке. При этом концентрация  $n_e(t)$  в случае слабых полей ( $E/N \leq 7 \cdot 10^{-16}$  В·см<sup>2</sup> для азота) определяется скоростью объемной фотоионизации излучением СР  $Q$  и рекомбинацией зарядов  $\beta$  как

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} - \frac{\partial n_i}{\partial t} = Q - \beta n_e^2 \quad (I.23)$$

По рекомбинационному спаду тока  $I(t)$  при  $Q = 0$  из (I.23) можно определять  $\beta$ . По известным  $\beta$  и  $n_e(t)$  находится  $Q(t)$ , которая является основной характеристикой СР как предионизатора.

### I.3. Закономерности формирования импульсно-периодических плазменных электродов

Повышенный интерес к работе СР в ИПР [29, 67] связан с перспективами применения его в качестве эффективного плазмолитового электрода и УФ-предионизатора в прокачных ТЕА  $\text{CO}_2$ -лазерах. При этом режиме формирования разряда в ИПР присущи свои особенности.

Существенное влияние на эффективность использования плазменных электродов в ИПР оказывает форма импульса тока, питающего СР. Проведенные в работе [75] оценки энерговклада, осуществляемого за время развития УВ-излучения от СР, показывают, что плазма внутри искрового канала (с характерным радиусом  $r \approx 0,3$ –1 мм) может быть равновесно нагрета до температуры  $T \approx 1$ –2 эВ. В дальнейшем плазма остывает за счет разлета. Характерное время разлета, которое должно соответство-

нить длительности жесткого УФ-излучения, можно определить  $t \approx r/v \approx$   
 $\sim 1$  мкс, где  $v$  — скорость звука в нагретом газе. Такая оценка сов-  
 пала по порядку величины со временем излучения, зарегистрированным в  
 [75, 76] экспериментально. Привлечение такого механизма генерации из-  
 лучения позволяет понять отсутствие УФ в течение второго полупериода  
 колебаний тока излучающего разряда, так как ток протекает по уже рас-  
 ширившемуся каналу и не может сколь-нибудь существенно увеличить тем-  
 пературу плазмы. Модельный эксперимент по исследованию влияния перио-  
 ди следования импульсов тока на излучательные характеристики СР пока-  
 зал, что импульсы не влияют друг на друга, если следуют с интервалом,  
 большим времени рекомбинации плазмы в искровом канале, которое сравни-  
 мо со временем остывания плазмы. Полученная в экспериментах [75] пре-  
 дельная частота следования импульсов УФ-излучения (на уровне  $\sim 10$  кГц)  
 ограничивалась лишь термостойкостью диэлектрической подложки СР и час-  
 тотными характеристиками применяемых коммутаторов. Таким образом, по  
 данным [75, 76] эффективное использование плазменных электродов в ИПР  
 предполагает применение именно аperiodической формы разряда с крутым  
 фронтом нарастания тока, чтобы обеспечить максимальный энерговклад  
 за время разлета плазмы.

Экспериментально показано [29], что при переходе в ИПР высокую  
 однородность СР можно сохранить, используя диэлектрик с большой  $\epsilon$   
 или малой  $d$  (чтобы распределенная емкость диэлектрика  $C_d \sim \epsilon/d$   
 была относительно большой). При этом обнаружена наиболее резкая зави-  
 симость однородности от  $d$ , что диктует необходимость перехода к  
 тонкопленочным (с ограничением по допустимому пробивному напряжению)  
 диэлектрическим подложкам. Однако в этом случае возможно снижение эф-  
 фективности работы незавершенного СР в ИПР, что связано с накоплением  
 на поверхности высокоомного диэлектрика после первого же импульса СР  
 остаточного поверхностного заряда, поле которого препятствует форми-  
 рованию последующего импульса вплоть до его полного "запирания" (осо-  
 бенно это характерно для аperiodической формы импульса  $U(t)$  и вы-  
 сокоомных пленочных диэлектриков) [77]. По данным [29] протекание  
 тока СР в ИПР, как и в моноимпульсном режиме, идет в две стадии [II,  
 I2]. При этом повышенную устойчивость СР (сохраняющего свою однород-  
 ность в ИПР без продува газа) авторы [29] объясняют существенной  
 ролью процессов теплопроводности и диффузии возбужденных частиц из  
 разрядной области, а также высокой однородностью разряда в первой  
 стадии. Так как характерная толщина плазменного листа составляет  
 $\sim 1$  мм, то, согласно оценкам [29], типичное время диффузных процес-  
 сов в условиях проведенных экспериментов  $\sim 5$  мс.

Применение плазменных электродов на основе СР в молекулярных лазерах атмосферного давления с ИПР сдерживается высоким уровнем тепловых и ударных нагрузок на диэлектрическую подложку, приводящих к ее перегреву и разрушению [5, 6, 22, 29, 67] .

Исследование эрозионной стойкости диэлектрической подложки при протекании больших импульсных токов ( $\sim 10$  кА) одноканального СР, выполненное в [20] применительно к малоиндуктивным коммутаторам, позволило сформулировать ряд требований к материалу диэлектрика: отсутствие в продуктах разложения сажаемых частиц и соединений с высокой проводимостью; стойкость к динамическим нагрузкам; теплофизические характеристики, обеспечивающие длительную работу в ИПР; технологичность. Привлеченная в [20] излучательная модель эрозии связывает невысокие ресурсные характеристики плазменных электродов с характером воздействия высокоинтенсивного излучения плазмы СР, которое вызывает процесс развитого поверхностного испарения диэлектрика. Причем поверхностный слой диэлектрика успевает испариться раньше, чем теплопроводность способна отвести от слоя выделявшееся тепло.

Возможность перехода к импульсно-периодическим  $\text{CO}_2$ -лазерам с плазменными электродами требует поиска диэлектрических подложек СР, выполненных из материала с хорошей теплопроводностью, малыми диэлектрическими потерями в сочетании с высокой электрической и механической прочностью [5, 22] . Сравнительное исследование параметров СР на подложках из различных материалов проводилось в [67] на установке с частотой повторения импульсов  $f \leq 20$  Гц. Поверхностная однородность СР контролировалась визуально. Концентрация фотоэлектронов  $n_e$  определялась непосредственно по току несамостоятельного ОР между плазмой СР и металлическим электродом аналогично [22, 46] . Результаты исследований приведены в таблице I.1, где значения начальной концентрации фотоэлектронов  $n_e$ , отнесенные к удельной энергии  $W/S$ , вложенной в разряд, даны для исследованных материалов подложки в случае однократного режима работы и ИПР с частотой  $f = 2$  Гц. Все исследованные материалы, кроме стеклотекстолита, дают близкие значения  $n_e S/W$  (где  $W$  - энергия, вложенная в СР;  $S$  - площадь поверхности, занятая разрядом), падающие при переходе в ИПР приблизительно в два раза. Длительность тока несамостоятельного ОР по основанию  $\tau$  также падает при переходе в частотный режим. Можно сделать вывод, что при переходе в ИПР излучательная способность плазменного электрода снижается. Характерно [67], что прокачка газа через разрядный промежуток приводила к увеличению  $\tau$  горения ОР, хотя концентрация

$\tau_e$  при этом оставалась пониженной.

Таблица I.I

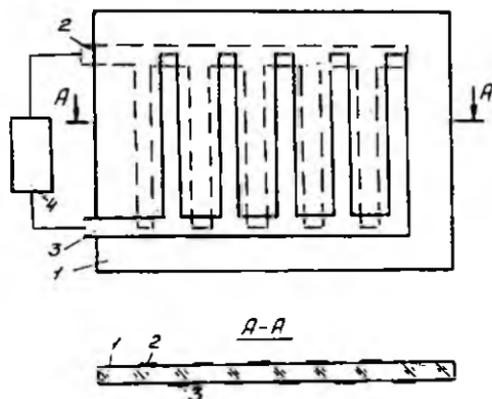
РЕЗУЛЬТАТЫ СРАВНИТЕЛЬНОГО ИССЛЕДОВАНИЯ ПАРАМЕТРОВ  
СР НА ПОДЛОЖКАХ ИЗ РАЗЛИЧНЫХ МАТЕРИАЛОВ В АЗОТЕ

Материал подложки	Тол- щина, мм	$\tau_e S/W$ , Дж <sup>-1</sup> .см <sup>-1</sup>		$\tau = 10^6$ с		Характеристика разряда при $f = 17$ Гц
		Однократ. импульс	$f = 2$ Гц	Однокр. импульс	$f = 2$ Гц	
Стекло- текстолит	1,5	$11,2 \cdot 10^{II}$	$10,2 \cdot 10^{II}$	15	3,5	Неоднородный
Стекло	I	$6,8 \cdot 10^{II}$	$4 \cdot 10^{II}$	12,5	4,5	Неоднородный
Ситалл	I	$6,5 \cdot 10^{II}$	$3 \cdot 10^{II}$	15	4	Неоднородный
BeO	3	$5,5 \cdot 10^{II}$	$3 \cdot 10^{II}$	12	5	Однородный
Сапфир	1,5	$5,8 \cdot 10^{II}$	$3 \cdot 10^{II}$	14	3	Однородный

Было отмечено, что на стеклотекстолите уже при  $f = 2$  Гц многоканальный СР стягивался в полосу шириной  $\sim 8$  мм, а при дальнейшем увеличении  $f$  - в один канал. СР на стекле и ситалле сохранял однородность заполнения подложки ( $\geq 5$  см<sup>-1</sup>) до  $f = 5-7$  Гц, при больших частотах стягивался в 1-3 канала. Однородность разряда при  $f \leq 20$  Гц сохранялась лишь на бериллиевой керамике и ленточном сапфире. Ресурсные испытания показали [67], что BeO и сапфир выдерживали до пробоя  $5 \cdot 10^6$  импульсов при работе с  $f = 17$  Гц и плотностью энергии 1 Дж/см<sup>2</sup>, что почти на порядок больше оптимальной для работы плазменного электрода в CO<sub>2</sub>-лазере [78].

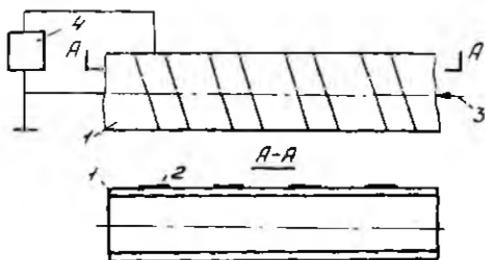
Приведенные в [67] результаты подтверждают остроту проблемы с ресурсом подложки для плазменных электродов в ИПР, когда даже для столь малых  $f$  время наработки на пробой диэлектрика ограничено сотней часов. Увеличение  $f$  до 500 Гц в [29] сокращало ресурс керамической подложки плазменного электрода при включении ОР до 10 мин. Поэтому несмотря на то, что плазменный электрод в ИПР обеспечивает равномерное распределение энергии по апертуре излучателя (в отличие от металлического электрода с искровой предионизацией) [79], в [6] сделан вывод о том, что плазменные электроды на основе заверщенного СР в ИПР пока не могут рассматриваться в реальных конструкциях экс-

мерных лазеров. В импульсно-периодических  $\text{CO}_2$ -лазерах характерное время существования ОР на порядок больше, чем в эксимерных лазерах [79], что должно способствовать ужесточению температурных условий эксплуатации диэлектрических подложек плазменных электродов. Отсюда можно понять, почему в [80], где сообщалось о создании на основе диэлектрической подложки из ленточного сапфира  $\text{CO}_2$ -лазера с плазменным катодом, способного работать в ИПР, не приводятся эксплуатационные характеристики установки. По-видимому, они не могут быть высокими, так как для пластины лейкосапфира толщиной  $d = 1-1,5$  мм при плотности лучистой энергии  $q \approx 10^6$  Вт/см<sup>2</sup> существует высокая вероятность терморастрескивания [81]. В [10] указывается, что уже на этапе УФ-предионизации потенциальные возможности многоканального СР ограничены ресурсом диэлектрика. В сильноточном режиме при  $U/L > 10^{10}$  В/Гн кроме интенсивного испарения диэлектрика наблюдается металлизация рабочей поверхности подложки за счет охлаждения материала ВВЗ. Поэтому в разрядных камерах ТЕА-лазеров рекомендуется использовать СР в менее жестких режимах, когда  $U/L < 10^{10}$  В/Гн. Показательным здесь может быть решение проблемы ресурса подложки плазменных электродов в электротехнологических устройствах на основе высокочастотного поверхностного разряда (ВЧПР) [61, 82, 83], являющегося по существу самоограниченной формой незавершенного СР (НСР) [7]. Примеры электродных систем технологических устройств на основе ВЧПР приведены на рис. 1.7 и 1.8 [84, 85].



Р и с. 1.7. Электродная система с диффузным охлаждением:  
 1 - диэлектрическая пластина; 2,3 - полосковые электроды;  
 4 - высоковольтный источник переменного тока

Подбором режимов источника питания, параметров электродной системы обеспечивается ограничение ИСР лишь толщиной [84, 85] или стримерной [61] фазы. Однако даже в этом случае в установках с ВЧПР в качестве диэлектрического барьера плазменных электродов используется керамика на основе корунда  $Al_2O_3$  ( $\rho_v \geq 10^{14}$  Ом·м,  $\text{tg} \delta < 5 \cdot 10^{-4}$ , высокие механическая прочность, термостойкость и теплопроводность) с жидкостным или конвективным охлаждением. Максимальная допустимая частота следования импульсов емкостного тока  $I \sim C \partial U / \partial t$  через диэлектрик оценивалась в [61] по времени релаксации заряда и составляет  $f \leq 20$  МГц. Характерно, что максимум интенсивности излучения разряда приходится на область ближнего ультрафиолета и не зависит от конфигураций электрода и материала диэлектрика. Инфракрасная составляющая в спектре излучения появлялась при атмосферном давлении только при расстоянии между фольговыми полосами более 5 мм. В [61] отмечается, что в электродной системе с одиночной полосой ВВЗ инфракрасная составляющая возникала даже при небольших перенапряжениях и росла с увеличением амплитуды  $U$  приложенного импульса.



Р и с. 1.8. Электродная система с жидкостным охлаждением: 1 - диэлектрическая труба; 2 - металлическая лента-высоковольтный электрод; 3 - направление движения жидкостного электропроводного хладагента; 4 - высоковольтный источник

Проведенное рассмотрение работ позволяет сделать вывод о том, что проблема ресурса плазменных электродов в импульсно-периодических (ИП) ТЕА-лазерах пока не получила должного рассмотрения.

Следующая проблема, которую придется решать при применении протяженных плазменных электродов в ИПР, связана с высоким уровнем газодинамических возмущений, генерируемых СР. Известно [38], что в стримерной стадии распространение СР происходит ступенчатым образом. Это делает возможным появление оптических неоднородностей уже в предпробойной стадии разряда. Полученные в [17] фоторазвертки канала СР подтвердили наличие уже в незавершенной фазе разряда слабых УВ, имеющих во времени нерегулярный характер. В исследуемых условиях разряда (при питании СР косинусоидальным импульсом напряжения) УВ вызывались двумя причинами:

1) увеличением поверхностной емкости  $C(t)$  при продвижении стримера, что приводит к броску тока, образованию новой ступени стримера и отходу от нее УВ;

2) сменой полярности прикладываемого напряжения, что приводит к перезаряду поверхностной емкости и также к УВ. Соответственно общий ток имеет две составляющие:  $I = U \cdot dC/dt + C \cdot dU/dt$ , где  $U$  - напряжение на обкладках конденсатора, образованного плазмой ОП и заземленным токопроводом с обратной стороны подложки;  $C$  - емкость этого конденсатора.

Полученные в [5,6,17,22,73,74] экспериментальные результаты показывают, что уже в моноимпульсном режиме плазменные электроды являются эффективными источниками возмущений окружающей газовой среды. Переход в ИПР требует дополнительных исследований, связанных с высокой чувствительностью ОП в разрядной камере со сплошными электродами к возмущениям плотности среды  $\delta\rho/\rho$ , сохраняющимися в межэлектродном промежутке от предшествующих импульсов энерговклада. Рассмотрим эту проблему применительно к широкоапертурным системам с импульсно-периодическим самостоятельным ОП (СОП) [86]. Теоретическая оценка степени влияния неоднородности плотности  $\delta\rho/\rho$  на энерговклад в разряд  $\delta E/E$  [87] приводит к зависимости

$$\frac{\delta E}{E} \approx \frac{\delta n_e}{n_e} = \frac{\delta\rho}{\rho} L \gamma \frac{n_e}{n_{e0}} \frac{\partial \ln v_i}{\partial \ln E}, \quad (I.24)$$

где  $n_{e0}$  - начальная концентрация электронов;  $v_i$  - частота ионизации электронным ударом.

Из (I.24) следует, что флуктуации энерговклада  $\delta E/E$ , вызванные изменением параметра  $\alpha = E/\rho$ , в ИПР СОП усиливаются не только в связи с резкостью функции  $v_i(\alpha)$ , но и в связи с большой величиной ионизационного усиления. Так как в широкоапертурных системах  $\partial \ln v_i / \partial \ln E = 10$  и  $\ln(n_e/n_{e0}) \approx 5$ , то флуктуации плотности  $\delta\rho/\rho \approx 10^{-1}$  могут приводить к локальным изменениям энерговклада  $\delta E/E \approx 5$ .

Сложная картина газодинамических процессов в ИПР СОП (таких как адиабатическое расширение пробки изохорически нагретого во время импульса газа; нагрев поступающего в разрядную область газа ударными волнами; наличие градиентов плотности в разрядном объеме, обусловленных акустическими колебаниями; развитие перегрево-акустической неустойчивости; замедленная смена газа в приэлектродном пограничном слое) была выявлена [87,88] в малоапертурных разрядных камерах (МРК) с  $h \leq 5 \cdot 10^{-2}$  м и  $n_{e0} \leq 10^{13}$  м<sup>-3</sup>. В [88] показано, что сохранение устойчивости объемной фазы разряда без снижения энерговклада  $\epsilon_0$  в

МРК со сплошными профилированными электродами обеспечивается при ограничении частоты следования импульсов  $\omega$  в 3-5 раз от теоретически возможной  $\omega_T = v/l$ , где  $v$  - скорость потока газа;  $l$  - ширина электрода вдоль по потоку. Применение игольчатых электродов снимает ограничение на частоту следования импульсов энерговклада при  $\epsilon_0 \leq 0,3 \text{ Дж}\cdot\text{м}^{-3}$ . Для сплошных электродов возрастание  $\omega$  достигается с помощью использования дросселирующих решеток на входе в МРК и резкого расширения канала газодинамического контура (ГДК) на выходе из нее.

Проблемы создания широкоапертурных разрядных камер (ШРК) с ИП СОР при средней мощности энерговклада  $P = \epsilon_0 \omega_T$  требуют экспериментально-численного моделирования нестационарных газодинамических процессов в полноразмерных системах в реальных условиях прокачного контура. Это связано с тем, что предионизация межэлектродного промежутка УФ-излучением плазменных электродов производится при вкладе энергии во вспомогательный разряд на уровне от 10 до 30% от вклада  $\epsilon_0$  в основной разряд [5]. Это приводит к развитию в приэлектродной области высокоинтенсивных эрозийных и газодинамических процессов, которые формируют единый фронт ударной волны, распространяющейся в основной промежуток с начальным числом Маха  $M \approx 1,5$  [73,74]. При переходе к ИПР данные возмущения имеют тенденцию к накоплению и могут стать инициаторами неустойчивости основного ОР. Очевидно, что использование известных теорий газодинамического развития канала свободной искры [18,19] применительно к СР требует существенного уточнения и учета роли процессов на диэлектрической подложке, определяющей специфику природы образования СР. Поэтому решение газодинамической проблемы применения плазменных электродов следует начинать с прямых измерений остаточного уровня возмущений среды  $dp/p$  как от одиночного канала, так и от плазмодистового образования в целом.

В последнее время в решении проблем ресурса ИП плазмодистовых электродов и снижения уровня создаваемых ими газодинамических возмущений выделился подход, основанный на экспериментально установленной зависимости однородности СР от таких параметров, как индуктивность разрядного контура  $L_K$  и скорость нарастания напряжения  $du/dt$  (тока  $di/dt$ ) [11,12]. Использование сверхмалой индуктивных контуров (с  $L_K$  на уровне 40-60 нГн, длительность импульса разряда  $\leq 100$  нс, скорость нарастания  $du/dt \geq 10^{13}$  В/с) позволяет добиться существенно однородного распределения энергетического воздействия на диэлектрик. Следующими шагами на пути снижения энергетичес-

кой нагрузки на диэлектрик являются исключение контура питания основного ОР [89] и переход к полосковым активным средам, накачиваемым непосредственно плазменным листом [90, 91]. Максимальная частота генерации азотного лазера в [90] составляла 500 Гц и ограничивалась уже не ресурсом диэлектрической подложки, выполненной из кристаллического лейкосапфира, а возможностями источника питания. Однако реализация подобных контуров сталкивается с серьезными схемно-конструктивными трудностями, заведомо ограничивается малыми габаритными размерами и является эффективной для накачки УФ-лазеров на азоте [90], эксимерных средах [91].

Возможно снижение энергозатрат на единицу площади плазменного листа с характерного уровня  $1 \text{ Дж/см}^2$  [67] до  $10^{-2} \text{ Дж/см}^2$  [6, 7] за счет ограничения развития разряда лишь незавершенной стадией. При этом исключается финальная стадия сильноточных каналов, которой соответствует максимум энергетического воздействия на диэлектрик [41]. Сформированный таким образом незавершенный скользящий разряд (НСР) обладает несколько меньшей производительностью по УФ засветке рабочего объема лазера по сравнению с завершенной фазой. В то же время НСР дает выигрыш в интенсивности УФ засветки рабочего объема на порядок по сравнению с набором искр, расположенных сбоку вдоль электродов [66]. Поскольку незавершенный разряд характеризуется малым током, который является в основном током зарядки распределенной емкости диэлектрика ( $I \sim \partial(C_d U)/\partial t$ ) [12], то значительно снижается уровень тепловых воздействий на диэлектрические среды и, следовательно, должна уменьшаться амплитуда ударных газодинамических процессов в межэлектродном промежутке. Однако перспектива применения НСР как УФ-предионизатора и плазменного электрода в  $\text{III CO}_2$ -лазерах требует поиска путей обеспечения возможности резкого повышения его излучательной способности на этапе создания начальной концентрации электронов  $n_{eo}$  в основном промежутке и увеличения электропроводности плазменного листа на этапе замыкания на него тока основного ОР без перехода в завершенную форму СР. Одна из причин генерации жесткого УФ-излучения НСР связывается в [1, 5, 13] с экстремально высокой напряженностью электрического поля во время лидерной стадии пробоя, когда за счет высокой проводимости лидерных каналов потенциал ВВЗ переносится без потерь на переднюю границу токовой структуры и реализуется самосогласованный режим развития СР [1, 38]. При этом требуется не только повышение жесткости разрядного контура  $U/L$  для сокращения времени изменения напряжения на фронте импульса  $dU/dt \geq 10^{12} \text{ В}\cdot\text{с}^{-1}$  [7,

6)], но и, в основном, увеличение энергетического запаса подложки  $\sim C_d U^2/2$  за счет перехода к диэлектрикам с малой толщиной  $d$  (так как  $C_d \sim d^{-1}$ ). Однако в этом случае для сохранения эффективности работы III плазменного электрода необходимо решение проблемы нейтрализации остаточного поверхностного заряда, препятствующего формированию последующего импульса НСР [77], и обеспечение условий ограничивающего разряда незавершенной фазой. Технология регулирования стадий развития НСР при наличии перенапряжения на ВВЭ хорошо отработана при его формировании в режиме самоограниченного разряда [7, 6I]. Однако такая форма НСР не может найти применения в ТЕА  $\text{CO}_2$ -лазерах, так как она приводит к образованию между плазменными полосами, развивающимися навстречу друг другу, темной зоны (вдоль всей длины электрода) с противоположным, препятствующим дальнейшему распространению разряда [6I].

Проведенный анализ физических моделей СР и процессов формирования на его основе плазменных электродов позволил сформулировать ряд заключений, определивших направление дальнейших исследований.

1. Развиваясь в условиях резконеоднородного электрического поля с преобладанием нормальной составляющей к поверхности диэлектрика, СР характеризуется многообразием и сложностью физических процессов, затрудняющих их однозначное экспериментальное и теоретическое описание. Наименее изучена начальная стадия разряда, когда развитие ионизационных процессов у рабочей кромки ВВЭ, определяющееся взаимодействием внешнего поля с полем зарядного барьера на диэлектрике, приводит к генерации двумерных ионизирующих волн пространственного заряда.

2. Сложилась два подхода к возможности построения теории многоканального СР. Один из них основывается на многостадийности развития разряда и заключается в последовательной разработке теоретических моделей каждой из стадий. Уже в незавершенном СР выделяются предпробойная, лавинная, стримерная и лидерная стадии. При этом подчеркивается, что газоразрядная плазма СР при атмосферном давлении с самых начальных стадий формируется в виде нитевидной многоканальной структуры (а не в виде диффузного слоя). Последнее утверждение основано на результатах фоторегистрации автографов электроразрядных структур у рабочей кромки ВВЭ и расчета составляющих напряженности электрического поля у головки и вдоль боковых сторон стримерных каналов с линейным спадом потенциала и плотности заряда по их длине. В расчетах составляющих поля токовых каналов использованы методики, развитые в электрофизической теории поля остаточных зарядных пятен и полос на высокосоменных диэлектрических подложках с односторонней металлизацией.

Однако в данном подходе не дается обоснования физической правомерности переноса методик расчета составляющих поля остаточных зарядных структур на токовые каналы и не анализируется степень достоверности полученных результатов при заданных функциях распределения потенциала и плотности заряда. Второй подход связан с построением обобщающих моделей, где весь процесс развития СР включает лишь две стадии: слаботочную, содержащую процесс однородной зарядки распределенной емкости подложки, и сильноточную – в виде однородного самостоятельного пробоя, предионизационного межэлектродного промежутка. Обобщающие модели СР основаны на представлениях о высоковольтных волнах ионизации, развитых в теории пробоя длинных газоразрядных трубок, и имеют несколько уровней приближения к описанию интегральных процессов в плазме и на подложке. Разработанная численная модель распространения фронта НСР как двумерной волны ионизации дает автомодельные решения в приближении асимптотических условий больших времени и расстояний, оставляя без рассмотрения процессы формирования волны у ВВЭ.

3. Недостаточная светочувствительность метода записи автографов излучения приповерхностных электроразрядных структур на аэрофотоплёнке не позволяет исследовать особенности развития лавин и лавинно-стримерного перехода в начальной стадии НСР. Применение контактных электрических зондов для исследования волновых процессов развития СР в силу локальности метода и вносимых изменений в распределения полей в плазме снижает достоверность получаемых экспериментальных результатов. Необходим метод диагностики, позволяющий визуализировать общую картину развития СР (с выделением волнового фронта и токовой структуры одно- и многоканального СР) и давать возможность получать количественную информацию о характеристиках поля в заданных локальных областях или точках. При этом разрешающая способность метода визуализации должна быть достаточной для выделения лавинной стадии НСР, так как с лавинно-стримерным переходом в литературе связывается начало формирования волны ионизации.

4. Недостаточно изученным остаются вопросы взаимодействия плазменных каналов СР с диэлектрической подложкой, газовой средой и плазмой основного разряда в моноимпульсном и, тем более, в ИП-режимах энерговыклада, что затрудняет построение численных методов анализа процессов разрушения диэлектрика и развития нестационарных газодинамических процессов в разрядных камерах ИП  $\text{CO}_2$ -лазеров.

5. Отсутствие на сегодняшний день технологичных высокотемпературных диэлектриков для решения проблемы частотного ресурса плазменных электродов делает актуальным поиск путей интенсифицирования

функций НСР как УФ-предионизатора и плазменного электрода.

6. Необходимо создание инженерных методик численной обработки вольт- и ампер-секундных характеристик СР, позволяющих определять электро- и теплофизические параметры токовых каналов, оценивать уровень возбуждаемых газодинамических процессов, интенсивность механизмов эрозионно-абляционного уноса материала подложки.

7. Отсутствуют инженерные методы разработки плазмолистовых электродных систем с повышенным ресурсом работы, позволяющих демпфировать газодинамические возмущения в разрядных камерах ИП  $\text{CO}_2$ -лазеров, расширяющих области применения и улучшающих показатели электро-технологических устройств на их основе.

## 2. СТЕНДОВЫЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ, РАЗРЯДНЫЕ КАМЕРЫ, СИСТЕМА ДИАГНОСТИКИ

Уровень экспериментально-теоретического познания процессов, лежащих в основе работы плазменных электродов в разрядных камерах ТЕА-лазеров, далеко не полон. Большое количество исследований по различным аспектам физики СР приводит к накоплению экспериментальных материалов, зачастую не связанных между собой, что затрудняет их аналитическое обобщение [37]. Попытки использования численного моделирования обычно основаны на решении (тем или иным математически-аппроксимационным методом) системы уравнений, включающей уравнения переноса для заряженных частиц, уравнение Пуассона для электрического поля и уравнения цепи питания разряда с соответствующими граничными и начальными условиями [6,9,46]. Однако при этом всегда имеет место недостаток, связанный с отсутствием полного объема исходной информации, необходимой для описания как микропроцессов в плазме (данные о составе частиц, реакциях, скоростях, сечениях и т.д.), так и макропроцессов в разрядной камере [92], на поверхности диэлектрической подложки [20]. Для расчетных схем трудно учесть реальные макроскопические свойства электроразрядных систем, как, например, неоднородность разряда, индуктивность разрядной цепи, наличие газовых потоков, ударных и звуковых волн. Усилия по уменьшению ошибок аппроксимации требуют больших затрат машинного времени, а результаты счета плохо обозримы ввиду их большого объема.

В связи с этим представляется целесообразным развитие экспериментальных исследований, имеющих самостоятельную ценность как метод изучения разряда, позволяющих в ряде случаев сформировать целевые критерийные соотношения и способствовать значительному сокращению объема численного моделирования.

Как показал анализ, проведенный в главе I, к числу недостаточно изученных относятся вопросы, связанные с процессами взаимодействия плазмодистовых электродов с подложкой, окружающей газовой средой и плазмой основного разряда. Отсутствие газодинамической модели плазменного электрода можно объяснить высокой однородностью разряда как в моноимпульсном, так и в частотном режимах без продува газа при микро- и наносекундных импульсах напряжения и удельном энергокладе до 500 Дж [29]. К недостаткам [29] следует отнести наличие лишь визуального контроля за однородностью СР и объяснение устойчивости горе-

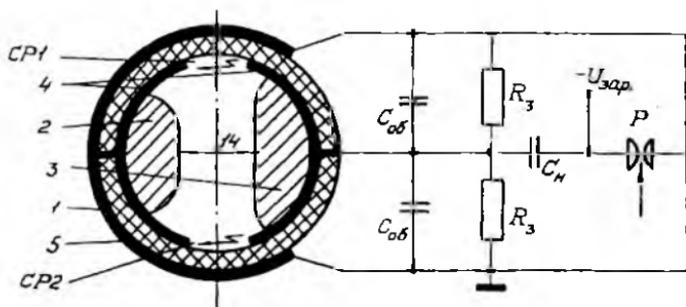
нии разряда без привлечения газодинамического механизма разлета плазмы [75]. Изучение процессов эрозионного уноса материала подложки [20] должно способствовать поиску путей снижения энергетических нагрузок на диэлектрик и стимулировать развитие новых подходов в формировании СР с малым уровнем теплового воздействия ( $\sim$  до  $10^{-2}$  Дж/см<sup>2</sup>). Использование СР в качестве плазмостового УФ-предионизатора в  $CO_2$ -лазерах требует определения диапазона устойчивости ОР в зависимости от ряда факторов: энерговкладов в предионизационный и основной разряды, временной задержки между ними. Высокая чувствительность ОР к возмущениям плотности газа требует привлечения для анализа совместимости плазменных электродов с ОР высокоинформативных оптических методов исследований: скоростной фоторегистрации, теневого, шпирен-метода, голографической интерферометрии. Кроме прикладного значения оптические методы регистрации содействуют построению физической картины развития СР, которая не выяснена до конца и в которой большая роль должна отводиться динамическим процессам поверхностного пробоя. Роль импульса питания СР уже отмечалась в главе I с точки зрения излучательных характеристик разряда. В то же время большое количество экспериментальных вольт- и ампер-секундных характеристик разряда получены в разных условиях (косинусоидальная форма питающего напряжения [17, 38, 43, 45] или аперриодическая [11, 12]), отсутствуют методики их численной обработки.

Развитие высокоэнергетичных  $CO_2$ -лазеров связано с возможностью формирования сильноточных пространственно-однородных разрядов как в малых, так и в больших объемах. Однако успешная реализация в малых объемах основных физических принципов, лежащих в основе электродных ТЕА-лазеров, не означает их автоматическое выполнение при переходе к крупногабаритным установкам [93]. В связи с этим в данной главе приведены результаты сравнительных исследований газо-, электродинамических и эрозионных процессов развития плазменных электродов в условиях малоразмерной и полноразмерных разрядных камер с моноимпульсным и ИП-режимами энерговклада.

## 2.1. Малоразмерная разрядная камера с моноимпульсным энерговкладом

Для исследования электро- и газодинамических процессов формирования плазменного листа в зависимости от давления воздушной среды была разработана малоразмерная разрядная камера с моноимпульсным

энерговкладом [94-97]. В используемой установке ресурс электродных элементов СР обеспечивался путем снижения тепловой нагрузки за счет выноса УФ-предионизатора на боковую поверхность корпуса разрядной камеры. Уменьшению испарения диэлектрика способствовала и обратная полярность высоковольтного электрода [66], так как недостаток электронов в этом случае [8] затрудняет развитие разряда и уменьшает скорость разогрева плазмы.



Р и с. 2.1. Схема экспериментальной установки с малоразмерной разрядной камерой: 1 - корпус; 2,3 - электроды; 4 - фольговая подложка; 5 - ленточный токопровод;  $C_{об}$  - накопительная емкость;  $C_{н}$  - обострительная емкость;  $P$  - разрядник;  $R_3$  - зарядный резистор;  $U_{зар}$  - зарядное напряжение;  $CP1$ ,  $CP2$  - скользящий разряд

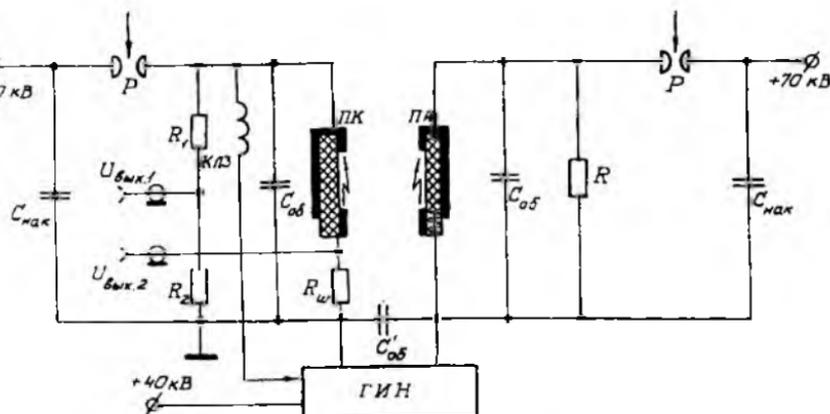
На рис. 2.1 приведена схема экспериментальной установки, где разрядная камера имеет цилиндрический корпус I с внутренним диаметром 42 мм и толщиной стенок 3 мм, выполненный из оргстекла, и два медных профилированных электрода 2,3. Электроды с фольговой подложкой 4 плотно прижаты к внутренней поверхности корпуса, обеспечивая зазор  $d = 14$  мм для ОР. Наружная поверхность корпуса на всю длину электродов ( $l = 45$  мм) охвачена ленточным токопроводом 5, соединенным с заземленным электродом 2. Корпус имеет торцевые фланцы, выполненные из оптического стекла, что позволяет выполнять исследования газодинамических процессов по схеме "на просвет". Накопительная емкость  $C_{н}$  коммутировалась управляемым многозазорным разрядником  $P$ . Энергия, запасенная в  $C_{н}$  при зарядном напряжении  $U_{зар} \leq 40$  кВ, вкладывалась в воздушную среду камеры при давлении  $p = (14...54)$  кПа. Малоиндуктивная ошиновка ( $L_{к} \leq 200$  нГн) и наличие обострительной емкости  $C_{об}$  обеспечивало (типичный и для полноразмерных установок) фронт напряжения СР на уровне  $du/dt \approx (10^{11}...10^{12})$  В/с.

Аналогично известной схеме [89] одновременно формировались два разряда: двойной СР 1,2 по поверхности диэлектрической стенки корпуса I (расстояние между электродами 2,3 по стенке корпуса 20 мм) и ОР в межэлектродном зазоре  $\angle$ .

## 2.2. Полноразмерная разрядная камера с моноимпульсным энерговкладом

Одновременное использование многоканального СР в качестве УФ-ионизатора и плазменного электрода обеспечивалось в моноимпульсном испытательном стенде с полноразмерной разрядной камерой, позволяющих проводить исследования устойчивости импульсного ОР, эрозионных процессов уноса материала подложек, вольт- и ампер-секундных характеристик плазменных электродов. Для упрощения интерпретации результатов в данной установке исключался фактор воздействия в виде прокатки рабочей газовой среды.

Схема моноимпульсной установки (аналогичная [98]) приведена на рис. 2.2.



Р и с. 2.2. Схема моноимпульсной установки с плазменными электродами: ПК - плазменный катод; ПА - плазменный анод;  $C_{нак}$  - накопительные емкости;  $C_{об}$ ,  $C'_{об}$  - обстреливательные емкости;  $R$  - зарядный резистор;  $R_{ш}$  - шунт;  $R_1, R_2$  - делитель напряжения; ГИИ - генератор импульсных напряжений; КЛЗ - кабельная линия задержки

Лазерная камера имеет сечение рабочего объема 150 x 150 мм и плазменные электроды длиной 800 мм (изготовленные на подложке из фольги-

рованного стеклотекстолита толщиной 1,5 мм). Разрядные контуры плазменных электродов (катода - ПК и анода - ПА) состоят из накопительной емкости  $C_{\text{нак}} = 100$  нФ, обострительной емкости  $C_{\text{об}} = 10$  нФ, опорного резистора  $R = 1,5$  кОм и азотного разрядника  $P$  ( $p = 4$  атм).  $C_{\text{нак}}$  заряжался до  $U_{\text{max}} = 70$  кВ и коммутировался разрядником  $P$  управляемым тиратронным устройством запуска. Величина  $C_{\text{ПЦК}}$  и диапазон зарядных напряжений (50-70 кВ) выбирались, исходя из требований ограничения допустимого уровня энергетического воздействия на подложку величиной  $0,1-0,2$  Дж/см<sup>2</sup>. Для получения минимальной индуктивности разрядного контура все его элементы смонтированы непосредственно вблизи плазменных электродов, токоведущие шины со встречными токами максимально сближены. Указанные меры позволили достичь (несмотря на полноразмерный характер установки) конструктивной индуктивности разрядного контура  $L_k \sim 500$  нГ и скорости нарастания импульса напряжения  $dU/dt \approx 0,5 \cdot 10^{12}$  В/с. Основной энерговклад в ОР обеспечивается шестикаскадным генератором импульсного напряжения (ГИН), собранным по схеме Аркадьева-Маркса на конденсаторах КМКИ 60-2 емкостью 1 мкФ с собственной индуктивностью 20 нГ, заряжаемых до  $U_{\text{max}} = 40$  кВ. Первый разрядник ГИНа запускается перепадом напряжения при срабатывании ПК через кабельную линию задержки (КЛЗ). Энергетические параметры ГИНа выбирались, исходя из ожидаемого уровня энерговклада в рабочую CO<sub>2</sub>-смесь  $\sim (200 \dots 250)$  Дж/л·атм.

### 2.3. Энергетические системы испытательного стенда, полноразмерная разрядная камера с импульсно-периодическим режимом энерговклада

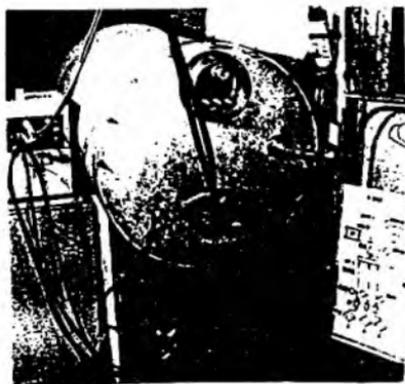
Сложная картина газодинамических процессов в быстропрокачных ТЕА CO<sub>2</sub>-лазерах (например, адиабатическое расширение пробки изохорически нагретого во время импульса газа; нагрев поступающего в разрядную область газа ударными волнами; наличие градиентов плотности в разрядном объеме, обусловленных акустическими колебаниями; развитие перегревно-акустической неустойчивости; замедленная смена газа в приэлектродном пограничном слое) была выявлена в малоапертурных разрядных камерах со сплошными профилированными электродами при малой концентрации первичных электронов  $n_{\text{ep}} \leq 10^{13}$  м<sup>-3</sup> [87, 88, 89]. В [88] показано, что сохранение устойчивости объемной фазы разряда без снижения энерговклада  $W$  в таких камерах обеспечивается при ограничении частоты следования импульсов  $\omega$  в 3-5 раз от теоретически возможной  $\omega_T = v/l$ , где  $v$  - скорость потока газа;  $l$  - ширина элект-

рода вдоль по потоку. Применение игольчатых электродов снимает ограничение на частоту следования импульсов энерговыклада при  $W \leq 0,3 \text{ Дж} \cdot \text{м}^{-3}$ . Для сплошных электродов возрастание  $\omega$  достигается с помощью использования дрессирующих решеток на входе в МРК и резкого расширения канала газодинамического контура (ГДК) на выходе из нее [99, 100].

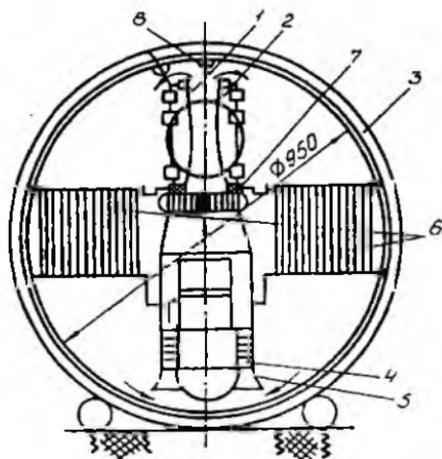
Проблема создания быстропрокачных широкоапертурных импульсно-периодических ТЕА  $\text{CO}_2$ -лазеров на основе существующих разработок в области моноимпульсных систем [86] с плазменными электродами [98], с динамическим профилированием электродов потоком электронов из плазмы вспомогательного разряда [101] и с иницированием первичных электронов в активном объеме [102] требует экспериментально-численного моделирования нестационарных газодинамических процессов в полноразмерных моделях в реальных условиях прокачного контура. Это связано с тем, что указанные типы электроразрядных систем [98, 101, 102] (несмотря на высокий уровень начальной концентрации  $n_{e0} \geq 10^{16} \text{ м}^{-3}$ ) в ИИ-режиме должны создавать повышенный уровень газодинамических возмущений в разрядном промежутке. В системах с динамическим профилированием электродов [101] и с иницированием первичных электронов в активном объеме [102] необходимыми конструктивными элементами промежутка являются сетчатый электрод и набор тонких нитей (диаметр порядка 100 мкм), которые обладают низкими аэродинамическими качествами. Установка их в ГДК должна приводить к турбулизации течения и созданию застойных зон с накоплением продуктов плазмохимических реакций. Предыонизация межэлектродного промежутка УФ-излучением плазменных электродов [98] производится при вкладе энергии во вспомогательный разряд на уровне от 10 до 30% от выклада  $W$  в основной разряд. Это должно приводить к развитию в приэлектродной области высокоинтенсивных эрозивных и газодинамических процессов [20], которые формируют единый фронт ударной волны, распространяющейся в основной промежуток с начальным  $M \approx 1,5$  [73, 103].

Для исследования нестационарных газодинамических процессов и развития инженерных методов проектирования разрядных камер широкоапертурных ИИ ТЕА- $\text{CO}_2$ -лазеров был создан испытательный стенд, позволяющий регистрировать характеристики электроразрядных систем с промежутком шириной  $h = (5-20) \cdot 10^{-2} \text{ м}$  в составе полноразмерного ГДК [104].

Рабочая камера стенда представляет собой цилиндр из стеклотекстолита (внутренний диаметр 950 мм, внешний диаметр 980 мм, длина 1600 мм), установленный горизонтально на подставке (рис. 2.3а, б).



Р и с. 2.3. Общий вид рабочей камеры испытательного стенда в сборе (а) и разрядная камера с двумя плазменными электродами (вид через иллюминатор) (б)



Р и с. 2.4. Компонировочная схема газодинамического контура испытательного стенда с плазмодисковой разрядной камерой: 1, 2 - полноразмерные плазменные электроды; 3 - рабочая камера; 4 - вентиляторы; 5 - сопловые аппараты вентиляторов; 6 - теплообменники; 7 - дросселирующая решетка; 8 - рассекаватель потока

Рабочая камера стенда позволяет проводить откачку воздуха из ее полости до  $10^{-5}$  Па и заполнения газовой смесью до  $(1,5-2) \cdot 10^{-5}$  Па.

На рис. 2.4 показана компоновочная схема ГДК с модельной разрядной камерой на основе двух полноразмерных плазменных электродов 1, 2. Сильным элементом ГДК является цилиндрическая рабочая камера 3. Внутри камерная компоновка ГДК включает три параллельно установленных осевых вентилятора 4 мощностью по 1,2 кВт с диаметром соплового аппарата 5 по 0,3 м; два сотовых теп-

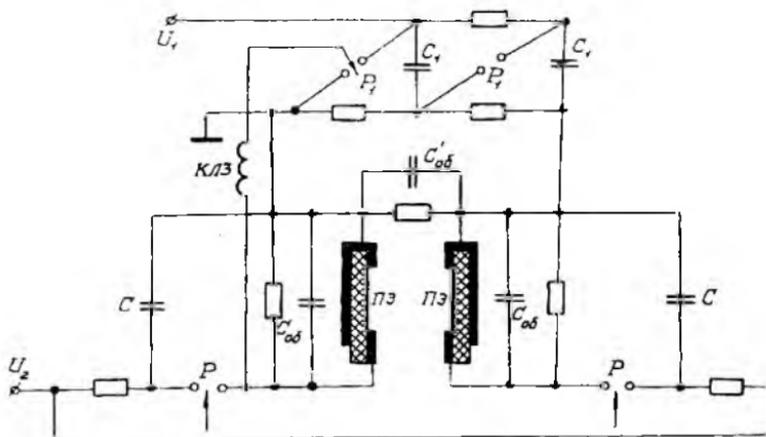
обменника 6 с площадью проходного сечения  $0,1 \text{ м}^2$  и суммарной мощностью тепловода до 80 кВт; дросселирующую решетку 7, составленную из трех автомобильных радиаторов. Электроды 1 и 2 формируют газовый поток в промежутке, который на выходе из камеры делится на две составляющие с помощью рассекателя 8. Крышки-фланцы рабочей камеры ГДК закреплены на монорельсовых подвесках для облегчения доступа внутрь контура. Мощное исполнение всех функциональных элементов ГДК позволяет осуществить переконфигуровку стенда для обеспечения заданных параметров газового потока.

При разработке энергетической части стенда было учтено, что высокие выходные параметры известных электроразрядных систем [5, 45, 101] достигаются в моноимпульсном режиме за счет быстрого ввода энергии в разряд, обеспечиваемого малоиндуктивными накопителями энергии, заряжаемыми до высоких напряжений, и коммутаторов, индуктивность которых стремятся сделать минимальной ( $\leq 200 \text{ нГн}$ ) [105-108]. Специфика работы ИПР требует создания периодических высоковольтных (30-120 кВ) импульсов питания, несущих энергию  $10-10^3 \text{ Дж}$  при токах  $10^3-10^4 \text{ А}$  в импульсе.

Для построения энергетической системы стенда наиболее эффективными являются емкостные накопители по схеме ГИН Аркадьева-Маркса с искровыми разрядниками. Высокие уровни получаемого в них напряжения позволяют работать с большими рабочими зазорами (10-100 см), а увеличенная на порядок (по сравнению с тиратроном) скорость коммутации ( $dU/dt \approx 10^{12}-10^{13} \text{ В/с}$ ) способствует оптимальному энерговкладу в объемный разряд и повышению КПД [109]. Подбором величин емкостей или давления газа в разрядниках можно корректировать фронт импульса и получать пиковые импульсы малой длительности или прямоугольные импульсы с плоской вершиной [107]. В то же время обеспечение работы ГИН Аркадьева-Маркса в режиме ИПР встречает ряд существенных трудностей:

- необходимо применение специальных конденсаторов, обладающих индуктивностью  $L_k$  не выше 30 нГн, высокой добротностью  $Q$  (60-80), малыми потерями и достаточным ресурсом в режиме многократных разрядов;
- энергонапряженный режим искровых разрядников, коммутирующих токи на уровне 1-10 кА и имеющих малое время деионизации (20-100 мс), что требует организации в них газового продува и изготовления развитых рабочих поверхностей из эрозионно-стойких материалов.

Для использования в составе стенда были разработаны и созданы ГИИ, отвечающие поставленным выше требованиям [110, 111, 112]. Два



Р и с. 2.5. Схема системы импульсно-периодического энерговклада в разрядную камеру испытательного стенда:  $C$  и  $P$  - накопительные конденсаторы и разрядники ГИНов предионизации;  $C_1$  и  $P_1$  - накопительные конденсаторы и разрядники ГИНов основного разряда;  $C_{об}$  и  $C'_{об}$  - обострительные емкости ГИНов; КЛЗ - кабельная линия задержки; ПЭ - плазменные электроды

одинаковых ГИНа предионизационного разряда (ПР) собраны по однокаскадной схеме (рис. 2.5), состоящей из малоиндуктивного ( $L_k = 28$  нГн,  $Q = 60$ ) накопительного конденсатора  $C = 100$  нФ типа КМК 50-0,1, коммутирующего проточного азотного разрядника  $P$  (аналогичного [11] и обострителя  $C_{об} = 5,8$  нФ, набранного из конденсаторов типа КВИ. Разброс срабатывания разрядников обоих ГИНов не превышал 50 нс. Следует подчеркнуть универсальный характер контура предионизации, параметры которого (выходное напряжение 30-60 кВ, запасенная энергия 50-150 Дж,  $dU/dt \approx 5 \cdot 10^{12}$  В/с) позволяют использовать его как при обработке РК с плазменными электродами [5] и динамическим профилированием электродов [101], так и при повышении выходного напряжения с помощью импульсного трансформатора - в РК с иницированием первичных электродов в активном объеме [114]. Разработанный на основе требований [11] двухкаскадный ГИН основного разряда (см. рис.) включает в себя искровые многозазорные разрядники  $P$ , работающие в атмосфере сухого воздуха и расположенные непосредственно на выводах малоиндуктивных конденсаторов  $C_1 = 0,5$  мкФ типа КМК1 60-2. Большое количество малых регулируемых (0,5-3 мм) рабочих зазоров ( $\lambda = 10$ ) в каждом разряднике

но позволяет получить высокую скорость коммутации ( $\tau_{\phi} = 50-100$  нс) и быструю степень деионизации зазоров, что, в свою очередь, может обеспечивать ИПР с частотой 10-15 Гц (а с продувом зазоров до 20-30 Гц). В целях уменьшения индуктивности разрядного контура ГИИ монтировался на изоляционной платформе над рабочей камерой стенда. ГИИ предионизатора запускались от блока синхронизации с тиратроном ТГИИ-100/8, а ГИИ основного разряда - импульсом напряжения в цепи предионизации через кабельную линию задержки КЛЗ.

Для экспериментальной отработки систем испытательного стенда была разработана и изготовлена разрядная камера с двумя идентичными электродами, выполненными из фольгированного стеклотекстолита толщиной 1,5 мм, для получения ОР на плазменных электродах шириной 0,07 м и длиной 1 м. Фольгированные электроды имели стрелу прогиба  $\sim 10-12$  мм при ширине пластин 0,22 м. Межелектродное расстояние для основного энерговклада составляло 0,07 м (между вершинами изогнутых пластин), образуя полезный объем на уровне  $5 \cdot 10^{-3}$  м<sup>3</sup>. Для облегчения условий работы диэлектрических подложек плазменных электродов в ИПР к заземленному токопроводу на обратной стороне пластин были припаяны медные трубки теплообменника.

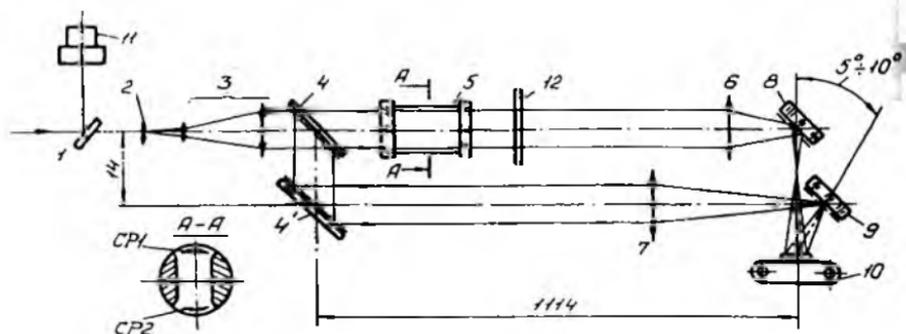
#### 2.4. Система диагностики

Для исследования закономерностей развития плазмелистовых электродов и процессов их взаимодействия с подложкой, газовой средой и плазмой основного разряда в импульсном и ИП-режимах энерговклада использовалась система диагностики, включающая средства осциллографической записи импульсов напряжения и тока разряда, оптические системы регистрации нестационарных газодинамических процессов, фоторегистрацию световой структуры каналов разряда, датчиковые средства измерения амплитуд и профиля давления за фронтом ударной волны.

Для осциллографирования импульсов напряжения и тока разрядов применялись специально разработанные делители напряжения и шунт. Малоиндуктивный делитель напряжения омического типа для ОР ( $R_1 = 1,05$  кОм,  $R_2 = 1$  Ом) имел емкость на землю  $C_e \approx 6,5$  пФ и постоянную времени  $\tau_e \sim 1,1$  нс, а для ОР:  $R_1 = 1,83$  кОм,  $R_2 = 0,94$  Ом,  $C_e \approx 11,1$  пФ,  $\tau_e \sim 3,4$  нс - их конструкции выполнялись по рекомендациям [И15]. Коаксиальный шунт с активным элементом из фольги с высоким удельным сопротивлением имел  $R_{ш} = 10$  мОм и постоянную времени  $\tau_{ш} \sim 0,4$  нс. В его конструкции, аналогично [И16], сведена к минимуму собственная индуктивность шунта и "петли присоединения" измерительной цепи, исключено переходное сопротивление кон-

тактов силовой цепи из измерительной. Величины сопротивлений плеч делителя и шунта определялись с помощью измерителя универсального типа Е7-II и моста постоянного тока. В качестве регистратора использовался осциллограф типа С8-14 (а в ряде случаев типа С9-4А с регистрацией на рентгеновскую пленку РФ-4).

С целью определения уровня возмущений плотности газа и выяснения механизмов развития нестационарных газодинамических течений, обусловленных разрядами, применялись оптические системы (голографический интерферометр и теневая шпирен-схема) и датчики давления.



Р и с. 2.6. Оптическая схема голографического интерферометра: 1 - плоскопараллельная пластинка; 2 - линза ( $F = 20$  мм); 3 - коллиматор; 4 - л/п зеркало; 5 - разрядная камера; 6 - объектив Ю-36В ( $3,5/250$ ); 7 - объектив И-13 ( $4,5/300$ ); 4', 8, 9 - зеркала; 10 - фотокамера; 11 - фотозлемент ФЭК-09; 12 - фильтр НС

Голографический интерферометр (рис. 2.6) [117] был собран на оптической скамье установки УИГ-ИМ. Оптическая схема интерферометра обусловлена малой пространственной и временной когерентностью излучения рубинового лазера. Запись голограммы фазового объекта производилась методом двух экспозиций парой импульсов излучения за одну вспышку лампы накачки лазера с пассивной модуляцией добротности. Длительность импульса излучения лазера составляла 40-50 нс, время между импульсами - 80-150 мкс. Интервал между импульсами контролировался с помощью фотозлемента ФЭК-09 и запоминающего осциллографа С8-2. Задержка ввода энергии в разряд отсчитывалась от первого импульса излучения лазера и задавалась с помощью генератора ГЗИ-6 в пределах 20-100 мкс.

С полученных голограмм восстанавливалась интерференционная кар-

тина в полосах бесконечной ширины. Наблюдаемые интерференционные полосы характеризуют участки одинаковой оптической разности хода в газодинамической неоднородности и позволяют определять распределение плотности газа  $\rho(x, y)$  по формуле

$$\rho(x, y) = \rho_{\infty} + \frac{N(x, y)\lambda}{KL},$$

где  $\rho_{\infty}$  - плотность невозмущенного газа;  $N(x, y)$  - количество полос;  $K$  - постоянная Гладстона-Дейла (для воздуха  $K = 2,27 \cdot 10^{24}$  м<sup>3</sup>/кг);  $L$  - размер неоднородности вдоль по лучу;  $\lambda$  - длина волны излучения лазера ( $\lambda = 0,69$  мкм). Чувствительность метода к изменению плотности в условиях эксперимента составляла  $\Delta\rho/\rho = 19\%$  при начальном давлении 27 кПа и 10% - при 54 кПа.

Оптическая схема по методу Теплера была собрана [95,96] на скамье голографической установки УИГ-1М, рубиновый лазер которой работал в двухлучковом режиме с пассивной модуляцией добротности. Разработанная система синхронизации [118,119] обеспечивала задержку регистрирующего импульса излучения длительностью 40 нс относительно энерговклада в разряд в пределах 10-150 нс. В фокальной плоскости ширен-линзы с фокусом  $F = 0,65$  м устанавливалась почерненная металлическая проволока диаметром 100 мкм на двухкоординатной подвижке с микрометрическими винтами. Запись изображения шпире производилась в ждущем режиме на фотопленку МИКРАТ-300 с контрастностью на уровне 1,8-1,9.

Чувствительность регистрации относительного изменения плотности  $\Delta\rho/\rho$ , соответствующего отклонению луча на  $\delta = 50$  мкм (половина диаметра нити в фокусе объектива), оценивалась согласно выражению

$$\frac{\Delta\rho}{\rho} \approx \frac{\delta \Delta x}{FB(n-1)},$$

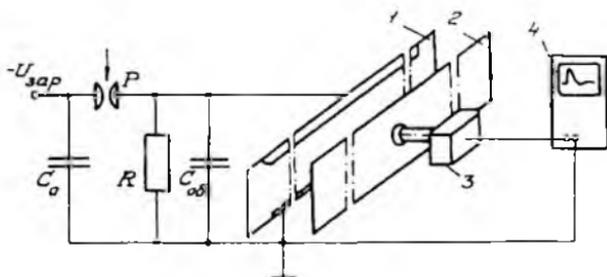
где  $n$  - коэффициент преломления среды;  $B$  - размер неоднородности по ходу луча;  $\Delta x$  - поперечный размер неоднородности.

С учетом изменения давления и характера протекания СР чувствительность схемы записи ширенграмм к градиенту плотности газа была на уровне 2-3%.

Исследование волнового поля давления  $p(x, t)$ , скорости  $v(x, t)$  и плотности  $\rho(x, t)$  в межэлектродном промежутке, получение количественной связи его параметров с режимом работы плазмолитового элект-

рода (ПЭ) требует применения в разрядной камере датчиков давления (ДД), обеспечивающих измерение абсолютного значения  $\mathcal{U}$  и профиля давления за фронтом УВ, спектра частот возбуждаемых в газе колебаний. Необходимость таких исследований в ТЕА-лазерах была обоснована еще в работе [120], однако известные примеры применения ДД в разрядных камерах (например, [121]) не содержат данных по методологии эксперимента, что ставит под сомнение возможность использования полученных результатов.

Схема экспериментальной установки с одним из ПЭ модельной разрядной камеры [104] дана на рис. 2.7.



Р и с. 2.7. Схема экспериментальной установки для исследования характеристик ударных волн, генерируемых плазменным электродом модельной разрядной камеры:

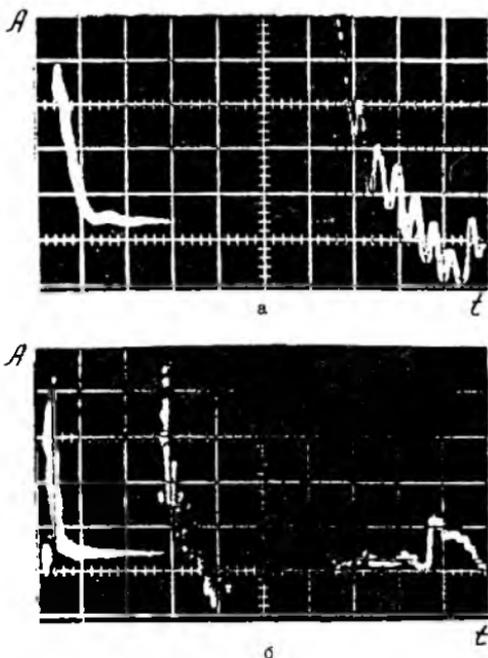
$C_0$  - накопительный конденсатор (100 нФ);  $P$  - управляемый разрядник;  $R$  - резистор (1,5 кОм);  $C_{об}$  - обострительный конденсатор (6 нФ); 1 - подложка плазменного электрода; 2 - диэлектрическая пластина; 3 - пьезоэлектрический датчик давления; 4 - осциллограф С8-14

Плазменный электрод формировался путем зажигания многоканального СР на поверхности подложки 1, выполненной из стеклотекстолита толщиной  $1,5 \cdot 10^{-3}$  м. Протяженность электрода составляла 0,8 м при ширине межэлектродного зазора СР  $l \approx 7 \cdot 10^{-2}$  м. Параллельно поверхности подложки на расстоянии  $H = 5,5 \cdot 10^{-2}$  м была установлена пластина 2, которая имитировала второй электрод разрядной камеры. Схема экспериментальной установки с одним ПЭ отвечает наметившейся тенденции в конструкции разрядных камер малопертурных  $CO_2$ -лазеров [5,80]. За пластиной закреплен импульсный пьезоэлектрический ДД [122], приемная поверхность которого на торце волноводного стержня была выведена на

нии уровень с поверхностью пластины, обращенной к подложке. Разрядный контур ПЛЭ имел конструктивную индуктивность  $L_k \leq 500$  нГн и обеспечивал скорость нарастания импульса напряжения СР на уровне  $dU/dt \sim 10^{12}$  В/с [112]. Как видно из рис. 2.7, запись сигнала  $A(t)$ , характеризующего изменение давления  $p(t)$  в модельной установке, производилась с помощью запоминающего осциллографа С8-14, который запускался при срабатывании разрядника Р и подачи напряжения  $U$  на ПЛЭ. На рис. 2.8, а, б дан типичный вид осциллограмм. Проведено изменение давления в первичной УВ (рис. 2.8, а), а также показан характер изменения давления во вторичной УВ, пришедшей к ПД повторно после отражения первичной волны от поверхности подложки ПЛЭ (рис. 2.8, б).

Модуляция сигнала  $A(t)$  на осциллограммах за фронтом УВ соответствует возбуждению собственной частоты  $f_0$  колебаний пьезоэлектрического датчика ( $f_0 \approx 125$  кГц). Низкочастотная модуляция сигнала с  $f_1 \approx 17$  кГц за первичной УВ (см.

рис. 2.8, б), как показали оценки, соответствует продольным колебаниям в стержне волновода, так как  $f_1 = v/(2l)$ , где  $v$  — скорость звука в металлическом стержне волновода;  $l$  — длина стержня [123].



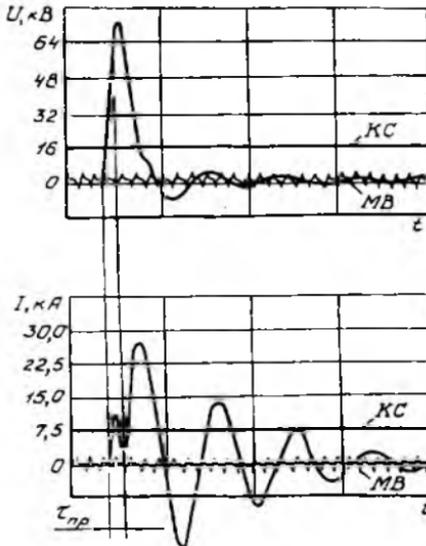
Р и с. 2.8. Осциллограммы изменения сигнала  $A(t)$  датчика давления в модельной установке при  $U_{зар} = 45$  кВ: коэффициент вертикального отклонения 0,2 В/дел; а — коэффициент развертки по времени 20 мкс/дел; б — коэффициент развертки по времени 50 мкс/дел

### 3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ФОРМИРОВАНИЯ ПЛАЗМЕННЫХ ЭЛЕКТРОДОВ

#### 3.1. Исследование вольт- и ампер-секундных характеристик плазменных электродов и разрядных камер на их основе

##### 3.1.1. Вольт- и ампер-секундные характеристики моноимпульсного плазменного электрода

Характерная осциллограмма импульсов напряжения и тока для полно-размерного плазменного электрода в моноимпульсной разрядной камере показана на рис. 3.1 (частота меток времени 5 МГц, калибровочный сигнал соответствует 18 кВ / 7,5 кА). Импульс напряжения имеет колеба-



Р и с. 3.1. Характерные осциллограммы импульсов напряжения и тока для полно-размерного плазменного электрода: МВ - частота меток времени ( 5 МГц ); КС - калибровочный сигнал

тельный характер с частотой  $f \approx 0,83$  МГц и амплитудой первой полуволны  $U_n \approx 80$  кВ. Длительность первой полуволны  $\tau \approx 0,6$  мкс, длительность фронта  $\tau_f \approx 130$  нс и крутизна импульса  $du/dt \approx 6 \cdot 10^{11}$  В/с.

Импульс тока имеет тот же колебательный характер с частотой  $f \approx 0,83$  МГц и амплитудами полуволн:  $I_{M1} \approx 26$  кА,  $I_{M2} \approx 18$  кА,  $I_{M3} \approx 14$  кА,  $I_{M4} \approx 9$  кА. На различных осциллограммах тока можно различить характерный участок, соответствующий распространению пре-разряда по диэлектрической подложке плазменного электрода [56]. Зная длительность этого участка  $\tau_{пр} \approx (150 \dots 200)$  нс и длину диэлектрика  $l = 150$  мм,

можно оценить скорость дви-

жения предразряда (в предположении ее равномерности) как  $v_{пр} = l/\tau_{пр} \approx (7,5 \dots 10) \cdot 10^7$  см/с. Эта величина, с учетом условий эксперимен-

ги (а именно  $U_{max} = 70$  кВ), согласуется с данными работ [56, 66]. После замыкания предразрядом промежутка (на осциллограммах это момент достижения максимума импульса напряжения в конце его фронта) начинается процесс разряда накопительной емкости  $C_{нак}$  и происходит резкий подъем тока.

Исследовался [124] характер изменения  $U(t)$  и  $I(t)$  СР при различных конструктивных вариантах диэлектрической подложки плазменного электрода: многоканальный СР по стеклотекстолиту толщиной 1,5 и 2 мм, одноканальный СР по стеклотекстолиту толщиной 2 мм. Во всех трех случаях собственная индуктивность  $L_k$  разрядного контура (при  $C_{нак} = 100$  нФ и  $f \approx 0,83$  МГц) составляла величину  $L_k = 1,4\pi^2 C_{нак} f^2 \approx 0,5$  мкГ, а его волновое сопротивление было равно  $\rho = \sqrt{L_k / C_{нак}} \approx 2,2$  Ом.

Из осциллограмм видно, что незначительное изменение толщины диэлектрика  $h$  (а следовательно и собственной емкости  $C_a \approx \epsilon/h$ ) в условиях эксперимента не влияет на характер  $U(t)$  и  $I(t)$ . В то же время переход к одноканальной структуре СР приводил к замедлению скорости затухания импульсов тока и напряжения и, соответственно, к уменьшению сопротивления потерь в разрядном контуре  $R_n = \rho \ln(I_{м1}/I_{м2})/t_n$ , где  $I_{м1}, I_{м2}$  — амплитуды соседних полуволн тока одного знака. Для многоканальной структуры СР  $R_n \approx 0,5$  Ом, а в случае одноканального разряда  $R_n \approx 0,2$  Ом. Полученное значение  $R_n$  представляет собой, по существу, усредненную величину сопротивления плазмы СР, на котором выделяется активная мощность разрядного контура. Наблюдаемое уменьшение сопротивления  $R_n$  можно объяснить тем, что в случае одноканального СР вся энергия накопительного конденсатора вкладывается в локализованный одиночный канал — это вызывает интенсивный разогрев плазмы СР и снижение ее сопротивления, одноканальный СР в этом случае характеризуется сильными эрозийными выбросами.

Весьма актуальным является вопрос согласования параметров разрядного контура и плазмы СР. Применительно к импульсной дуге в свободном газе эта проблема рассмотрена, например, в работах [125, 126]. Для определения величины энергии, вложенной в СР, может быть привлечен метод эквивалентной линеаризации [126], когда нелинейное сопротивление разряда заменяется эквивалентным по количеству выделенной за полупериод энергии линейным сопротивлением  $R_{лин}$ , определяющим период и декремент колебаний. Таким образом, можно представить величину энерговклада как  $W = I^2 R_{лин} \tau$ , где  $I$  — среднее значение тока СР за время импульса;  $R_{лин}$  — эквивалентное линейное сопротивление

ние в данном режиме разряда;  $\tau$  - длительность импульса СР.

Для многоканальной структуры СР расчеты показали  $W \approx 147$  Дж и КПД передачи энергии от накопителя с запасенной энергией  $W_{\text{нак}} \approx 245$  Дж на уровне 60%. В случае одноканальной структуры СР  $W \approx 88$  Дж, а КПД  $\sim 35\%$ .

При питании в части экспериментов плазменного электрода от малоиндуктивного конденсатора типа КМК 50-0,1 с теми же конструктивными вариантами диэлектрической подложки менялись собственная индуктивность ( $L_{\kappa} \approx 0,15$  мкГ) и волновое сопротивление разрядного контура ( $\rho \approx 1,2$  Ом). Уменьшение сопротивления  $R_n$  при переходе от многоканального СР к одноканальному прослеживалось и в этом случае, дополнительно изменялся характер протекания СР. Как наглядно видно из осциллограмм, импульс тока имеет менее выраженный колебательный характер, приближаясь к апериодической форме разряда. Это, очевидно, связано с тем, что источник питания, обладая в данном случае меньшим волновым сопротивлением, оказывался более согласованным с плазмой СР, чем в случае, показанном на рис. 3.1. Энерговклад в СР составлял величину  $W \approx 100$  Дж, а КПД передачи энергии от накопителя с запасенной энергией  $W_{\text{нак}} \approx 125$  Дж повышался до 80%.

Полученные экспериментальные результаты исследования  $U(t)$  и  $I(t)$  СР позволяют предварительно отметить:

1) повышенное волновое сопротивление разрядного контура приводит к рассогласованию его с плазмой СР и интенсивным колебательным процессам в контуре;

2) уменьшение сопротивления потерь в случае одноканального СР снижает КПД передачи энергии от накопителя к плазме СР, вызывая при этом значительные локальные эрозионные выбросы материала диэлектрической подложки.

### 3.1.2. Вольт- и ампер-секундные характеристики плазменного электрода в проточной разрядной камере

Решение задачи ввода в разряд определенной энергии  $CU_0^2/2$  за короткое время  $\tau \sim \sqrt{LC}$  в режиме согласования (с учетом того факта, что использование очень высоких значений  $U_0$  технически неудобно) предполагает сведение к минимуму индуктивности разрядного контура  $L$ . В этой связи предварительно была выполнена оценка величины собственной конструктивной индуктивности ГИНов, входящих в состав стенда [127].

Полученные в [127] результаты позволили оценить параметры им-

числа тока от ПИНа предионизационного разряда:

амплитуда  $I_{max} \sim U_0 / \sqrt{L_k / C} \sim 19$  кА;

крутизна роста  $(di/dt)_{max} \sim U_0 / L_k \sim 2 \cdot 10^{12}$  А/с;

длительность первой полувоины  $t_n \sim \pi \sqrt{L_k C} \sim 700$  нс;

и ПИНа основного разряда:

амплитуда  $I_{max} \sim 2U_0 / \sqrt{L_k / (C_{y\delta} + C_{o\delta})} \sim 83$  кА;

крутизна роста  $(di/dt)_{max} \sim 2U_0 / L_k \sim 5 \cdot 10^{10}$  А/с;

длительность первой полувоины  $t_n \sim \pi \sqrt{L_k (C_{y\delta} + C_{o\delta})} \sim 2$  мкс.

Принципиально это те предельные параметры импульсов тока, которые могут быть получены от данных разрядных контуров, если используется идеальное коммутирующее устройство. Реальные коммутаторы, в частности искровые разрядники в газе, имеют собственное сопротивление, которое сильно влияет на параметры импульса тока.

В проведенных экспериментах [128] в разрядной камере испытательного стенда СР формировался в виде плазмодистового электрода по поверхности диэлектрической подложки из стеклотекстолита толщиной 2,5 мм, при этом разрядный промежуток имел длину 7 см, расстояние между соседними искровыми каналами составляло величину  $\sim (1,5-2)$  см, а общее количество каналов доходило до 40-50.

Для выявления особенностей формирования ПЛЭ в различных газовых средах разрядная камера заполнялась:

- воздухом, как моделью электроотрицательного газа;
- гелием (инертная среда);
- рабочей лазерной смесью  $CO_2 : N_2 : He = 1 : 1 : 8$  при давлении в каждом случае 1 атм.

Вид осциллограмм  $U(t)$  и  $I(t)$  в [128] позволяет отметить ряд качественных закономерностей:

- сдвиг фаз между током и напряжением свидетельствует о том, что разрядный ток начинает протекать сразу после пробоя разрядного промежутка (на фронте импульса напряжения);
- напряжение после пробоя резко падает и слабо осциллирует в течение 1,5-2 мкс;
- основная доля энерговклада в разряд осуществляется сразу после пробоя в течение первых 200-300 нс.

Сравнение осциллограмм в гелии и рабочей лазерной смеси указывает на их большое сходство, что связано с повышенным (до 80%) содержанием гелия в рабочей смеси, который и определяет разрядные характеристики в промежутке. Воздушная среда (как электроотрицательный газ) обеспечивает промежутку повышенное (на 3-5 кВ) пробивное напряжение

и более быстрое (на 0,3-0,5 мкс) затухание разрядного тока.

Поскольку исследуемый разрядный контур питания ИЛЭ (см. рис.2.5) представляет собой нелинейную колебательную систему с двумя степенями свободы, то в линейном приближении в нем будут происходить затухающие колебания двух периодов, причем основной (большой период) равен, согласно эксперименту,  $\tau \approx 1$  мкс.

Уравнение колебательного процесса в нелинейном контуре записывается в виде

$$\frac{d(Li)}{dt} + iR + U = 0, \quad (3.1)$$

где нелинейность проявляется в том, что индуктивность  $L$  и активное сопротивление  $R$  зависят от тока  $i$  в контуре и времени  $t$ .

При обработке осциллограмм были получены таблицы значений тока и напряжения в дискретном множестве точек с шагом 50 нс. Первой задачей было обеспечение аппроксимации экспериментальных значений. Для большей надежности использовались два метода. В первом методе аппроксимация осуществлялась локальными сплайнами [129]. Метод сплайнов универсальный, но именно в силу своей универсальности он не отражает специфику решаемой задачи. Второй метод - представление экспериментальных данных в виде функций затухающих колебаний

$$\begin{cases} i = I_0 \exp(-\beta t) \sin\left(\frac{2\pi t}{\tau}\right), \\ U = U_0 \exp(-\beta t) \sin\left[\frac{2\pi}{\tau}(t + t_0)\right], \end{cases} \quad (3.2)$$

где  $\beta = R/2L$  - коэффициент затухания;  $t_0$  - время, на которое напряжение опережает по фазе ток.

После аппроксимации решалась вторая, основная задача: определение параметров контура  $R$ ,  $L$ ,  $C$ , а затем параметров канала разряда  $R_k$ ,  $L_k$ ,  $C_k$ . В принципе это можно сделать на основании уравнения (3.1), но затруднения вызываются зависимостью индуктивности от тока и времени. Задача может быть решена методом последовательных приближений. В нулевом приближении пренебрегаем зависимостью  $L$  от времени - фактически это означает, что находится индуктивность в конце фазы разряда [130]. Уравнение (3.1) тогда примет вид

$$L_0 \frac{di}{dt} + iR_0 + U = 0. \quad (3.3)$$

Обозначим для краткости производную  $di/dt = P$  и запишем урав-

Уравнение (3.3) для двух моментов времени

$$\begin{cases} L_0 P_1 + i_1 R_0 + U_1 = 0, \\ L_0 P_2 + i_2 R_0 + U_2 = 0. \end{cases} \quad (3.4)$$

Из них получим

$$\begin{cases} L_0 = (i_2 U_1 - i_1 U_2) / (i_1 P_2 - i_2 P_1), \\ R_0 = (P_2 U_1 - P_1 U_2) / (i_1 P_2 - i_2 P_1). \end{cases} \quad (3.5)$$

Чтобы найти зависимости индуктивности и сопротивления от времени, необходимо сделать какие-то первоначальные предположения о характере этих зависимостей. Известно [32], что канал СР не имеет строго цилиндрической формы, однако и для цилиндра, и для полуцилиндра, и для эллиптического цилиндра характер зависимостей индуктивности и сопротивления от поперечного сечения одинаков и, согласно [131],  $i_K \sim 1/r_K$ . Согласно [132], имеем

$$r_K \sim t^{1/2}. \quad (3.6)$$

Для индуктивности получим зависимость

$$L_K = L(\tau / (t + t_0))^{1/2}. \quad (3.7)$$

Поскольку при  $t + t_0 = \tau$ ,  $L_K = L_0$ , можно  $L_0$  отождествить решением (3.5).

Используя функцию (3.7), из уравнения (3.1) можно найти сопротивление  $R$  для любого момента времени. Используя найденные значения  $L$ , можно оценить электропроводность плазмы разряда по формуле

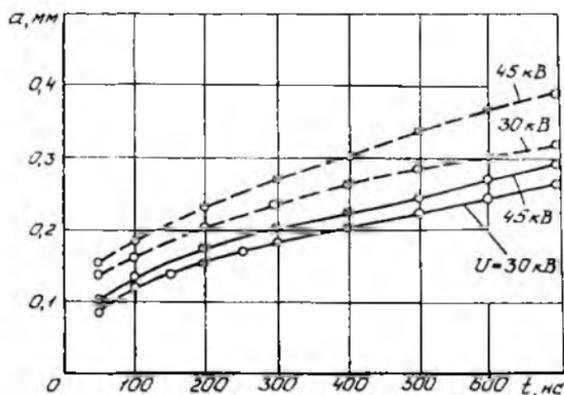
$$G = \frac{l_K}{\pi r_K^2 R_K N},$$

где  $N$  - число искр;  $r_K$  - средний радиус искр.

Зависимости характеристик каналов, полученные по результатам расчетов, обнаруживают подобие формы при нормировке на единицу, отличающееся только значением нормирующих параметров. Этого и следовало ожидать, так как задача развития разряда автомоделная [19, 133] с присутствием ей преобразованием подобия.

Радиус канала СР в гелии несколько больше радиуса канала в воздухе и лазерной смеси (рис. 3.2). Это может соответствовать тому, что плотность гелия меньше и поэтому скорость разлета плазмы в нем выше, или может быть связано с преимущественной потерей зарядов в электро-

отрицательном газе.

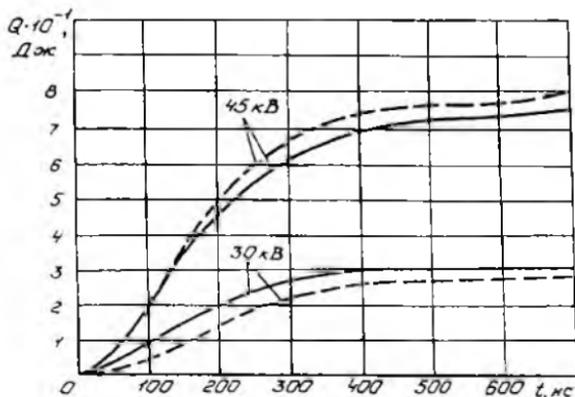


Р и с. 3.2. Зависимость радиуса  $Q$  каналов СР от времени  $t$  и зарядного напряжения  $U$  :  
 — — — — — гелий; — — — — — воздух;

Доля энергии, вложенная в разряд, увеличивается в порядке: воздух, гелий, смесь и снижается при уменьшении амплитуды тока (рис.3.3)

$I_0 = 15$  кА: воздух (80%), гелий (84%), смесь (86%);

$I_0 = 11$  кА: воздух (70%), гелий (73%), смесь (76%).

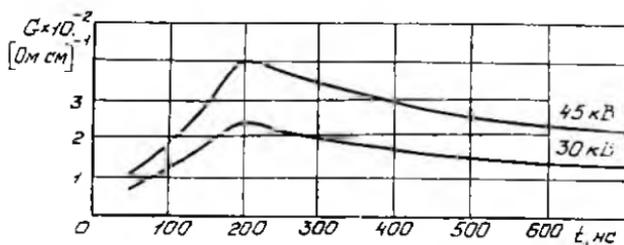


Р и с. 3.3. Зависимость энерговклада  $Q$  в СР от времени  $t$  и зарядного напряжения: — — — — — гелий; — — — — — воздух;

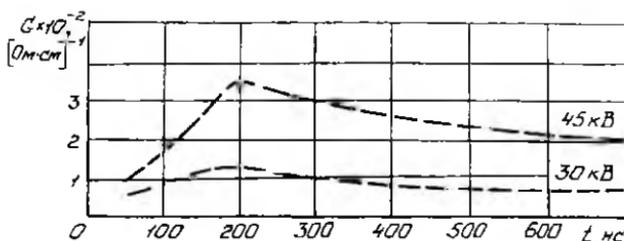
Наиболее интересен характер изменения проводимости плазмы СР (рис. 3.4а,б), которое довольно удовлетворительно аппроксимируется функцией

$$G = \begin{cases} 15G_0 J_0^{0,8} ((t+t_0)/\tau)^{1,5}, & 0 \leq t \leq \frac{\tau}{4}, \\ G_0 J_0^{0,8} (\tau/(t+t_0))^{0,5}, & t \geq \frac{\tau}{4}, \end{cases}$$

где  $G_0 = 200 \text{ (Ом}\cdot\text{см)}^{-1}$ ;  $J_0$  - максимальный ток в кА.



а



б

Р и с. 3.4. Зависимость проводимости  $G$  плазмы СР от времени и зарядного напряжения: а - среда - воздух; б - среда - гелий

Можно предположить, что характер изменения проводимости  $G(t)$  связан с изменениями механизмов развития СР. При этом квазилинейность характеристики  $G(t)$  (но с разным знаком и углом наклона  $dG/dt$ ) свидетельствует о качественной неизменности каждого из механизмов развития разряда на своем этапе, которые сменяют друг друга в точке перегиба зависимости  $G(t)$ . Тогда точку перегиба можно отождествить с моментом времени  $t_p \approx \tau/4$ , соответствующим перекрытию пря-

мым лидером СР разрядного промежутка по всей его длине. Методически в этом случае до момента  $t_1$  должны действовать теории стримерно-лидерного перехода (незавершенный СР), а после - теории, использующие баланс мощности для расширяющегося канала (завершенный СР). В последнем случае значения тока ( $I_1$ ) и радиуса канала ( $a_1$ ) в момент  $t_1$  являются начальными условиями. В условиях эксперимента ( $l = 7$  см,  $t_1 \approx 200$  нс) скорость распространения СР составила величину порядка  $10^7$  см/с. На большинстве осциллограмм напряжения в момент времени  $t_1$  наблюдался характерный резкий спад, связанный с замыканием разрядного промежутка и началом газодинамического расширения канала СР, который в этому моменту получил уже 60-70% от вкладываемой в разряд энергии.

### 3.1.3. Исследование условий формирования основного объемного разряда в остаточной воздушной среде малоразмерной камеры

Создание импульсно-периодических ТЕА-лазеров требует организации устойчивого однородного ОР. Решение этой задачи основывается как на проведении теоретических исследований, так и на результатах экспериментальных работ, связанных с совершенствованием систем предфокусации, оптимизацией условий энерговклада в плазмодистовую электрод и ОР. Представляет интерес проследить воздействие указанных факторов на степень устойчивости ОР в условиях, когда СР является чисто УФ-предфокусатором (в малоразмерной разрядной камере) и плазменным электродом (в камерах с монотриплексными и ИП-режимами энерговклада).

В проведенных экспериментах изучалась зависимость условий зажигания ОР от параметров схемы ( $C_H, C_{об}$ ), зарядного напряжения  $U_{зар}$  и давления в камере  $p$  [97]. Применение в схеме (см. рис. 2.1) одного источника высокого напряжения повышает эксплуатационные характеристики установки, хотя и затрудняет оптимизацию емкостей  $C_H$  и  $C_{об}$ . При  $C_{об} \geq 0,1 C_H$  наблюдался искровой СР, который замыкал напряжение зарядки  $C_H$ , и ОР не возникал. Исключение из схемы  $C_{об}$  существенно снижало вклад энергии в СР ввиду малой емкости диэлектрика ( $C_A \approx 40$  пФ), и ОР не регистрировался. В то же время при постоянной величине  $C_{об}$  уменьшение  $C_H$  приводило к получению ОР при более высоком давлении  $p$  остаточной атмосферы. На рис. 3.5 дано поле рабочих характеристик, полученных при  $C_{об} = 30$  пФ и различных  $C_H$ . Каждая кривая 1-5 ограничивает по давлению  $p$  и напряжению  $U_{зар}$  область возникновения ОР для данного  $C_H$ .

Наиболее подробно были исследованы рабочие режимы с  $U_{зар} = 30$  кВ

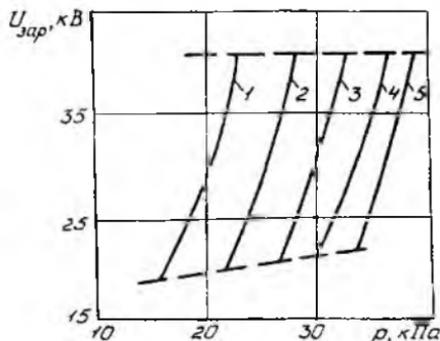
и  $U_{зарг} = 23$  кВ при  $C_H = 2$  нФ,  $C_{об} = 30$  пФ. С изменением давления остаточной атмосферы разряд в камере в обоих случаях происходил по-разному [97].

В первом случае ( $U_{зарг} = 30$  кВ) при  $p \geq 45$  кПа развивался завершенный СР в виде двух или нескольких сильноточных каналов без обрывов ОР. При уменьшении давления ( $p < 45$  кПа) в основном промежутке происходил искровой пробой. При дальнейшем уменьшении давления ( $p \leq 40$  кПа) завершенный СР переходил в диффузную фазу, представляющую собой сплошное светящееся плато с розоватым оттенком толщиной 0,3–0,5 мм. Характерным является

уменьшение энергии, потребляемой СР, и увеличение интенсивности излучения в коротковолновой части спектра. Это показали данные фотографической регистрации излучения разряда, которая была выполнена с применением спектральных фильтров СС1, СС8 и СС14, имеющих максимум пропускания в фиолетовой и УФ-областях. Уменьшение энерговклада в СР

подтверждалось прекращением наблюдаемых эрозионных выбросов материала диэлектрика. Отмеченные изменения в СР можно объяснить увеличением сопротивления плазмы, распределенной по поверхности диэлектрика, и уменьшением сунтировки напряжения на  $C_H$ . При давлении  $p < 35$  кПа возникала объемная фаза разряда в виде двух диффузных каналов, которые по мере дальнейшего уменьшения давления расширялись, сливаясь в однородную область и занимая весь объем камеры (рис. 3.6). Энерговклад в ОР составлял величину на уровне  $\sim 200$  Дж/л.атм.

Несколько отличным образом происходил разряд при  $U_{зарг} = 20$  кВ. В этом случае, в отличие от предыдущего, при достаточно высоком давлении ( $p = 40$ –45 кПа) развивался незавершенный СР, проявлявшийся в виде слабого свечения поверхности диэлектрика вблизи высоковольтного электрода. С уменьшением давления область свечения постепенно расширялась, достигая противоположного электрода. Одновременно увеличивалась ее яркость. При дальнейшем уменьшении давления ( $p \leq 35$  кПа) так же, как и в первом случае, возникал искровой пробой, а при  $p \approx 30$  кПа начиналось развитие ОР.



Р и с. 3.5. Границы области существования объемного разряда в мало-размерной камере: 1 —  $C_H = 6,3$  нФ; 2 — 4 нФ; 3 — 3 нФ; 4 — 2 нФ; 5 — 0,94 нФ

Выполненные исследования показали, что обратная полярность зарядов, диффузная фаза СР и использование его лишь в качестве УФ-понижателя обеспечивают длительную работоспособность диэлектрика за счет снижения тепловых нагрузок и могут быть рекомендованы в условиях низкого давления с пониженным давлением среды [97].



Рис. 3.6. Одновременное горение скользящего и основного разрядов в остаточной воздушной среде при  $p \approx 30$  кПа,  $C_H = 2$  нФ,  $C_{об} = 30$  пФ,  $U_{зар} = 30$  кВ

#### 3.1.4. Определение границ устойчивости импульсного основного объемного разряда с плазмостовыми электродами

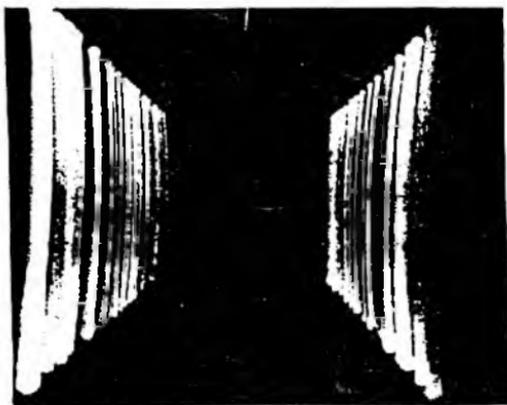
Поскольку переход ОР в искровой пробой обычно происходит через прорастание высокопроводящих каналов, зарождающихся на электродах, основное внимание уделяется вопросам исследования и управления прикатодными и (в большей степени) прианодными процессами. Например в работе [147] показана возможность подавления развития искровых каналов в ОР высокого давления с помощью анизотропно-резистивных элементов.

Как уже отмечалось, использование ПЛЗ на основе СР обуславливает высокую устойчивость импульсного ОР [5], что дает возможность осуществлять накачку активной лазерной среды с сечением до  $150 \times 150$  мм<sup>2</sup>.

при атмосферном давлении рабочей смеси и с энерговкладом 200 – 250 Дж/л-атм [98]. Перспективы использования ИИЗ в ИПР требуют определения пределов устойчивости импульсного ОР в зависимости от таких факторов, как энерговклады в предионизационный и основной разряды, временная задержка между ними.

С этой целью были проведены исследования [148, 149] на моноимпульсной разрядной камере, которая заполнялась рабочей смесью  $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He} = 1:1:8$  до атмосферного давления. В процессе экспериментов контролировалось напряжение зарядки накопительных емкостей, питающих предионизационный и основной разряды. Регистрировалось свечение плазменных электродов и межэлектродного промежутка основного разряда. Вывод лазерного излучения осуществлялся через окно из кристалла КРС-5 диаметром 150 мм и фиксировался на термочувствительную бумагу. Используемая в экспериментах схема питания позволяла включать источник основного разряда с дискретно-изменяемой задержкой относительно срабатывания предзарядного контура, питающего скользящий разряд. Линия задержки была выбрана на Т-образных пассивных LC-звеньях [150] и обеспечивала диапазон изменения времени задержки от 0 до 10 мкс с шагом 50 нс. Применение традиционной кабельной линии задержки в данном микросекундном диапазоне потребовало бы использование кабеля значительной длины и затруднило бы возможность оперативной регулировки времени задержки. Использование серийных генераторов задержанных импульсов (типа ГЗИ-6, ИИ-1 и т.п.) осложняется

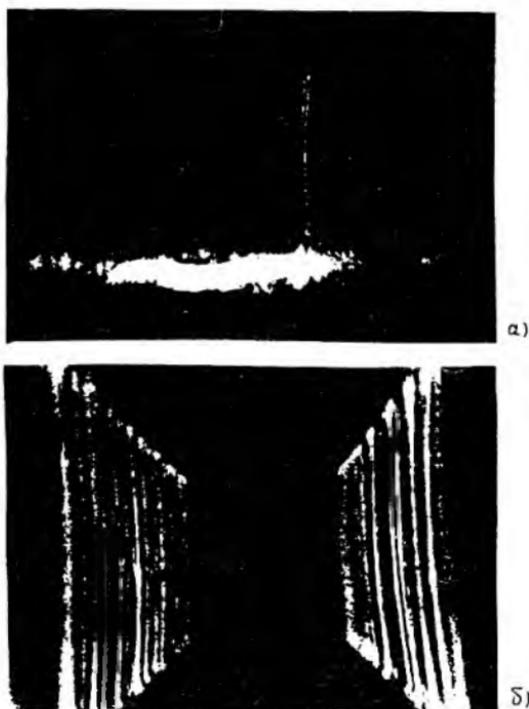
их низкой помехоустойчивостью в условиях работы с высоковольтными импульсами разрядами. Типичный вид свечения плазменных электродов в исследуемой разрядной камере (без включения источника питания основного разряда) показан на рис. 3.7. Каналы ОР имеют четкие границы и идут с шагом  $\sim 1,5\text{--}2$  см. В условиях проведенных экспериментов напряжение зарядки накопительных емкостей



Р и с. 3.7. Характерная картина свечения каналов плазмодистовых электродов в разрядной камере с промежутком 150 x 150 мм (без ОР)

( $C_{нак} = 100$  нФ), питающих предионизационный разряд, варьировалось в пределах 50–70 кВ, что соответствует изменению энерговклада в плазменный лист на уровне 125–245 Дж. Во всех случаях напряжение зарядки источника питания основного разряда (6-каскадный ТИН с емкостью "в ударе"  $C_{уд} \approx 170$  нФ) составляло 36 кВ и обеспечивало энергозапас  $\sim 4$  кДж при удельном энерговкладе (в объеме  $V \approx 18$  л)  $\sim 220$  Дж/л.атм. Приведенные оценки энерговклада дадут несколько завышенные результаты, так как не учитывают режим лишь частичного разряда накопительных емкостей источников питания.

При малом энерговкладе в предионизационный разряд ( $U_{зар} = 50$ –55 кВ,  $W = 125$ –152 Дж) его эффективность низка, и основной разряд протекает в искровой форме при любой задержке между разрядами (рис. 3.8, а).



Р и с. 3.8. Характерные картины свечения разрядов с а) искровым пробоем основного промежутка и б) однородным объемным энерговкладом в основном промежутке

Плазмодистовой предионизатор работает в данном режиме неэффективно, так как концентрация электронов в каналах СР достаточно велика — на это усиливает прорастание искровых каналов основного разряда как со стороны металлических подводящих шин, близких к выходу ГИНа, так и со стороны дальних шин, куда высокий потенциал от ГИНа передается через проводящие каналы СР.

С увеличением энерговклада в предионизатор ( $U_{zap} = 60$  кВ,  $W = 180$  Дж) каналы СР становятся ярче, однако при малом времени задержки (50–300 нс) основной разряд протекает по-прежнему в искровой форме. Лишь начиная с  $t_{зад} = 350$  нс, формируется объемная безыскровая фаза. Следует отметить, что косвенным свидетельством ОР является расширение каналов СР за счет разогрева их током основного разряда. Верхняя граница устойчивости импульсного объемного разряда в этом режиме соответствует  $t_{зад} \approx 3$  мкс, после чего основной разряд вновь приобретает искровую форму.

При повышении энерговклада в предионизационный разряд до  $W = 212$  Дж ( $U_{zap} = 65$  кВ) диапазон устойчивого безыскрового формирования ОР менялся незначительно по сравнению с предыдущим режимом. Наибольшего расширения области устойчивого зажигания основного разряда удалось достичь при  $U_{zap} = 70$  кВ,  $W = 245$  Дж, когда безыскровой ОР формировался в диапазоне от 50 нс до 5 мкс (рис. 3.8,б).

Полученные данные позволяют уточнить физическую природу временной задержки между предионизационным и основным разрядами. Известно [5], что эта величина определяется как время, необходимое для формирования ПЛЭ и создания однородного распределения начальной концентрации фотоэлектронов в разрядном промежутке. Авторы работы [7] отмечали, что минимально возможное значение задержки определяется моментом спада напряжения на СР. Максимальная же задержка, по их мнению, определяется остыванием каналов скользящего разряда.

Проведенные исследования показали, что искровые каналы прорастают от края подводящих металлических шин. Это свидетельствует об определяющей роли ПЛЭ в формировании ОР. Для осуществления объемной фазы разряда необходимо (помимо однородной предионизации), чтобы в разрядном промежутке установилось достаточно однородное электрическое поле. Такое поле формируется между двумя ПЛЭ, которые представляют собой системы параллельных узких каналов. Время формирования однородного поля в промежутке  $\tau^*$  определяется временем выравнивания потенциалов между металлической шиной и плазменными каналами после включения цепи питания основного разряда. Это время существенно зависит

от концентрации электронов  $n_e$  в плазменных каналах в момент основного разряда

$$\tau^* = \frac{E_0}{4\pi\sigma} = \frac{E_0}{4\pi n_e \mu_e e},$$

где  $E_0$  - вложенная в разряд энергия;  $\sigma = n_e \mu_e e$  - проводимость плазмы в каналах;  $\mu_e$  - подвижность электронов.

Принимая для условий эксперимента  $\mu_e = 5 \cdot 10^{-2} \text{ м}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$ , получаем оценочное соотношение  $\tau^* \approx 10^8 / n_e \text{ (м}^{-3}\text{)}$ . Время  $\tau^*$  должно быть значительно меньше времени  $\tau_n$  формирования искрового разряда в резконеоднородном электрическом поле на краях металлических шин, возникающего в момент включения основного разряда. Только в этом случае возможно существование ОР. Из [151] следует, что при  $\tau_n \approx 10^{-7} \text{ с}$  минимальная концентрация электронов в плазменных каналах должна быть  $n_e^* \geq 10^{15} \text{ м}^{-3}$ .

Следовательно, максимальная длительность задержки между скользящим и основным разрядами определяется временем, в течение которого концентрация электронов в плазменных каналах падает до уровня  $n_e$ . Проведенный анализ характеристик  $U(t)$  и  $I(t)$  ОР (см. рис. 3.1) показал, что длительность колебаний тока в каналах разряда близка к 5 мкс. Это позволяет связать максимальное время задержки между скользящим и основным разрядами с длительностью существования плазменных каналов на поверхности диэлектрика, экранирующих кромки металлических подводящих шин. Можно отметить, что рекомбинация фотоэлектронов, созданных в разрядном промежутке в процессе предионизации, не позволяет объяснить столь короткое ( $\sim 5$  мкс) максимальное время задержек. Минимальная же задержка в электроразрядной системе с плазменными электродами определяется временем достижения максимальной величины УФ-излучения от предионизатора и соответствует максимальной амплитуде первой полуволны тока предионизационного разряда.

### 3.2. Исследование остаточных газодинамических процессов, возбуждаемых плазменным листом

#### 3.2.1. Нестационарная газодинамика в разрядном промежутке малоразмерной камеры

На тенеграммах в [17] была приведена структура ударных волн,

обусловленных характером развития скользящей искры, как в завершенной, так и в незавершенной стадиях. Однако здесь УВ использовались в качестве средства диагностики при исследовании динамики развития одиночного канала искры.

Для определения уровня флуктуаций плотности газа, возбуждаемых многоканальным СР в разрядном промежутке ОР, необходимо исследование интегральных газодинамических процессов, так как распределение на подложке источники возмущений создают единый фронт УВ [142], который выносится из приэлектродной области за 500 нс лишь на расстояние 0,5–0,7 мм [5], но за 10 мкс проходит путь 7–8 мм [143].

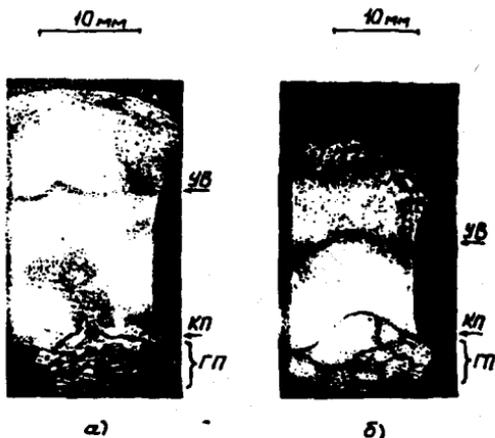
На рис. 3.9, а, б

приведены типичные интерференционные картины газодинамических процессов, полученные в малоразмерной камере (см. рис. 2.1) при моноимпульсном поверхностном разряде [117].

Характерные области: УВ – ударная волна; КП – контактная поверхность; ПП – горячая пробка нагретого газа.

Из рис. 3.9, а, б видно, что при уменьшении давления воздуха в камере увеличивается ширина интерференционных полос, исчезают резкие изгибы, упорядочивается их распределе-

ние. Скорость распространения ударной волны при этом уменьшается от  $\approx 400$  м/с (рис. 3.9, а) до 360–370 м/с (рис. 3.9, б). Характерно [94], что при давлении воздуха  $\leq 40$  кПа уменьшалась толщина плазменного образования на диэлектрике, и СР из многоканальной переходил в диффузную фазу, равномерно заполняющую поверхность подложки. Из интерференционной картины (см. рис. 3.9, а, б) можно сделать вывод, что нагрев воздуха и уровень газодинамических возмущений в диффузном СР сущест-



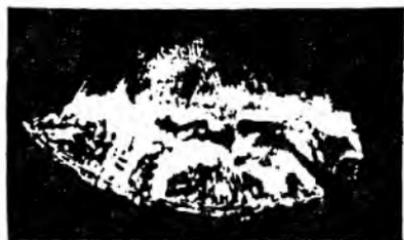
Р и с. 3.9. Характерные интерферограммы с остаточными неоднородностями в воздухе через  $\Delta t \approx 50$  мкс после завершения СР на нижней стенке камеры при двух значениях давления  $P$  среды: а) –  $p \approx 50$  кПа; б) – 40 кПа

венно меньше, чем в многоканальном. Из рис. 3.9, а, б видно, что полосы равного уровня градиента плотности непосредственно у диэлектрика могут замыкаться на поверхность подложки, образуя структуры с шагом порядка 4–5 мм. Такая картина говорит о наличии теплового потока от диэлектрика. Шаг интерференционного поля может быть связан с характерной длиной структурных образований СР.

Как видно из рис. 3.9, а, б, контактная поверхность имеет скорость движения на уровне 130–140 м/с, опережая расширение границы горячей пробки на 30–40 м/с.



а)



б)



в)

Р и с. 3.10. Шлирен-фотографии распределения градиента плотности газа через 50 мкс после прохождения СР с импульсом тока амплитудой  $\sim 0,3$  кА при давлении воздуха 100 кПа (а), 80 кПа (б), 65 кПа (в)

Проведенные исследования показали, что СР создает в камере слабую ударную волну, фронт которой при давлении воздуха  $\leq 40$  кПа расширяется в переходный слой толщиной порядка 3–5 мм. Для частотного режима работы СР необходимо изучение накопления газодинамических возмущений.

Газодинамическая картина течений в приповерхностной области СР, связанных с расширением нагретого газа, выносом продуктов радиационно-эрозивного разрушения поверхности диэлектрика зарегистрирована в шлирен-фотографиях (рис. 3.10, 3.11) [95–97].

Для повышения пространственного разрешения шлирен-метода, получения связи процессов в газе с поверхностью диэлектрика и электродами регистрировались оптические неоднородности от одного из СР. Как видно из шлирен-фотографий, характерным является вынос объема нагретого газа (светлые протяженные образования у верхней границы штира) от поверхности

диэлектрика со средней скоростью 120–140 м/с до 50 мкс после СР с об-  
рабатыванием у подложки переходной зоны с относительно холодным газом,  
вызывающим интенсивное турбулентно-пульсационное движение (рис.3.10,а).

Известно, что для рассматри-  
ваемых временных интервалов рас-  
ширение объема горячего газа в  
процессе охлаждения должно про-  
исходить при постоянном давлении.  
Однако обнаруженное нами явление  
направленного движения объема  
нагретого газа как целого, интен-  
сивная турбулизация его говорят  
о наличии градиента давления и  
потока газа от поверхности ди-  
электрика. Такие потоки связаны  
с излучательной эрозией подложки  
[20] и поляризационными процес-  
сами на ней [144], приводящими к  
интенсивным выбросам паров веществ.  
Об этом должны свидетельство-  
вать периодические изогradientные  
структуры, замыкающиеся на поверх-  
ность диэлектрика (рис. 3.10,в).  
Длинные газодинамические структуры  
имеют признаки слабых ударных  
волн, которые взаимодействуют друг  
с другом [142] и приводят к суще-  
ственной перестройке процессов в  
объеме нагретого газа до 60–65 мкс  
после СР. Характерно, что газоди-  
намические выбросы наблюдаются и  
через 30–90 мкс после завершения  
СР, однако уже к 100 мкс скорость  
смещения объема нагретого газа  
равна нулю.

Переход СР в диффузную фазу  
(см. рис. 3.11) сопровождается существенным уменьшением возмущений  
плотности газа. Из рис.3.11,а видно, что область нагретого в канале  
СР газа к 60 мкс представляет собой широкую однородную изогradientную  
полосу, смещенную на 6 мм от поверхности диэлектрика. Полоса имеет



а



б



в

Р и с. 3.11. Шлирен-фотографии  
распределения градиента плотно-  
сти газа при давлении воздуха  
33 кПа после прохождения СР с им-  
пульсом тока  $\sim 0,22$  кА через  
60 мкс (а), 90 мкс (б) и 130 мкс (в)

более резкий контур со стороны диэлектрической подложки, что говорит о наличии восходящего потока газа. Через 85–90 мкс после СР область теплого газа (рис. 3.11, б) полностью тормозится, сохраняя пространственную модуляцию плотности не более 5–7%. Как видно из рис. 3.11, в, к 130 мкс после прохождения СР возмущения плотности газа на уровне чувствительности метода достигают оси камеры.

Проведенные исследования показали, что СР в частотном режиме должен развиваться в потоке тепловых испарений диэлектрика, которые через 100 мкс после прохождения импульса тока разряда имеют однородную структуру (без учета аккумуляционных явлений). Для выноса тепловых неоднородностей плотности из активной среды лазера необходима принудительная прокачка газа.

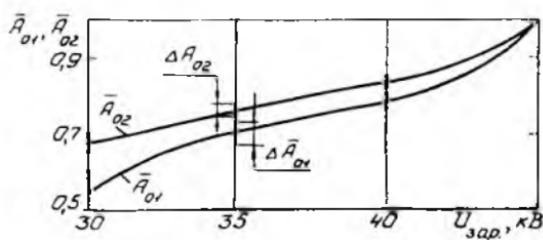
Уменьшение газодинамических возмущений в области плазменного электрода может быть осуществлено путем отсоса газа из пограничного слоя, введением активного охлаждения подложки, использованием температуростойких диэлектриков.

Оптические исследования позволили представить панорамную картину характерных структур нестационарных газодинамических процессов, возбуждаемых СР. Количественные данные по уровню скоростей УВ, градиентов  $\Delta p/p$  могут быть получены с помощью импульсных датчиков давления [122]. Как показано в [142], важную роль играет конфигурация поверхности подложки СР, геометрия разрядной камеры. Это требует исследования УВ в реальной геометрии ПЛЭ.

### 3.2.2. Экспериментальное исследование ударных волн, генерируемых плазмодистовым электродом

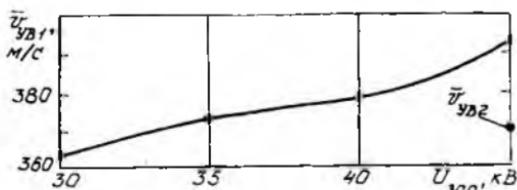
Рассмотрим результаты исследования характеристик УВ, генерируемых в воздухе атмосферного давления одним из ПЛЭ модельной разрядной камеры [86, 104], полученные с помощью импульсного пьезоэлектрического датчика давлений [145]. Зарядное напряжение  $U_{зар}$  на накопительном конденсаторе  $C_0$  ПЛЭ (см. рис. 2.7) изменялось от 30 кВ до 45 кВ, что соответствовало, как показали осциллографические исследования [128], изменению энерговклада в СР от 41 Дж до 85 Дж. Осциллограммы импульсов тока и напряжения имели аперриодический характер при общей длительности энерговклада  $\tau = 4-5$  мкс и времени достижения его максимума  $\tau_0 \sim 120$  нс. Плазменный лист на подложке представлял периодическую структуру, состоящую из параллельных токовых каналов диаметром  $d_k \leq 1,2 \cdot 10^{-3}$  м (размер  $d_k$  оценивался по остаточному эрозионному следу на поверхности диэлектрика), расстояние между

которыми изменялось от  $\sim (4-5) \cdot 10^{-2}$  м при  $U_{зар} = 30$  кВ до  $0,8 \cdot 10^{-2}$  м при  $U_{зар} = 45$  кВ.



Р и с. 3.12. Изменение относительного значения амплитуд сигналов в первичной  $A_{01}$  и вторичной  $A_{02}$  ударных волнах в зависимости от напряжения  $U_{зар}$  на накопительном конденсаторе

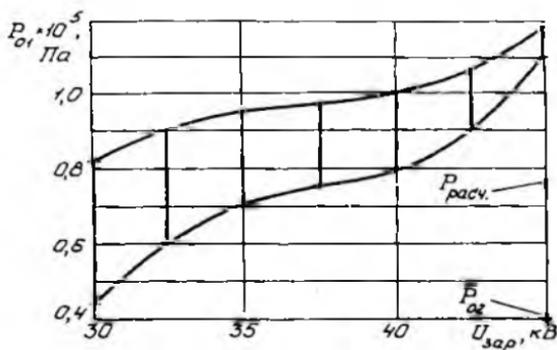
Результаты обработки осциллограмм (рис. 3.12) показывают, что среднее значение амплитуды сигнала за фронтом вторичной УВ  $\bar{A}_{02}$  спадает с уменьшением  $U_{зар}$  медленнее, чем амплитуда  $\bar{A}_{01}$  первичной УВ. Это может говорить о том, что первичные УВ при подходе к поверхности пластины 2 (см. рис. 2.7) не успевают сформировать линейный фронт единой ПУВ. Последнее подтверждается также увеличением разброса значений амплитуд  $\Delta \bar{A}_{01}$  и  $\Delta \bar{A}_{02}$  сигнала  $A(t)$ , возрастанием отношения  $(\Delta \bar{A}_{01} / \Delta \bar{A}_{02})$  с уменьшением  $U_{зар}$  [145].



Р и с. 3.13. График изменения средней скорости распространения ударной волны  $\bar{v}_{УВ}$  в зависимости от напряжения  $U_{зар}$  на накопительном конденсаторе

На рис. 3.13 приведен график изменения средней скорости распространения УВ  $\bar{v}_{УВ}$  за время  $\Delta t$  между амплитудами сигналов  $A_{01}$  и  $A_{02}$  на осциллограммах (см. рис. 2.8,б). Скорость  $\bar{v}_{УВ}$  должна быть близкой к скорости  $v_{УВ}$  прихода первичной УВ на ДД, так как за время  $t \geq 125$  мкс процесс VT-релаксации в газе перед фронтом

первичной УВ завершился, и разница скоростей ( $v_{УВ} - \bar{v}_{УВ1}$ ) определяется потерями энергии вторичной УВ на трение в воздухе и взаимодействии при отражении с подложкой ПЛЭ и поверхностью пластины 2 (см. рис 2.7). Обработка осциллограмм  $A(t)$ , полученных с коэффициентом развертки по времени 100 мкс/дел, показала, что после двухкратного отражения УВ от пластин в модельной камере при  $U_{зар} = 45$  кВ амплитуда сигнала  $A_{03} \sim 0,5 A_{02}$ , а скорость распространения волны давления  $\bar{v}_{УВ} \approx 0,94 \bar{v}_{УВ1}$ .



Р и с. 3.14. Изменение поля давления  $P_{01}$  газа за фронтом первичной ударной волны в зависимости от напряжения  $U_{зар}$  на накопительном конденсаторе:  $P_{02}$  - давление газа за фронтом вторичной ударной волны

На рис. 3.14 приведено поле изменения давления  $P_{01}$  за фронтом первичной УВ в зависимости от  $U_{зар}$ , полученное при чувствительности датчика к  $\Delta p$  на уровне  $7,4$  мкВ/Па. Ширина поля изменения  $\Delta p$  при данном  $U_{зар}$  связана прежде всего с вариациями положения токовых каналов СР на подложке, что должно влиять на условия взаимодействия цилиндрических УВ (ЦУВ) за счет изменения угла схождения их фронтов [142]. Как видно из рис. 3.14, изменение  $U_{зар}$  от 35 до 40 кВ (что соответствует увеличению вклада энергии в ПЛЭ от  $\sim 55$  до  $\sim 70$  Дж) вызывает незначительное возрастание давления за фронтом УВ. Однако при  $U_{зар} > 40$  кВ наблюдается сокращение диапазона изменения  $\Delta p$  и рост давления  $P_{01}$ . Анализ остаточных структурных образований на подложке ПЛЭ и фотографий с интегральным свечением токовых каналов позволяет сделать вывод о том, что при изменении  $U_{зар}$  от 35 до

40 кВ происходило возрастание плотности заполнения каналами СР подложки от  $\sim 3,6 \cdot 10^{-2}$  м/кан до  $\sim 3,2 \cdot 10^{-2}$  м/кан, и плотность энергии  $W_0$ , приходящаяся на единицу длины канала, увеличивалась лишь на 10%. При  $U_{300} > 40$  кВ происходит увеличение тока в каналах СР, что проявляется через выравнивание их светимости по всей длине ПЛЭ. Возрастание  $U_{300}$  от 40 до 45 кВ почти не вызвало увеличения плотности каналов на подложке, но линейная плотность энергии в канале при  $U_{300} \approx 45$  кВ поднялась на 22%, достигнув  $W_0 \sim 47$  Дж/м.

Насыщение подложки ПЛЭ токовыми каналами и выравнивание в них плотности энергии  $W_0$  способствуют повышению однородности единого фронта плоской ударной волны (ПУВ), формируемой путем взаимодействия ПУВ. Как видно из рис. 3.14, при  $U_{300} = 45$  кВ средние значения давления воздуха за фронтом первичной и вторичной ПУВ составляли соответственно  $\bar{P}_{01} \approx 1,15 \cdot 10^5$  Па и  $\bar{P}_{02} \approx 0,4 \cdot 10^5$  Па. Полученные экспериментальные уровни  $P_{01}$  при ширине промежутка  $H = 5,5 \cdot 10^{-2}$  м и характерном времени распространения УВ  $t \approx 117$  мкс более чем в 1,5 раз превышают расчетные значения давления  $P_{расч}$ , следующие из решения автомодельной задачи о точечном взрыве [146] (например, при  $U_{300} = 45$  кВ  $P_{расч} = 0,76 \cdot 10^5$  Па), хотя  $U_{300}$  отличается от  $U_{расч}$  не более чем на 20%.

Высокая интенсивность ПУВ, генерируемых ПЛЭ в разрядной камере атмосферного давления, связана с большой объемной плотностью энергии в плазме СР  $W_{об} \geq 5 \cdot 10^5$  Дж/м<sup>3</sup>, развитием излучательного механизма эрозии подложки, когда токовый канал продувается парами материала диэлектрика (см. разд. 2.3), изменением характера взаимодействия ПУВ (с увеличением  $W_0$  происходит переход регулярного в маховское отражение [142]) при формировании единого фронта ПУВ. Импульсный датчик давления с акустически согласованным волноводом упрощает измерение характерных параметров УВ, генерируемых плазмодистовым электродом. Однако для исключения фактора многоканальности разряда, который приводит к значительному разбросу результатов измерений (см., например, рис. 3.14), поиск путей снижения уровня газодинамических возмущений с применением датчиков давления может проводиться на экспериментальных моделях с одиночным токовым каналом.

### 3.2.3. К механизму поверхностного разрушения стеклотекстильной подложки многоканального скользящего разряда в моноимпульсном и частотном режимах энерговклада

Разработка разрядных камер на основе плазмодистовых электродов

для технологических  $\text{CO}_2$ -лазеров с импульсно-периодическим энергокладом сдерживается малым ресурсом диэлектрической подложки СР. Высокая плотность энергии в сильноточных каналах СР ( $\leq 2 \cdot 10^5$  Дж/м<sup>2</sup> [20]), формируемых в малоиндуктивных электрических цепях с параметром "жесткости"  $U/L \approx 10^{11}$  В/Гн [56], возможность непосредственного контакта плазмы с поверхностью приводят к разрушению подложки за счет бомбардировки диэлектрика заряженными частицами, воздействия радиационно-конвективных тепловых потоков. Основные виды наблюдаемых разрушений материала – эрозионные каверны, оплавление, поверхностное растрескивание, деструкция [134]. Возможна металлизация и графитизация поверхностного слоя подложки за счет разрушения металлических электродов СР [21], плазмохимических реакций в парах компонент материала диэлектрика [135].

Для создания плазмостойких электродов с высокими ресурсными характеристиками требуется исследование энергетических и кинетических механизмов разрушения диэлектрической подложки как в режиме СР, так и основного энергоклада.

Скорость уноса массы подложки в результате "излучательной модели эрозии" диэлектрика в приближении равновесной плазмы одиночного канала СР оценивалась в [20] применительно к сильноточным разрядникам. Для эрозионных источников плазмы расчет толщины унесенного слоя подложки выполнен в [136]. Однако особенности работы плазменных листов в разрядной камере лазера, связанные с многоканальностью СР ( $\sim 10^2$  кан/м), совмещением функций источника УФ-подсветки рабочего промежутка и электродов объемного разряда, периодичностью и малой длительностью импульсов энергоклада ( $\tau_u \sim 0,5$  мкс), ролью диэлектрика в получении высокой яркости излучения ( $\tau_g \sim 5 \cdot 10^4$  К) определяют характер разрушения подложки.

Диэлектрическая подложка подвергается воздействию нестационарного радиационного потока, и унос ее массы происходит с переменной скоростью [137]. Затруднена оценка плотности энергии излучения, падающего на подложку, так как к каналам СР в плазменном листе не применена модель абсолютно черного тела [66].

Для технологических лазеров, работающих в импульсно-периодическом режиме, процессы накопления тепла в диэлектрической подложке плазменного электрода являются определяющими для оценки ресурса разрядной камеры, уровня нестационарных газодинамических процессов в активной среде, качества излучения. Несмотря на практическую значимость поставленных вопросов, в настоящее время не определен температурный

режим работы плазмостовых электродов, отсутствуют исследования механизмов разрушения рабочей поверхности подложки, не сформулированы требования к диэлектрикам для плазменных электродов.

Тепловой режим работы диэлектрической подложки многоканального СР на основе фольгированного стеклопластика с эпоксифенольным связующим исследовался [138] в рабочей камере испытательного стенда [104]. Плазменное плато на площади  $(0,07 \times 0,9) \text{ м}^2$  формировалось с помощью малоиндуктивной ( $L \leq 400 \text{ нГн}$ ) электрической схемы с накопительной емкостью  $C = 100 \text{ нФ}$  и управляемым азотным разрядником при зарядном напряжении  $U \approx 45 \text{ кВ}$ . Длительность полупериода токового импульса составляла  $\tau_p \approx 0,5 \text{ мкс}$ , амплитуда тока  $I \leq 15 \text{ кА}$ , затухание  $\tau_{\xi} \approx 2,3 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$ ,  $dI/dt \leq 10^{11} \text{ А/с}$ . Исследование процессов воздействия СР на диэлектрическую подложку выполнялось путем анализа остаточных структур на рабочей поверхности стеклотекстолита с помощью оптического микроскопа с кратностью увеличения  $\leq 100^*$ , позволяющего производить измерение размеров объектов в плоскости подложки и по глубине фокуса. Максимальная температура диэлектрика оценивалась методом сравнения наблюдаемой картины фазовых изменений на рабочей поверхности стеклофенольного пластика в зависимости от вкладываемой энергии в разряд с результатами, полученными при лазерной обработке такого же материала [139,140].

Число каналов  $N$  СР при толщине подложки 1,5 мм составляло примерно 30 в моноимпульсном режиме и сокращалось приблизительно до 17-20 при частоте следования импульсов напряжения  $f = 3 \text{ Гц}$ . Энергия, вкладываемая в плазмостовой разряд на единицу поверхности подложки с учетом неполноты заполнения промежутка, в первом случае была на уровне  $3,8 \cdot 10^4 \text{ Дж} \cdot \text{м}^{-2}$ , а во втором -  $5,7 \cdot 10^4 \text{ Дж} \cdot \text{м}^{-2}$ .

Характерной особенностью плазменного слоя на подложке из стеклотекстолита является привязка каналов СР к определенным областям на рабочей поверхности диэлектрика. Под плазменными каналами на поверхности подложки образуются остаточные эрозионные каверны, визуализирующие неравномерность выработки материала диэлектрика. В [20] привязка каналов связывалась с появлением в русле образующейся каверны черного налета с малым электрическим сопротивлением. Возникновение черного налета можно объяснить [139] наработкой в каверне науглероженного коксового остатка как продукта термодеструкции эпоксифенольной связующей композиционного пластика, возникающей при температуре 400 К. Такая тепловая нагрузка на подложку обеспечивалась в [20] излучением плазмы СР при  $I \approx 35 \text{ кА}$  и длительности импульса  $\tau_u \approx 30 \text{ мкс}$ ,

что было соизмеримо со временем выхода на квазистационарный режим разрушения  $\tau_y = a/v^2 = 25$  мкс, где  $v$  — усредненная за импульс скорость уноса массы ( $v \approx 0,1$  м/с [20]);  $\alpha$  — температуропроводность материала. В нашем случае многоимпульсный энерговклад за  $\tau_y \approx 2,5$  мс создавал  $v \approx 3 \cdot 10^{-2}$  м/с и  $\tau_y \gg \tau_0$ .

Изучение русла каверны после 50 импульсов показывает, что в таком режиме разрушение подложки происходит в основном за счет сублимационного уноса материала связующего до оголения корда стеклоткани без существенного образования пленки расплава. Малая скорость уноса массы, отсутствие следов обугливания на стенках каверны говорит о том, что температура поверхности связующего покрытия за один импульс разряда не превышала 650 К.

Механизм привязки каналов СР на подложке на этом этапе можно объяснить наличием микроострий на высоковольтном фольгированном электроде и последующих этапов джоулева разогрева, плавления и разлета жидкого металла при развитии разряда [14]. После первого же импульса энерговклада на подложке в отраженном свете были обнаружены частицы меди размером не более 15 мкм, распределенные на поверхности со средней плотностью приблизительно  $1 \cdot 10^4$  част./м<sup>2</sup>. Следует отметить эффект закрепления частиц на подложке за счет внедрения в поверхностный слой связующего. Однако по мере сублимационного уноса связующего потоки газообразных продуктов деструкции диэлектрика могут очищать русло каверны от частиц металла.

Образовавшийся в фольгированном электроде СР кратер имеет форму близкую к полуокружности с радиусом  $r \sim (3-5) \cdot 10^{-4}$  м, и обеспечивает возникновение на рабочей кромке двух микроострий с привязкой последующих каналов СР. Это позволяет связать наблюдаемые в эксперименте рост радиуса кратера на электроде и увеличение ширины  $h$  русла каверны на диэлектрической подложке до  $h \leq 10^{-2}$  м с возрастанием числа импульсов разряда.

Частотный СР на стеклотекстолите уже при  $f = 1$  Гц вызывает накопление тепла в подложке. Качественное подтверждение этому следует из эмпирического соотношения [139]  $f < a/30r_0^2$ , где частота  $f_0$  безаккумуляционного воздействия излучения связывается с температуропроводностью  $\alpha$  материала и радиусом  $r_0$  источника на подложке. Разогрев подложки приводит к снижению энергии разрушения диэлектрика и интенсификации процессов испарения. При этом происходит поверхностная координация канала разряда в русле каверны моноимпульсного СР. Каналы частотного разряда развиваются в промежутках между продольными пучками волокон стеклоткани. Наблюдается испарение связующего в

междулучковом пространстве тканевого корда и разрезание волокон в поперечных к каналу разряда пучках. На торцах разрезанных волокон образуются сферообразные окончания диаметром примерно 100 мкм из расплава тожда. Заглубление канала СР в толщу диэлектрика приводит к повышению температуры газа в разряде за счет переизлучения энергии от стенок каверны, повышения давления газообразных продуктов разрушения материала подложки. На дне каверны образуется пленка расплава, насыщенная продуктами эрозии металлических электродов, стенки покрываются черным налетом кокса. Профиль поперечного сечения каверны приобретает форму, близкую к прямоугольной, что говорит об одномерности движения границы испарения вглубь материала. Стожественная размер  $h_0$  щелевой каверны с диаметром  $2r_0$  токового шнура, имеем  $2r_0 \approx 3 \cdot 10^{-4}$  м. Продная скорость уноса массы при  $f = 3$  Гц составляет  $v \approx 5,5 \cdot 10^{-7}$  м/с, обеспечивая работу плазменного листа до пробоя подложки в течение одного часа.

Снижение электрического сопротивления промежутка по мере наработки в каверне коксового слоя, металлизация расплава должны приводить к перераспределению энергии в каналах СР, что проявляется в уменьшении числа  $N$  с увеличением  $f$ .

Проведенные исследования показали, что механизм разрушения стеклотекстолита при воздействии плазмы СР зависит от состава и строения композиционного пластика. Здесь применение приближения изотропности материала является необоснованным.

Ресурс подложки можно увеличить в 2-3 раза, если формировать каналы СР по диагонали ячеек стеклотканевого наполнителя. Это позволяет включить в работу как поперечные, так и продольные пучки волокон тканевого корда.

Более эффективный путь увеличения ресурса подложки обеспечивается при организации процесса без аккумуляционного воздействия теплового потока на стеклотекстолит. Конструкционное решение здесь возможно при создании плазменного листа на подвижной подложке.

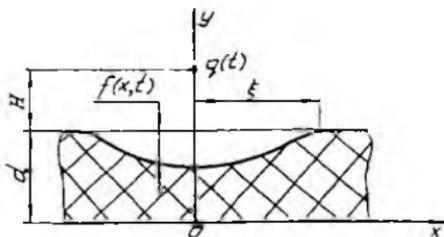
#### 4. МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ВОЗДЕЙСТВИЯ ПЛАЗМОЛИСТОВЫХ ЭЛЕКТРОДОВ НА СРЕДЫ В РАЗРЯДНЫХ КАМЕРАХ ТЕА-ЛАЗЕРОВ

##### 4.1. Численное моделирование температурного режима диэлектрической подложки скользящего разряда

Диэлектрическая подложка плазмодистового электрода, находящаяся в контакте с плазмой СР, интенсивно испаряется [20,66], что приводит к ее разрушению и, следовательно, снижению ресурса разрядной камеры. Скорость разрушения подложки повышается при формировании ОР, когда ток основного разряда замыкается на ПЭ и рабочая поверхность диэлектрика воспринимает дополнительную тепловую нагрузку.

Для описания процессов нагрева и последующего термического разрушения диэлектрика на всех этапах работы плазмодистового электрода необходимо построение математической модели теплового режима подложки.

Отбрасывая от концевых эффектов, обусловленных электродами, между которыми происходит СР, задачу о нагреве и последующем разрушении диэлектрика можно считать плоской. Распределение температуры зависит только от координат  $X$  и  $Y$  в плоскости поперечного сечения, перпендикулярной оси в канале СР, находящейся на высоте  $H$  от верхней образующей (рис. 4.1). При этом ось  $X$  направлена по нижней образующей диэлектрической пластины, а ось  $Y$  - через ось канала СР перпендикулярно плоскости пластины,  $0 \leq Y \leq d$ , где  $d$  - толщина пластины.



Р и с. 4.1. Расчетная схема численной модели температурного режима диэлектрической подложки

Температурное поле  $T(x, y, t)$  в поперечном сечении подложки должно удовлетворять уравнению теплопроводности

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a^2 \left( \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right), \quad (4.1)$$

где  $a^2 = \frac{\lambda}{c \rho}$  ( $c$ ,  $\rho$ ,  $\lambda$  - теплоемкость, плотность и теплопроводность материала подложки соответственно). Уравнение (4.1) нужно ре-

ности в области  $0 \leq y \leq d - f(x, t)$ ,  $|x| < \infty$  с начальным условием  $T(x, y, 0) = T_0$ . Функция  $f(x, t)$  описывает продвижение каверны в процессе разрушения материала подложки.

Если предположить, что нижняя сторона пластины ( $y = 0$ ) контактирует со средой, обладающей слабой теплопроводностью, а также отключается от возможного теплового излучения на этой стороне, то можно записать условие

$$\frac{\partial T}{\partial y} = 0 \quad \text{при } y = 0. \quad (4.2)$$

Часть верхней границы пластины, на которой температура нагретой поверхности  $T_w$  меньше температуры разрушения материала  $T_*$ , известна - ее уравнение  $y = d - f = 0$ . На ней должно выполняться условие

$$-\lambda \frac{\partial T}{\partial y} = q_{\Sigma} \quad \text{при } y = d. \quad (4.3)$$

Несложные рассуждения позволяют записать выражение для плотности теплового потока  $q_{\Sigma}$  в точке  $\xi$  поверхности пластины в некоторый момент времени  $t_1$  (см. рис. 4.1)

$$q_{\Sigma} = \frac{q(t_1)H}{2\pi(H^2 + \xi^2)} \left(1 + \frac{\xi}{H} \frac{\partial f}{\partial \xi}\right) - \frac{\sigma}{\ell} (T_w^4(\xi, t_1) - T_0^4), \quad (4.4)$$

где  $\ell$  - длина канала СП;  $\sigma$  - постоянная Стефана-Больцмана.

В этой формуле первое слагаемое описывает плотность притока энергии, второе - количество теряемой энергии за счет теплового излучения нагретой до температуры  $T_w$  поверхности пластины.

У другой части границы, где началось испарение (уравнение  $y = d - f(x, t)$ ), вид границы неизвестен. Это граничное условие на неизвестной заранее подвижной границе разрушения материала подложки можно записать в следующем виде [156]:

$$Kq \frac{\partial f}{\partial t} = q_{\Sigma} - \lambda \frac{\partial T}{\partial n}, \quad (4.5)$$

где  $K$  - скрытая теплота фазового перехода материала подложки;

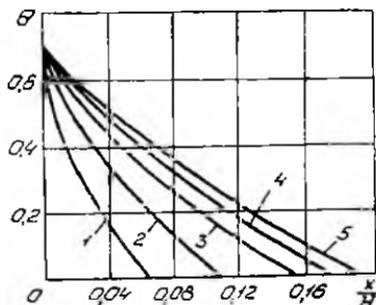
$n$  - нормаль к контуру каверны.

Уравнение (4.5) с учетом (4.4) решалось методом характеристик [156]. В работе [136] нестационарная задача эрозивного уноса масел диэлектрической подложки СИ решалась в одномерном приближении. Это не дает достоверной информации о скорости уноса материала, форме образующейся каверны, поэтому в нашем случае рассматривается двух-

мерная тепловая задача. Подобная двумерная задача рассматривалась в [157] с непрерывным источником излучения без учета дополнительного вклада энергии при формировании СР. Для получения более достоверных условий было проведено дополнительное изучение влияния СР на диэлектрическую подложку. В отличие от длительности импульса энергетического воздействия на подложку 40 мкс [136] и 20–30 мкс [20] длительности импульса СР в ШЭ обычно составляет  $\tau = 1\text{--}2$  мкс. Энергия, вкладываемая в канал СР на единицу поверхности подложки, находится на уровне  $1 \text{ Дж/см}^2$  [74].

Исходные данные для решения задачи о температурном прогреве пластины принимались в предположении, что каждый канал многоканального СР, образованного на площади  $0,15 \times 0,8 \text{ м}^2$  с плотностью  $\sim 0,5 \text{ см}^{-1}$  [98], излучает как абсолютно черное тело, а плотность мощности излучения составляет не менее  $10^6 \text{ Вт/см}^2$ , и поверхностный слой подложки успевает испариться прежде, чем теплопроводность и другие процессы теплопередачи смогут отвести от слоя выделившуюся в нем теплоту.

При решении задачи в [158] принималось (см. рис. 4.1)  $\alpha = 1 \cdot 10^{-3} \text{ м}$ ,  $H = 1,5 \cdot 10^{-3} \text{ м}$ . Начальная температура подложки  $T_0 = 300 \text{ К}$ . Теплофизические характеристики для материала подложки были взяты из [159]. Плотность мощности излучения на единицу длины канала  $q(t)$  рассчитывалась по методике, изложенной в [160], с учетом реальных осциллограмм тока и напряжения СР. В [158] было найдено



Р и с. 4.2. Зависимость температуры подложки  $\theta$  от координаты  $x/H$  при различных значениях параметра  $\alpha$ : 1 -  $\alpha = 1 \cdot 10^3$ ; 2 -  $\alpha = 2 \cdot 10^3$ ; 3 -  $\alpha = 5 \cdot 10^3$ ; 4 -  $\alpha = 1 \cdot 10^4$ ; 5 -  $\alpha = 2 \cdot 10^4$

ет вначале пропорционально  $\alpha$ , а затем скорость увеличения зоны прогрева снижается. Это говорит о приближении к таким уровням  $q(t)$

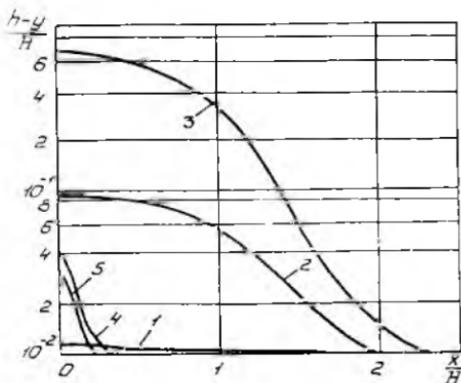
двумерное распределение безразмерной температуры  $\theta = (T_w - T_0)/T_*$  по толщине подложки в зависимости от безразмерной координаты  $x/H$  (рис. 4.2) и безразмерного времени  $t/\tau$  (рис. 4.3) при различных значениях параметра  $\alpha = q_{max}/4\pi q_0 \alpha^2$ , где  $q_{max}$  - максимальное значение линейной плотности теплового потока.

На рис. 4.2 профили  $\theta(x/H)$  даны в момент достижения температуры разрушения в точке под осью канала СР. Видно, что с увеличением интенсивности теплового потока (параметр  $\alpha$ ) зона прогрева возрастает

когда теплопроводность и другие процессы отвода тепла не успевают унести теплоту от рабочей поверхности подложки.

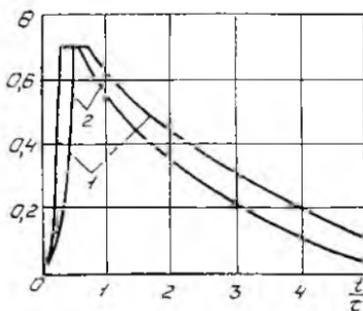
Характер изменения температурного поля  $\theta(t/x)$  в точке  $(0, \alpha)$  показан на рис. 4.3, из которого следует, что время достижения температуры разрушения сокращается, а длительность остывания подложки возрастает по мере увеличения теплового потока.

Профили эрозионных каверн в приближении изотропности стеклотекстолита приведены на рис. 4.4 для двух значений параметров  $\alpha$  и нескольких значений  $n$  ( $n$  - число прошедших импульсов энерговклада). Здесь же приведены результаты экспериментально измеренной геометрии каверны (кривая 5), образовавшейся на поверхности подложки из стеклотекстолита СТЭФ-I.



Р и с. 4.4. Конфигурация эрозионных каверн для стеклотекстолита СТЭФ-I в зависимости от количества импульсов  $n$  и параметра  $\alpha$ : 1 -  $n=4$ ,  $\alpha = 2 \cdot 10^4$ ; 2 -  $n=40$ ,  $\alpha = 2 \cdot 10^4$ ; 3 -  $n=400$ ,  $\alpha = 2 \cdot 10^4$ ; 4 -  $n=400$ ,  $\alpha = 1,4 \cdot 10^3$ ; 5 - экспериментальная кривая,  $n=400$ ,  $\alpha = 1,4 \cdot 10^3$

званных с выносом паров материала диэлектрика.



Р и с. 4.3. Зависимость температуры подложки  $\theta$  от безразмерного времени  $t/\tau$  в точке  $(0, \alpha)$ : 1 -  $\alpha = 2 \cdot 10^4$ ; 2 -  $\alpha = 1,4 \cdot 10^3$

Из сравнения кривых 4 и 5 видна близость расчетных и экспериментального профиля образовавшейся каверны. При постоянном  $\alpha$  с увеличением  $n$  рост эрозионной каверны происходит более интенсивной, вглубь материала, чем по ширине подложки (кривые 1, 2, 3).

Разработанная двумерная методика вычисления температурного режима диэлектрической подложки СР позволяет говорить о ресурсных характеристиках разрядной камеры на основе определения геометрических параметров возникающих каверн, оценивать уровень газодинамических возмущений в приэлектродной области, свя-

Необходимо дальнейшее развитие математической модели теплового режима подложки с учетом накопления теплоты в диэлектрике при частом энерговыкладе в плазмостриковой и основной разряды. Однако эта задача более сложная, так как требует учета диффузионных процессов расширения плазменных каналов СР перед основным энерговыкладом, определения времени релаксационных переходов в плазменном шнуре для вычисления напряжения пробоя газа к следующему импульсу СР.

#### 4.2. Методика оценки уровня энерговыклада и температуры газа на поверхности подложки плазмострикового электрода в импульсе основного разряда

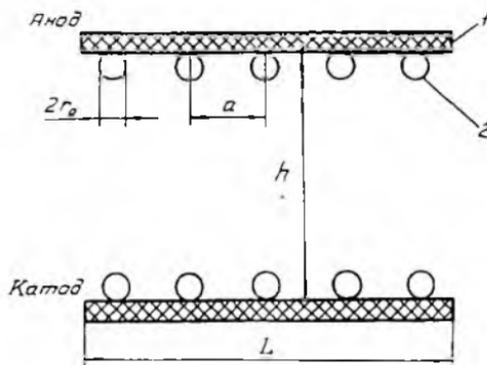
Проведенные исследования по оценке степени устойчивости СР с плазмостриковыми электродами показали, что плазма СР при времени задержки  $t_{зд} = 0,05-10$  мкс сохраняет неравномерность распределения по поверхности подложки. Ток СР, замыкаясь на плазменные каналы, приводит к повышенному разогреву газа, что визуально воспринимается как повторная вспышка каналов разряда на диэлектрической подложке. Это, в свою очередь, ускоряет процессы испарения и эрозивного уноса материала подложки, способствует развитию газодинамических неоднородностей в приэлектродной области разряда. Последнее обстоятельство затрудняет работу лазера с ИПР и требует поиска путей снижения тепловых нагрузок на диэлектрик. В рамках решения данной задачи предлагается методика оценки уровня энерговыклада в единицу объема канала СР на этапе основного разряда, позволяющая оценивать степень интенсивности теплового воздействия на поверхность плазменного электрода [152].

Расчетная схема разрядного промежутка показана на рис. 4.5: считаем, что плазменные каналы располагаются на одинаковом расстоянии  $a$  друг от друга. При этом обычно радиус каналов  $r_0$  ( $\sim 1$  мм) много меньше, чем расстояние  $a$  ( $\sim 1$  см) между ними, которое, в свою очередь, много меньше расстояния  $h$  ( $\sim 10$  см) между электродами и длины электродов  $L$  ( $\sim 10^2$  см):  $r_0 \ll a \ll h \ll L$ . Приповерхностные плазменные каналы предионизационного и основного рядов замкнуты на общие металлические шины, на которые подается импульсное напряжение от емкостного накопителя энергии. При организации основного разряда можно предположить, что в глубине промежутка  $h$  на расстояниях  $a < b < h$  от электродов электрическое поле будет однородным. Протекание объемного импульсного самостоятельного разряда в газовой смеси  $\text{CO}_2$ -лазера в однородном поле хорошо изучено

в настоящее время и теоретически, и экспериментально [153, 154].

Обычно при организации разряда параметры цепи питания подбирают таким образом, чтобы осуществить оптимальный режим вылада энергии в рабочую среду, когда максимальное количество энергии вводится за минимальное время. Характерный вид зависимостей напряженности электрического поля  $E(t)$  и электронной концентрации  $n(t)$  при таком режиме

[154] говорит о том, что подавляющую часть времени разряд протекает при квазипостоянной напряженности электрического поля  $E^*$ , значение которой можно оценить из эмпирической формулы



Р и с. 4.5. Расчетная схема разрядного промежутка с плазмодистыми электродами: 1 - диэлектрическая подложка; 2 - плазменный канал;  $r_0$  - радиус плазменного канала;  $a$  - расстояние между соседними плазменными каналами;  $h$  - ширина разрядного промежутка;  $L$  - протяженность электродов

$$E^* = 24(p_{CO_2} + p_{N_2}) + 7p_{He}, \quad [\text{кВ/см}], \quad (4.6)$$

где  $p_{CO_2}$ ,  $p_{N_2}$ ,  $p_{He}$  - относительные парциальные давления газов  $CO_2$ ,  $N_2$  и He соответственно. Квазипостоянное значение электронной концентрации  $n^*$  можно оценить из кинетического уравнения вида [155]

$$\frac{dn^*}{dt} = \mu E^* \alpha(E^*) n^* - \beta (n^*)^2, \quad (4.7)$$

если принять, что  $dn^*/dt = 0$ . Здесь  $\mu$  - подвижность электронов (подвижность ионов, процессы прилипания и отщипывания электронов пренебрегаем). Зависимость коэффициента ионизации  $\alpha$  от напряженности поля  $E$  выражается эмпирической формулой

$$\alpha(E) = p A \exp(-Bp/E), \quad (4.8)$$

где константы  $A$  и  $B$  зависят от состава смеси. Для смеси состава  $CO_2 : N_2 : He = 1 : 1 : 8$  при атмосферном давлении имеем [155] :  $\mu = 5 \cdot 10^{-2} \text{ В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$ ,  $A = 4 \text{ атм}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$ ,  $B = 80 \text{ В} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{атм}^{-1}$ . Тогда

из формул (4.6) и (4.8) получаем соответствующие значения  $E^* = 10$  кВ/см и  $\alpha(E^*) = 1,2 \cdot 10^2$  м<sup>-1</sup>.

Коэффициент рекомбинации  $\beta$  практически не зависит от напряженности электрического поля, давления газа, состава смеси и составляет величину  $\beta = 1,5 \cdot 10^7$  см<sup>3</sup>·с<sup>-1</sup>. Тогда для концентрации  $n^*$  из (4.7) имеем  $n^* = \mu E^* \alpha(E^*) / \beta = 4 \cdot 10^{13}$  см<sup>-3</sup>.

Соответствующее значение плотности мощности энерговыпада  $dW^*/dt$  определяется отсюда с помощью закона Джоуля-Ленца  $dW^*/dt = e \mu n^* (E^*)^2 = 3,3 \cdot 10^{11}$  Вт·м<sup>-3</sup>. Время  $\tau$  протекания разряда в оптимальном режиме определяется соотношением  $\tau = \pi \sqrt{LC}$  [154] (где  $L$  и  $C$  - соответственно индуктивность и емкость цепи питания) и составляет, как правило, величину порядка  $10^{-6}$  с. Тогда для величины плотности энерговыпада  $W^*$  имеем  $W^* = (dW^*/dt) \tau = 330$  Дж/л·атм, что соответствует максимально достигнутым уровням значений  $W^*$  в объемных разрядах с плазменными электродами [98].

Очевидно, что величины напряженности электрического поля  $E$ , электронной концентрации  $n$  и плотности энерговыпада  $W$  вблизи плазменного канала превышают их значения  $E^*$ ,  $n^*$  и  $W^*$  в глубине разрядного промежутка в области однородного электрического поля. Для определения параметров  $E$ ,  $n$  и  $W$  воспользуемся уравнением непрерывности электрического тока

$$\operatorname{div} \vec{j} = 0 \quad (4.9)$$

и уравнением баланса для электронов

$$\frac{dn}{dt} = \mu E \alpha(E) n - \beta n^2, \quad (4.10)$$

где  $\vec{j}$  - вектор плотности электрического тока

$$\vec{j} = e \mu n \vec{E}. \quad (4.11)$$

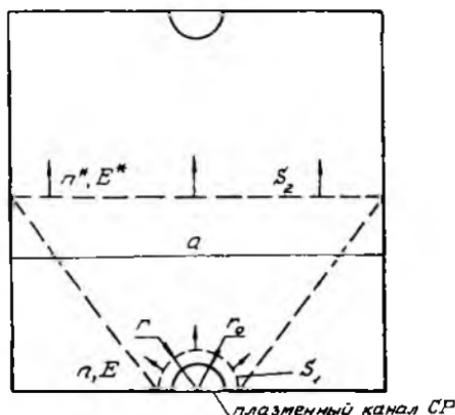
Принимая, что пространственные распределения  $E$  и  $n$  вблизи плазменного канала обладают цилиндрической симметрией, из уравнения (4.9) имеем, что ток

$$I_1 = e \mu n E \pi r l, \quad (4.12)$$

протекающий через поверхность  $S_1$  (рис. 4.6), будет равен току

$$I_2 = e \mu n^* E^* \alpha l, \quad (4.13)$$

протекающему через поверхность  $S_2$ , где  $r$  - радиус коаксиальной плазменным каналом цилиндрической поверхности  $S_1$ ;  $l$  - длина плазменных каналов;  $a$  - как и прежде, расстояние между ними.



Р и с. 4.6. Расчетная схема протекания тока в элементарной ячейке разрядного промежутка:  $n^*, E^*$  - электронная концентрация и напряженность электрического поля в глубине разрядного промежутка (поверхность  $S_2$ );  $n, E$  - электронная концентрация и напряженность электрического поля вблизи плазменного канала (поверхность  $S_1$ );  $r$  - радиус коаксиальной с плазменным каналом (радиусом  $r_0$ ) цилиндрической поверхности  $S_1$ ;  $a$  - расстояние между соседними плазменными каналами

Таким образом, из (4.12) и (4.13) следует соотношение

$$nE = n^*E^* \left( \frac{a}{\pi r} \right), \quad (4.14)$$

связывающее параметры разряда вблизи канала ( $n, E$ ) и в глубине разрядного промежутка ( $n^*, E^*$ ). Следует подчеркнуть, что соотношение (4.14) верно, пока сохраняется цилиндрическая симметрия поля (при  $r \ll a$ ). Для величины концентрации  $n$  из уравнения (4.10) в приближении  $dn/dt = 0$  можно записать

$$n = \frac{\mu E d(E)}{\beta}. \quad (4.15)$$

Из соотношений для  $n^*$  (4.14) и (4.15) следует уравнение

$$E^2 \alpha(E) = E^{*2} \alpha(E) \left( \frac{\alpha}{\pi r} \right) \quad (4.16)$$

для определения напряженности поля  $E$ , которое, используя приведенные выше числовые оценки для смеси состава  $D_{CO_2} : D_{N_2} : D_{He} = 1:1:8$  при атмосферном давлении, можно переписать в виде

$$\kappa = x^2 10^{3,5(1-1/x)}, \quad (4.17)$$

где введены обозначения

$$\kappa = \frac{\alpha}{\pi r}, \quad (4.18)$$

$$x = \frac{E}{E^{*0}}. \quad (4.19)$$

Тогда для энерговклада  $W$  вблизи плазменного канала можно записать соотношение

$$W = e \mu n E^2 \tau = W^* \kappa x^2. \quad (4.20)$$

Так как  $\kappa < 10^2$  [11], то из (4.17) следует, что величина  $x$  слабо отличается от единицы и  $E \approx E^*$ . Согласно (2.20) можно заключить, что значения электронной концентрации  $n$  и плотности энерговклада  $W$  вблизи плазменного канала превышают их значения  $n^*$  и  $W^*$  в области однородного поля примерно в  $\kappa$  раз

$$n = \kappa n^*, \quad W = \kappa W^*.$$

Для  $\kappa = 10$ , например, из (4.17) имеем  $x = 1,2$ ,  $n = 12 n^* = 5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$  и  $W = 12 W^* = 4000 \text{ Дж/л}$ . Считая процесс энерговклада изохорическим, а газ двухатомным, имеем формулу для температуры  $T$  газа в момент времени после разряда

$$T = T_0 \left( 1 + 0,4 \frac{W}{P_0} \right), \quad (4.21)$$

где  $T_0 = 300 \text{ К}$  и  $P_0 = 10^5 \text{ Па}$  соответственно начальные температура и давление газа. Используя (4.21), при  $\kappa = 10$  получим для температуры газа в глубине разрядного промежутка значение  $T^* = 700 \text{ К}$  а для температуры газа вблизи плазменного канала  $T = 5000 \text{ К}$ , что определяет требования к термостойкости материала диэлектрической подложки.

Отсюда следует, что одним из реальных путей снижения тепловой нагрузки на диэлектрическую подложку плазмостового электрода является увеличение степени заполнения диэлектрика плазмой СР. Это объясняет усилия исследователей в ряде работ [11, 12, 29] к увеличению плотности каналов СР за счет перехода к меньшим толщинам подложки, повышению относительной диэлектрической проницаемости материала подложки, сокращению длительности энерговыклада.

#### 4.3. Численное моделирование газодинамических процессов в разрядной камере и замкнутом контуре испытательного стенда

Экспериментальные результаты позволили выделить ряд характерных газодинамических моделей и зависимостей, определяющих уровень скачков давления  $\Delta P/P_0$  и температуры  $\Delta T/T$  газа, возбуждаемых предионизационным СР в основном разрядном промежутке.

В работе [161] показано, что возмущение газовой среды от многоканального СР приходит в основной разрядный промежуток в виде ударной волны с плоским фронтом. Давление газа на фронте УВ с достаточной точностью рассчитывается по методике точечного плоского взрыва [146]. Затухание умеренных и слабых плоских УВ аналитически рассматривалось в работе [162], исходя из термодинамических соображений и применительно к разрядным камерам ИП ТЕА  $\text{CO}_2$ -лазеров. Получены графические зависимости относительных скачков давлений и температуры газа на фронте УВ от времени и координаты. Для критерия устойчивости объемного разряда по температуре  $\Delta T/T < 0,2\%$  [163] получена допустимая частота следования импульсов энерговыклада (без учета накопления возмущений)  $f \leq 1$  кГц. Для выявления характера распределения параметров газа (плотности  $\Delta \rho/\rho$ , давления  $\Delta p/p$ , температуры  $\Delta T/T$ ) в СР от импульса к импульсу и соответственно энерговыклада в разряд были выполнены исследования, основанные на моделировании нестационарных газодинамических процессов в разрядной камере ИП ТЕА  $\text{CO}_2$ -лазеров.

К характерным решаемым задачам можно отнести моделирование газодинамических неоднородностей в потоке с учетом пространственной формы импульса энерговыклада и вязкости газа [164], неоднородности конечного импульса энерговыклада [165], с учетом граничных условий на стенках разрядной камеры и наличия стока энергии (теплообменника) в замкнутом контуре [166].

нутом контуре [166] .

Одномерные газодинамические уравнения решались методом Мак-Кормака [167] с использованием искусственной вязкости четвертого порядка. Распределение плотности мощности в разряде моделировалось функцией

$$\omega(x) = \omega_0 / \left\{ 1 + \exp \left[ (4x^2 - b_0) / \alpha b_0 \right] \right\},$$

где  $b_0$  - длина разрядной области по потоку;  $\alpha$  - параметр, определяющий размытость границ разряда. Временная зависимость задавалась ступенчатыми функциями Хевисайда. Аналогично функции  $\omega(x)$  моделировалось распределение отводимой мощности в контуре. Замкнутость газового тракта определялась взаимным влиянием друг на друга первой и последней точек расчетной сетки, что оправдано в условиях малого радиуса кривизны канала.

Предложенная модель позволила решить три задачи:

- 1) зависимость газодинамических возмущений от крутизны пространственного фронта разряда;
- 2) зависимость газодинамических возмущений от неоднородности разряда (неоднородности при этом моделировались возмущениями гауссовой формы);
- 3) выход модельной системы на стационарный режим работы.

Выполненные исследования позволили создать поверочный расчет газодинамического контура испытательного стенда (см. рис. 2.4) [168] . Необходимость в таком расчете возникает, в частности, на заключительном этапе сборки и отладки функциональных элементов и узлов реального контура.

#### 4.3.1. Методика поверочного расчета газодинамического контура испытательного стенда

Описываемые в литературе расчетные модели ГДК предназначены прежде всего для проектировочных оценок. При этом задается необходимая скорость в разрядной камере, определяются величины падения давления на отдельных участках, которые суммируются, после чего формируется требование к параметрам компрессора или вентилятора. Для подтверждения проектных данных на этапе после сборки ГДК, изучения влияния отдельных элементов контура на скорость газовой среды с целью оптимизации поворотных и стыковочных участков необходимо решать обратную

модичу, т.е. по известным параметрам вентилятора определять скорость в РК лазера или лазерной установки с учетом реальной геометрии ГДК.

Обработка методики расчета на примере реального контура позволяет определять гидравлические характеристики тракта, термодинамические параметры газового потока в нем, совершенствовать выходные параметры РК путем снижения затрат мощности на прокачку, увеличения плотности наполнения полезного объема.

В [164] была предложена следующая методика выполнения расчета. Берется предполагаемое значение скорости потока в РК и просчитывается весь реальный контур по проактивировочному методу. Полученное значение падения давления в тракте сравнивается с избыточным давлением, подаваемым вентилятором при данной скорости. Если падение давления в тракте больше избыточного давления вентилятора, то скорость газового потока в следующей итерации понижается, если меньше – повышается. Расчет повторяется с новым значением скорости.

Точка совместной работы вентилятора и газового тракта считается найденной, если разность избыточного давления вентилятора и падения давления в тракте будет меньше заданной.

Из предложенной выше схемы расчета вытекает необходимость знания зависимости избыточного давления вентилятора и падения давления в тракте от скорости потока.

Типовая характеристика осевого вентилятора, используемого в установке, приведена на рис. 4.7 [165]. Характеристика имеет две ветви, располагающиеся слева и справа от точки А с координатами  $\Delta p_0$ ,  $Q_0$ . Эта точка соответствует наибольшему значению КПД вентилятора при наибольших значениях напора  $\Delta p_0$  и расхода  $Q_0$ .

Для определения точки совместной работы контура и вентилятора целесообразно использовать аппроксимационные зависимости  $Q = f(\Delta p)$ . Согласно рис. 4.7, можно использовать следующие соотношения:

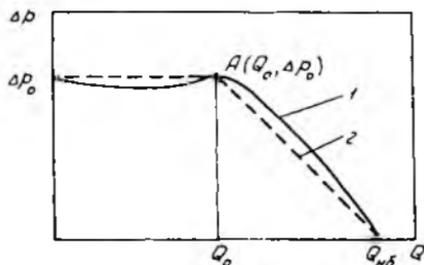


Рис. 4.7. Типовые характеристики низконапорного вентилятора: 1 — экспериментальная характеристика; 2 — аппроксимация экспериментальной характеристики

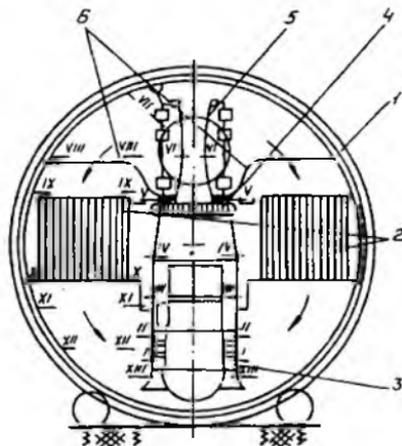
$$\Delta p = \Delta p_0 \quad \text{при } Q \leq Q_0,$$

(4.22)

$$\Delta p = \frac{\Delta p_0}{Q_{н\delta} - Q_0} (Q_{н\delta} - Q) \quad \text{при } Q > Q_0,$$

где  $\Delta p$  - текущий напор вентилятора;  $Q$  - текущий объемный расход;  $Q_{н\delta}$  - наибольший объемный расход через вентилятор при отсутствии нагрузки на выходе;  $Q_0$  и  $\Delta p_0$  - значения соответствующих параметров на расчетном режиме работы.

Зависимость  $\Delta p$  в тракте от скорости  $V$  определялась на



Р и с. 4.8. Расчетная схема газодинамического контура испытательного стенда: 1 - корпус; 2 - теплообменник; 3 - вентилятор; 4 - радиатор; 5 - разрядная камера; 6 - электродная шина (диафрагма). Сечения контура: I-I - на входе в рабочее колесо вентилятора; II-II - за рабочим колесом вентилятора; III-III - расширение за вентилятором; IV-IV - нагрев газа от вентиляторов; V-V - на выходе из радиатора; VI-VI - сужение в РК; VII-VII - на выходе из разрядной камеры; VIII-VIII - на выходе из диффузора; IX-IX - за диафрагмой; X-X - на выходе из теплообменника; XI-XI - первое внезапное расширение; XII-XII - второе внезапное расширение; XIII-XIII - за входом в вентилятор

каждом участке ГДК отдельно. Для этого газовый контур стенда разбивался на двенадцать участков (рис. 4.8), конфигурации которых аналогичны описанным в [166]. Параметры газовой среды определялись в предположении одномерности течения в сечениях контура. Совпадение параметров среды в I и XIII сечениях ГДК, именуемое далее как условие замкнутости контура, возможно, если вся тепловая энергия, подводимая к газовому потоку от источников тепла, полностью отводится в теплообменнике и радиаторе, т.е. условие замкнутости выдвигает требование на соблюдение закона теплового баланса. Условие замкнутости считается выполненным, если погрешность разности температур в I и XII сечениях ГДК будет меньше наперед заданной.

В [164] используется следующая последовательность определения точки совместной работы вентилятора с газовым

трактом и условия замкнутости ГДК. Сначала с предварительно заданными

положениями подводимого и отводимого тепла находится точка совместной работы вентилятора и тракта. После ее определения проверяется условие «минутности» ГДК. Если оно выполняется, то выдается распечатка результатов. Если нет, то через элементы тракта, обеспечивающие теплоотвод, осуществляется коррекция величины отводимого тепла на величину невязки. После этого повторяется расчет точки совместной работы.

Для более целенаправленного поиска значения скорости  $V$  в новой итерации предполагалось, что график падения давления в тракте в координатах  $\Delta p$ ,  $V$  описывается квадратичной параболой, вершина которой лежит в начале координат. График, описывающий рабочую характеристику вентилятора, приведен на рис. 4.7. Следовательно, скорость газа  $V$  в новой итерации

$$\left. \begin{aligned} V^{j+1} &= V^j \sqrt{\frac{\Delta p_0}{\Delta p_{mp}^j}} \quad \text{при } Q \leq Q_0, \\ V^{j+1} &= V^j \frac{\sqrt{\Delta p_0^2 + 8\Delta p_{mp}^j \Delta p_0 - \Delta p_0}}{2\Delta p_{mp}^j} \quad \text{при } Q > Q_0, \end{aligned} \right\} (4.23)$$

где  $j$  - номер итерации;  $\Delta p_{mp}^j$  - падение давления в тракте в  $j$  итерации;  $V^j$  и  $V^{j+1}$  - скорость газового потока в  $j$  и  $j+1$  итерациях соответственно.

Расчетная модель имеет ряд допущений:

- 1) анализ ведется в одномерном приближении;
- 2) процессы, протекающие без подвода и отвода тепла, считаются адиабатическими;
- 3) на участке, где происходит подвод и отвод тепла, расчет проводится в два этапа: на первом рассчитывается изменение параметров за счет подвода (отвода) тепла, на втором - изменение параметров за счет адиабатического падения давления;
- 4) падение давления за счет трения учитывается только в радиаторе, теплообменнике и диффузоре.

Типовой расчет участка тракта без подвода (отвода) тепла проводился по следующей схеме. По справочным данным из работы [166] для участка  $i+1$  аналогичной конфигурации определяется  $\xi_{i+1}$  - коэффициент сопротивления. Затем находится падение давления на данном участке

$$\Delta p_{i+1} = \xi_{i+1} \frac{\rho_i V_i^2}{2}, \quad (4.24)$$

где  $\rho_i$ ,  $V_i$  - плотность и скорость газа на входе в рассчитываемый участок. Следовательно, давление после прохождения через участок тракта определится как

$$p_{i+1} = p_i - \Delta p_{i+1}. \quad (4.25)$$

Учитывая адиабатичность процесса на данном участке, определяются  $\rho_{i+1}$  и  $T_{i+1}$ , как в [167]:

$$\rho_{i+1} = \rho_i (p_{i+1}/p_i)^{\frac{1}{\kappa}}, \quad (4.26)$$

$$T_{i+1} = T_i (\rho_{i+1}/\rho_i)^{\kappa-1}, \quad (4.27)$$

где  $\kappa$  - показатель адиабаты газовой смеси.

Значение скорости определяется из условия неразрывности течения

$$V_{i+1} = V_i \frac{\rho_i F_i}{\rho_{i+1} F_{i+1}}, \quad (4.28)$$

где  $F_i$  и  $F_{i+1}$  - площадь проходного сечения  $i$  и  $i+1$  участков. Полученные с помощью выражений (4.24)-(4.28) значения параметров являются исходными для расчета следующего участка тракта. Если в формулу (4.24) вместо  $\rho_i$  и  $V_i$  необходимо подставлять  $\rho_{i+1}$  и  $V_{i+1}$  (предположение о несжимаемости газа), то определяется  $\Delta p_{i+1}$ , а затем по формулам (4.25)-(4.28) все остальные параметры потока. По новым значениям  $\rho_{i+1}$  и  $V_{i+1}$  определяется новое значение  $\Delta p_{i+1}$ , и расчет повторяется вновь до тех пор, пока не будет достигнута необходимая точность.

Участок контура с отводом (подводом) тепла моделировался следующей схемой. На первом этапе предполагалось, что участок не имеет сопротивления. По [167] определяем давление

$$p'_{i+1} = p_i \frac{1 + \kappa M_i^2}{1 + \kappa M_{i+1}^2}, \quad (4.29)$$

где  $M_i$  и  $M_{i+1}$  - число Маха на  $i$  и  $i+1$  участках до и после отвода (подвода) тепла. Здесь число  $M_i$  находится по известной

формуле

$$M_i = \frac{V_i}{\sqrt{\kappa \frac{P_i}{\rho_i}}}, \quad (4.30)$$

а число  $M_{i+1}$  определяется из соотношения [167]:

$$\frac{M_{i+1}}{1 - \kappa M_{i+1}^2} = \frac{M_i}{1 + \kappa M_i^2} \sqrt{\frac{T_i + \Delta T}{T_i}}. \quad (4.31)$$

В выражении (4.31) через  $\Delta T$  обозначается разность температур, обеспечиваемая отводом (подводом) тепла.

Значения  $\rho'_{i+1}$  и  $V'_{i+1}$  определяются из законов сохранения баланса массы и количества движения

$$\rho_i V_i = \rho'_{i+1} V'_{i+1}, \quad (4.32)$$

$$P_i + \rho_i V_i = P'_{i+1} + \rho'_{i+1} V'_{i+1}. \quad (4.33)$$

После определения всех параметров потока (в предположении отсутствия гидравлического сопротивления) производится их перерасчет по формулам (4.24)–(4.28) с учетом  $\xi_{i+1}$ . При этом для нахождения  $\Delta P_{i+1}$  берутся значения  $\rho_i$  и  $V_i$ , а для нахождения остальных параметров – значения  $\rho'_{i+1}$ ,  $\rho'_{i+1}$ ,  $V'_{i+1}$ ,  $T'_{i+1} = T_i + \Delta T$ .

Если на рассматриваемом участке происходит только подвод (отвод) тепла, как в случае нагрева газа от вентилятора, то второй этап и приведенной выше схеме расчета не проводится. Хотя следует заметить, что нагрев газа приводит к появлению теплового сопротивления, коэффициент которого [166]

$$\xi_t = 4 \frac{T_{i+1} - T_i}{T_{i+1} + T_i}. \quad (4.34)$$

Пренебрежение тепловым сопротивлением вентилятора требует обоснования. Поэтому рассмотрим данный вопрос более детально. Разность температур  $\Delta T$  на участке, где происходит нагрев газа от вентилятора, можно найти по известной формуле

$$\Delta T = \frac{N(1 - \eta)}{C_v \rho_i Q}, \quad (4.35)$$

где  $N$ ,  $\eta$  – мощность и КПД вентилятора соответственно;  $C_v$  – теплоемкость при постоянном объеме.

Подставляя наиболее характерные для нашего случая значения параметров в (4.35), получим, что  $\Delta T \leq 10 \text{ К} \Rightarrow \xi_i < 0,06$ . Эта величина составляет лишь 5% по сравнению с местным коэффициентом гидравлического сопротивления на данном участке, поэтому в инженерных расчетах ее можно пренебречь.

Большинство элементов, на которые был разбит газовый тракт, довольно идентичны элементам, рассматриваемым в [166]. Поэтому нахождение коэффициентов  $\xi_i$  не составляет особого труда. Исключением являются участки: выход из РК, диффузор и вход в вентиляторы.

Рассмотрим участок выхода из РК. В расчетной схеме установки (см. рис. 4.8) этот участок можно представить как выход из канала на плоскую преграду с последующим поворотом потока на  $135^\circ$ . В [166] описываются два случая, частично совпадающих с рассматриваемым участком: 1) выход из канала на плоскую преграду; 2) поворот потока на  $180^\circ$ . Реальная геометрия участка занимает промежуточное значение между этими двумя случаями. Поэтому коэффициент сопротивления данного участка тракта находится как среднее арифметическое двух коэффициентов сопротивления участков, рассмотренных в [166]. Аналогично определялся коэффициент сопротивления участка входа в вентиляторы.

Трудности в определении коэффициента сопротивления диффузора носили несколько иной характер. Как видно из схемы газового контура (см. рис. 4.8), реальный диффузор имеет криволинейную ось и асимметричный коэффициент расширения. Указанные конфигурации рассмотрены в [166], но их угол расширения меньше угла расширения реального диффузора. Схемы диффузоров с углами расширения, соответствующими реальной конфигурации в [166], рассмотрены только в применении к прямоосным диффузорам. Анализ показал, что коэффициент сопротивления диффузора с изогнутой осью примерно на 20% больше коэффициента сопротивления прямоосного диффузора при одинаковом угле расширения. Для выполнения расчета значение коэффициента сопротивления для прямоосных диффузоров с соответствующим реальной схеме углом расширения умножались на коэффициент 1,2.

Начальные параметры потока в сечении I-I (см. рис. 4.8) определялись из параметров заторможенного газа, которые, в свою очередь, связывались уравнением Клапейрона [167]

$$T_1 = T_0 \left( 1 - \frac{\kappa - 1}{\kappa + 1} \lambda^2 \right), \quad (4.36)$$

$$\rho_1 = \rho_0 \left(1 - \frac{\kappa-1}{\kappa+1} \lambda^2\right)^{\frac{1}{\kappa-1}} \quad (4.37)$$

$$p_1 = p_0 \left(1 - \frac{\kappa-1}{\kappa+1} \lambda^2\right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}} \quad (4.38)$$

$$\lambda = \frac{V_1}{\sqrt{2C_p T_0 \frac{\kappa-1}{\kappa+1}}} \quad (4.39)$$

$$p_0 = R \rho_0 T_0 \quad (4.40)$$

где  $T_0$ ,  $\rho_0$ ,  $p_0$  - параметры газа при  $V = 0$ ;  $\lambda$  - скоростной коэффициент.

Из (4.35)-(4.40) видно, что все характеристики потока можно получить, задав лишь два значения параметров заторможенного газа (в общем случае  $\rho_0$  и  $T_0$ ) и скорость газового потока  $V$ .

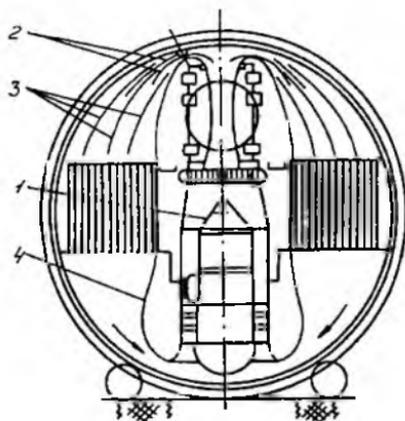
По описанной выше математической модели была составлена программа поверочного расчета ГДК на ЭВМ. Один из вариантов расчета проводился для атмосферного воздуха при нормальных условиях ( $\rho_0 = 1,205$  кг/м<sup>3</sup>,  $T_0 = 297$  К) с учетом реальной геометрии. Результаты расчетов контролировались по данным измерения скорости газового потока в РК с помощью термоанемометрического комплекса ТАМК-3. Скорость потока в сечении У1-У1 составила  $12 \pm 1$  м/с, что соответствует результатам поверочного расчета в пределах погрешности измерений прибора ТАМК-3 [168].

Анализ результатов расчета показал, что основное падение давления происходит в следующих конструктивных элементах тракта (см. рис. 4.8):

- резкое расширение на выходе из вентиляторов 3 (до 10%);
- в радиаторе 4 (свыше 12%);
- на выходе из РК 5 (свыше 27%);
- в диффузоре (более 16%);
- теплообменниках 2 (около 8%);
- на входе в вентиляторы (свыше 22%).

В исследуемом ГДК в качестве радиатора и теплообменников использованы выпускаемые серийно изделия. Поэтому изменение их геометрии и доработка на предмет уменьшения падения давления не представляется целесообразной.

Для повышения скорости потока имеет смысл оптимизировать геометрию поворотных и стыковочных участков тракта.



Р и с. 4.9. Компоновочная схема газодинамического контура с элементами формирования потока в тракте: 1 - внутренняя стенка диффузора на выходе из вентилятора; 2 - поворотные лопатки; 3 - разделительные стенки; 4 - стенка диффузора

На участке с резким расширением газового потока за вентиляторами необходимо ввести диффузоры I (рис 4.9), обеспечивающие более плавный переход от выхода из вентиляторов до радиатора. Помимо снижения сопротивления на участке это дает возможность получить более равномерное распределение скоростей по сечению потока. Как указано в [166] следует предпочесть применение любого диффузора (даже с углом расширения более  $50^\circ$ ) использованию неупорядоченного, внезапного расширения проходного сечения.

Рассмотрим теперь участок выхода из РК. Как уже говорилось выше, данный участок имеет два аналога в [166]: выход из канала на плоский экран и поворот потока на  $180^\circ$ . Из [166] следует, что оптимальным является такое расстояние экрана от канала, при котором отношение  $h/D \approx 0,2$ , где  $h$  - расстояние от канала до экрана;

$D$  - гидравлический диаметр канала. Учитывая значение гидравлического диаметра рассматриваемой конструкции РК, имеем  $h \approx 3,2 \cdot 10^{-2}$ . Края канала РК необходимо скруглить. Увеличение радиуса скругления краев канала приводит к понижению коэффициента сопротивления. Анализируя графики диаграммы симметричного поворота потока на  $180^\circ$  в одной плоскости [166], можно заметить, что минимум коэффициента сопротивления достигается при  $h/a \approx 0,45$ , где  $a$  - расстояние между стенками канала. При  $a = 8 \cdot 10^{-2}$  получим оптимальное  $h \approx 3,6 \cdot 10^{-2}$ .

Еще одним мероприятием, уменьшающим сопротивление на выходе из РК, является установка поворотных лопаток 2 (см. рис. 4.9). В [166] показано, что предпочтительным соотношением здесь является  $h_0/a \approx 0,125$ , где  $h_0$  - расстояние от лопатки до края канала. Для  $a =$

$\cdot 8 \cdot 10^{-2}$  получим  $k_0 \approx 10^{-2}$ . Установка поворотных лопаток на выходе из РК дает еще один положительный эффект. Дело в том, что за выходом из РК в анализируемом ГДК начинается диффузор, а сопротивление диффузора чувствительно к равномерности входящего в него газового потока. Чем равномерней поток, тем меньше его сопротивление. Установка двух лопаток перед входом в диффузор должна привести к снижению сопротивления канала в три раза. Дополнительным мероприятием, способствующим понижению коэффициента гидравлического сопротивления диффузора, может стать установка разделительных стенок 3 (см. рис. 4.9). Так как угол расширения диффузора в реальном ГДК порядка  $40^\circ$ , то рекомендуется установить [166] три разделительных стенки. Это должно привести к понижению коэффициента сопротивления диффузора еще на 30–35%.

На участке входа в вентиляторы снизить потери можно, если увеличить расстояние между входом в вентиляторы и торцевой стенкой перед ними. Участок тракта с диафрагмой, по всей видимости, можно исключить, если подводящие шины электродов повернуть вокруг своей оси на  $90^\circ$  и поставить широкой частью параллельно направлению потока. Потери давления на двух внезапных расширениях канала между теплообменниками и входом в вентиляторы можно уменьшить, сформировав криволинейный конфузор [165] (см. рис. 4.9) с изогнутой осью. Как показали расчеты по разработанной методике, осуществление мероприятий по оптимизации поворотных и стыковочных участков контура должно привести к увеличению скорости потока в РК до  $16 \pm 1$  м/с без повышения энергозатрат на прокачку газа.

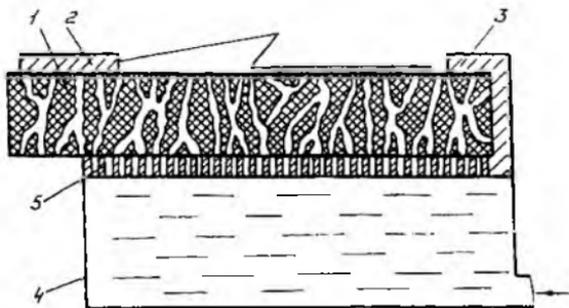
Таким образом, предложена методика и создана программа поверочного расчета газодинамических параметров замкнутого контура быстропроточных лазерных установок высокого давления. Применение разработанной методики расчета для реального ГДК позволило найти пути повышения скорости газового потока в РК на 20% без увеличения затрат мощности на прокачку газа.

## 5. КОНСТРУКТИВНЫЕ МЕТОДЫ И СРЕДСТВА ПОВЫШЕНИЯ ЭКСПЛУАТАЦИОННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ПЛАЗМЕННЫХ ЭЛЕКТРОДОВ

Плазмодистовые электроды, показавшие свою эффективность в моноимпульсном и ИП-режимах энерговыклада, требуют решения проблемы повышения ресурса диэлектрической подложки. Следующая проблема связана с высоким уровнем остаточных газодинамических процессов, возбуждаемых ПЛЭ в разрядной камере ИП ТЕА-лазеров. На основании выполненных экспериментально-теоретических исследований применительно к широкоапертурным ИП ТЕА  $\text{CO}_2$ -лазерам с высоким уровнем энерговыклада ( $\geq 1$  кДж и ограниченной частотой импульсов ( $\geq 20$  Гц) [86] был разработан и создан ряд конструкций разрядных камер и электродных систем на основе СР.

### 5.1. Плазмодистовый электрод с капиллярно-пористой диэлектрической подложкой

Представляет интерес, совместно с традиционным путем применения высокотемпературных диэлектриков для повышения ресурса ПЛЭ, использование электродинамических эффектов, присущих развитию СР, для снижения уровня энергетического воздействия на подложку. С этой целью предложено в известной конструкции ПЛЭ, состоящей из диэлектрической подложки, высоковольтного и заземленного электродов, диэлектрическую подложку выполнить (например, методом спекания) в виде капиллярно-пористой структуры с преимущественным выходом каналов на рабочую поверхность электрода. При этом диэлектрическая подложка соединяется с рубашкой охлаждения через систему каналов в заземленном электроде. На рис. 5.1 изображен общий вид предлагаемого электрода в разрезе. Он состоит из диэлектрика капиллярно-пористой структуры 1 с закрепленными на нем высоковольтным электродом 2 и заземленным электродом 3. Для подвода жидкости к выходным отверстиям капилляров из рубашки охлаждения 4 в нижней поверхности заземленного электрода выполнена система каналов 5. Работа электрода заключается в следующем. До подачи импульса напряжения между электродами 2 и 3, за счет капиллярных сил молекулы жидкости должны находиться вблизи рабочей поверхности диэлектрика 1, которая остается сухой. Исходя из этого, накладывается



Р и с. 5.1. Электрод газоразрядного импульсно-периодического лазера: 1 - диэлектрик капиллярно-пористой структуры; 2 - высоковольтный электрод; 3 - заземленный электрод; 4 - рубашка охлаждения; 5 - перфорированная пластина экрана

ограничение на требуемый диаметр капилляров  $D$  [169] :

$$D = 4\alpha \cos \theta / \rho g d,$$

где  $\alpha$  - поверхностное натяжение на границе жидкость - газ;  $\theta$  - краевой угол;  $\rho$  - плотность жидкости;  $g$  - ускорение свободного падения;  $d$  - толщина диэлектрика. Жидкость, пропитывающая диэлектрик, не должна нарушать его электрические свойства. Следовательно, она должна иметь удельное поверхностное сопротивление  $\rho_s \geq 10^{12}$  Ом и относительную диэлектрическую проницаемость  $\epsilon_{жс} \geq \epsilon_g$ .

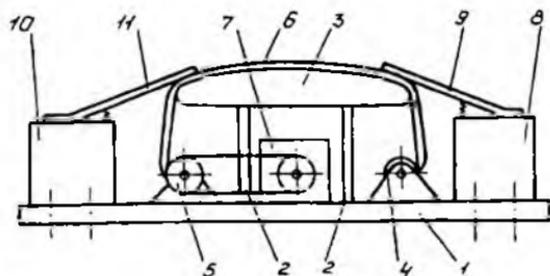
Формирование импульсов СР приводит к испарению жидкости, интенсифицируя отвод теплоты с поверхности диэлектрика. Возникающая при этом газопаровая подушка между плазмой и диэлектриком экранирует его от падающего излучения плазмы, ослабляя излучательную энергию.

Использование электрода с испарительно-экранирующим механизмом отвода теплоты с поверхности диэлектрика должно обеспечивать более длительную работу газового лазера в ИПР. Дополнительное преимущество предлагаемого устройства состоит в том, что, например, для  $CO_2$ -лазера пары жидкости (воды) в объеме до 1% к общему расходу смеси являются регенерирующей добавкой, способствующей окислению молекул  $CO$ , а также обеспечивают перевод возбуждаемых молекул в основное энергетическое состояние в случае безгелиевых смесей. К следующему импульсу энерговыклада пары жидкости уносятся из разрядной камеры потоком газа.

## 5.2. Электродная система с движущимся диэлектрическим слоем

Традиционно используемые ПЛЗ имеют разрядный промежуток, образованный травлением медной фольги, покрывающей диэлектрическую подложку из тонкого стеклотекстолита [12]. Кроме малого ресурса, недостатком такой конструкции является ее низкая ремонтпригодность, вследствие которой, при выходе из строя диэлектрической подложки (проводящий нагар на поверхности, частичные пробои и т.п.), приходится заменять всю электродную систему вместе с высоковольтным и заземленным электродами.

Для устранения указанных недостатков предлагается электродная система с движущимся диэлектрическим слоем (рис. 5.2).



Р и с. 5.2. Электродная система для формирования импульсно-периодического скользящего разряда: 1 - основание; 2 - шпилька; 3 - выпуклая пластина; 4 - подающий барабан; 5 - приемный барабан; 6 - диэлектрическая пленка; 7 - электродвигатель; 8 - металлический брусок; 9, II - металлические листы; 10 - диэлектрический брусок

Устройство состоит из металлического основания I, на котором с помощью двух параллельных рядов шпилек 2 закреплена выпуклая пластина 3. На основании также установлены подающий барабан 4 и приемный барабан 5 для перемещения диэлектрической пленки 6. Для вращения приемного барабана на основании расположен электродвигатель 7. Кроме этого, на основании установлен металлический брусок 8 с закрепленным на нем подпружиненным металлическим листом 9.

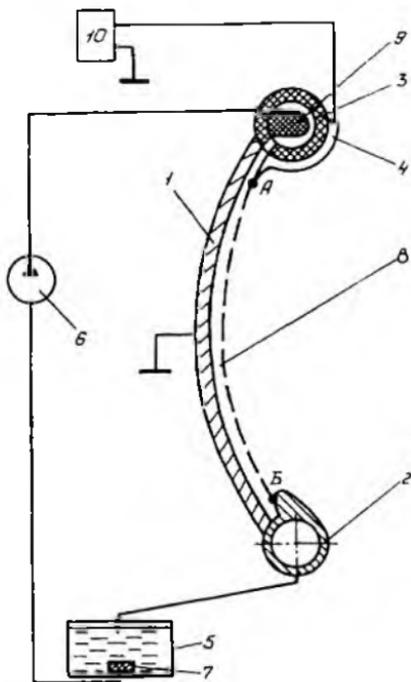
Выпуклая пластина и металлический лист гальванически связаны через шпильки, брусок и основание, образуя заземленный электрод. На основании установлен также изоляционный диэлектрический брусок IО с закрепленным на нем подпружиненным металлическим листом II, являющимся высоковольтным электродом. Верхняя поверхность выпуклой пластины, части листов 9 и II, соприкасающихся при протягивании с диэлектрической пленкой, покрывается тонким слоем материала с малым коэффициентом трения.

Работы электродной системы заключается в следующем. До подачи импульсов напряжения между листами-электродами 9 и II на подающий барабан заправляется рулон диэлектрической пленки, край которой пропускается под листом 9, облегает верхнюю поверхность выпуклой пластины, проходит под листом II и заправляется в приемный барабан.

При подключении источника питания и возникновении импульсно-периодического СР по поверхности пленки, последняя подвергается эрозионному разрушению. Электродвигатель 7 вращает приемный барабан и обеспечивает перемещение отработанной пленки (со следами нагара, частичными пробоями и т.п.) по поверхности выпуклой пластины 3 и заземленного электрода из зоны разряда. Необходимо подчеркнуть, что применение пленки с малой толщиной (по допустимому пробивному напряжению) позволяет получить высокую однородность СР. Установка же выпуклых пластин 3 с различной кривизной поверхности позволяет оптимально (в геометрическом смысле) расположить плазму СР в газовых лазерах с плазменными электродами.

### 5.3. Плазмодисковой электрод с жидкостным диэлектрическим слоем

В развитие предыдущих разработок была предложена электродная система, объединяющая принципы электростатического распыливания жидкости и подвижного диэлектрика, где реализуется разряд, горящий по тонкому слою диэлектрической жидкости. На рис. 5.3 схематически изображено устройство для осуществления предлагаемого способа формирования СР в ИПР. Оно состоит из вогнутой металлической пластины с диэлектрическим покрытием I и металлического цилиндрического резервуара 2, которые гальванически связаны между собой на одном краю пластины и образуют заземленный электрод. С другого края пластины укреплен изолирующий диэлектрический цилиндрический резервуар 3 с распо-



Р и с. 5.3. Устройство для формирования по жидкостной диэлектрической подложке СР в ИПР: 1 - вогнутая пластина с диэлектрическим покрытием; 2 - металлический цилиндрический резервуар; 3 - диэлектрический цилиндрический резервуар; 4 - высоковольтный электрод; 5 - промежуточный резервуар; 6 - насос; 7 - фильтр; 8 - жидкостная пленка; 9 - вкладыш; 10 - источник импульсного напряжения

ложенным на нем высоковольтным электродом 4. Диэлектрическая жидкость содержится в промежуточном резервуаре 5 и с помощью насоса 6 через фильтр 7 нагнетается в диэлектрический резервуар. Для формирования и подачи жидкостной пленки 8 по поверхности вогнутой пластины вход жидкости в резервуар 3 осуществляется тангенциально с последующим движением по поддувтку калиброванной щели, образованной между вкладышем и внутренней стенкой данного резервуара. Сбор жидкости происходит в резервуаре 2, имеющем приемную щель с воронкообразным приемом и сообщаемся с промежуточным резервуаром. Пластина имеет по торцам боковые борта для ограничения ширины жидкостной пленки. Для создания импульсно-периодического СР служит источник импульсного напряжения 10, подключенный между высоковольтным электродом 4 и заземленным электродом 1.

Осуществление предлагаемого способа и работа соответствующего устройства заключаются

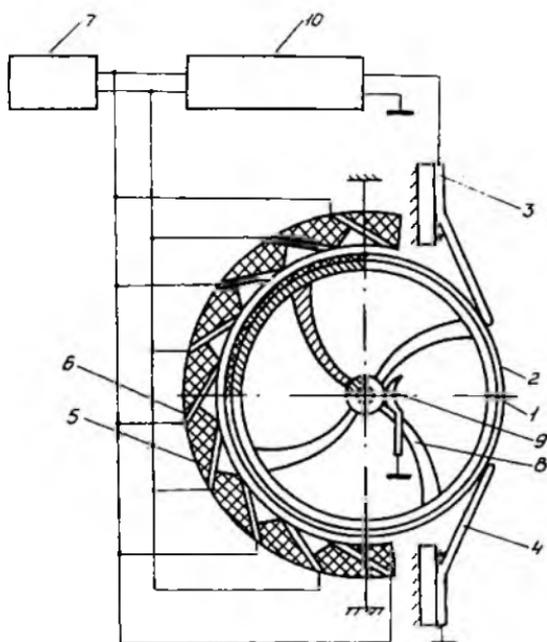
в следующем: до подачи импульсного напряжения от источника 10 в промежуточный резервуар заливается необходимое количество диэлектрической жидкости. Непосредственно перед включением источника насос через фильтр нагнетает диэлектрическую жидкость в резервуар 3, откуда она через поддувтку калиброванной щели, образованной между вкладышем 9 и внутренней стенкой данного резервуара, течет в виде сплошной жидкостной пленки по поверхности вогнутой пластины и собирается в резер-

цире 2, попадая далее вновь в промежуточный резервуар. При включении источника импульсного напряжения возникает СР по поверхности жидкостной пленки между высоковольтным электродом, касающимся диэлектрической жидкостной пленки по линии А, и заземленным электродом (линия Б касания с жидкостной пленкой для резервуара 2). Во время работы устройства диэлектрическая жидкостная пленка постоянно перемещается по поверхности вогнутой пластины с диэлектрическим покрытием. Устойчивость жидкостной пленки и поддержание ее постоянной толщины на подложке обеспечиваются центробежными силами инерции, возникающими при ее движении. Кроме значительного ресурса, ремонтпригодности, возможности получения высокой однородности СР (формируя разряд по пленке малой толщины из жидкости с высокой диэлектрической проицаемостью), можно отметить, что оптимизация профиля вогнутой поверхности пластины с диэлектрическим покрытием, вдоль которой течет жидкостная пленка, позволяет увеличить суммарную энергию МРЛ, ионизирующего газ в рабочем объеме лазера [170]. Применение предложенной электродной системы в электротехнологических установках для бактерицидной и химической очистки воды рассматривается в [171, 172].

#### 5.4. Плазмостойкой электрод с диэлектрическим слоем на цилиндрическом роторе

ПЛЭ с движущейся диэлектрической пленкой имеет ограничение на скорость перемещения диэлектрика. Это приводит к необходимости снижению частоты импульсов энерговыпада  $f$ , так как освоённые на сегодняшний день промышленностью полимерные пленки имеют низкую температуру теплостойкости  $T_m \ll 10^3$  К [173]. Проблема теплостойкости диэлектрика может быть не столь критичной, если осуществлять перемещение подложки со скоростью  $v$ , исключающей накопление теплоты при ИНР. Для этого надо, чтобы за время между импульсами разряда, идущими с частотой  $f$ , подложка выходила из промежутка на длину  $L \geq \kappa \ell$  (где  $\ell$  — длина промежутка,  $\kappa$  — коэффициент, зависящий от интенсивности энергетического воздействия на подложку,  $\kappa \leq 1$ ). Получаемое соотношение для частоты разрядных импульсов  $f \leq v/\kappa \ell$  оказывается близким по аналогии с выражением, которое получается при решении задачи выноса газодинамических возмущений из разрядной камеры ТЕА-лазеров ( $f < v_n/b_0$ , где  $v_n$  — скорость прокачки газов,  $b_0$  — размер разряда в направлении прокачки) [100]. Одна из возможных конструкций ПЛЭ, разработанная в соответствии с изложенным

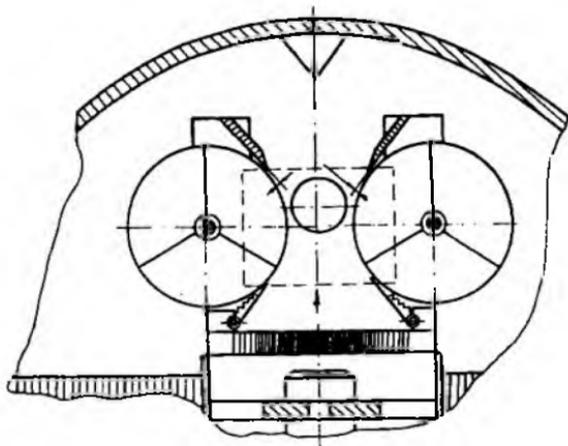
принципом, представлена на рис. 5.4.



Р и с. 5.4. Плазмолистовый электрод с диэлектрическим слоем на цилиндрическом роторе: 1 - металлический цилиндр; 2 - диэлектрик; 3 - высоковольтный электрод; 4 - заземленный электрод; 5 - статор в виде цилиндрического диэлектрического сектора; 6 - ножевые электроды; 7 - высоковольтный источник питания; 8 - крыльчатка; 9 - ламель; 10 - емкостной накопитель энергии с силовым коммутатором

Основная особенность ПЭ - размещение диэлектрического слоя 2 на боковой поверхности цилиндрического ротора 1. Сравнительные эксперименты по развитию СР здесь убедительно показали, что уровень многоканальности разряда на полученном подвижном электроде (ПЭ) в 1,5-2 раза выше, чем в случае неподвижного ротора. Отмечено увеличение длины токовых каналов, развивавшихся в сторону движения ПЭ, и сокращение их протяженности при распространении вверх против вектора скорости  $\vec{v}$  подложки (при тех же  $U_{np}$  и  $du/dt$ ). Повышение мно-

связано с тем, что на ПЭ происходит более полная нейтрализация поверхностного заряда на подложке от предыдущего импульса энерговклада. Это должно отражаться прежде всего на процессах формирования потенциального барьера у ВВЭ, так как при  $\mathcal{U} = 0$  сформированный в диэлектрике объемный заряд барьера может сохраняться и способствовать координации каналов на подложке. Увеличение протяженности токовых каналов можно связать с возрастанием доли емкостного тока, так как  $I(t) = Udc/dt = UC_0 \varepsilon ar/d$  ( $a$  - длина кромки ВВЭ). На рис. 5.5 в качестве примера дана схема компоновки разрядной камеры с ПЭ на подвижных подложках-роторах.



Р и с. 5.5. Разрядная камера ИП ТЕА-лазера с плазмолитовыми электродами на подвижных подложках-роторах

Здесь вращение роторов обеспечивается за счет взаимодействия боковой поверхности цилиндров с потоком рабочей смеси. Для исключения трения протяженные ножевые и фольговые электроды ПЭ и основного разряда установлены с минимально допустимым зазором  $\delta$  относительно поверхности диэлектрика.

#### 5.5. Демпфирующий электрод с регулируемым профилем рабочей поверхности

Известно [70], что перспективной схемой накачки  $CO_2$ -лазера является формирование ОР в электроразрядной системе, состоящей из плазменного электрода (катода) и сплошного металлического профилированно-

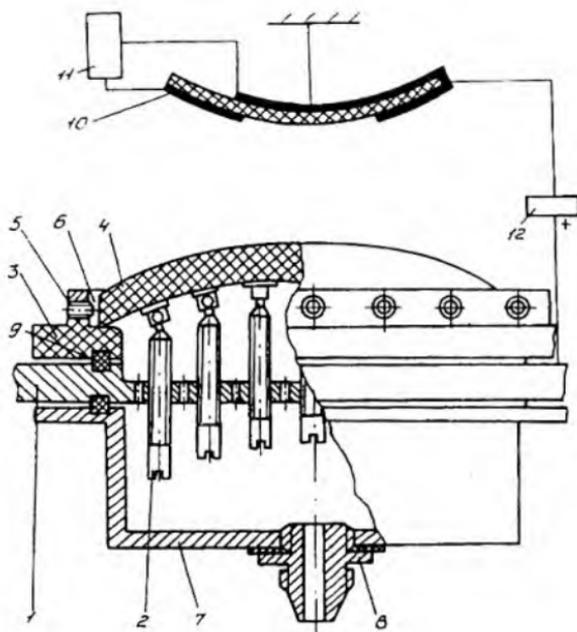
го анода. Для устойчивого горения ОР конфигурация металлического профилированного электрода должна способствовать распределению электрического поля в промежутке  $\delta$ , близкому к однородному, чтобы ионизационное размножение иницирующих электронов происходило с одинаковой скоростью во всей рабочей зоне. Однако известные электроды (например, анод в [70]) отличаются большой сложностью пространственных переходов поверхностей их профилей, которые могут быть выполнены только с применением фрезерных и шлифовальных станков с программным управлением. Кроме того, существующим электродам свойственна низкая устойчивость импульсного ОР из-за того, что расчет геометрии их профилей производится при допущениях об однородном распределении иницирующих электронов и отсутствии газодинамических неустойчивостей в межэлектродном промежутке [174]. Заданная при обработке неизменность профиля известных электродов не позволяет регулировать геометрию их рабочих поверхностей в зависимости от степени неоднородности распределения начальных электронов и уровня газодинамических возмущений в разрядном промежутке.

Для устранения указанных недостатков предлагается выполнить один из электродов в схеме формирования несамостоятельного ОР (подобной [70]) в виде пластины из пористого упругодемпфирующего металла с возможностью регулирования профиля рабочей поверхности и выполнения функций глушителя газодинамических возмущений в активном объеме лазера.

На рис. 5.6 изображен общий вид предлагаемого электрода (анода) с частичным вырезом для лучшего показа его конструкции.

При прокачке рабочей смеси перед зажиганием ОР в межэлектродном зазоре через штуцер 8, отверстия в основании 1 и пористую пластину 4 в приэлектродную область могут вводиться легкоионизируемые примеси. Работа плазменного электрода 10 от источника питания 11 при наличии напряжения на аноде приводит к формированию частотного несамостоятельного ОР в основном межэлектродном зазоре. В зависимости от характера горения разряда (объемная фаза, переход в шнуровую форму, появление искр, дуг), регулировкой установочными винтами 2 подбирается оптимальный вариант профиля пористой пластины, обеспечивающий наибольшую устойчивость ОР.

Наиболее эффективно проявляются демпфирующие свойства пластины из упругодемпфирующего металла [175], если выполняется следующее соотношение, связывающее геометрию электрода, свойства пористо-



Р и с. 5.6. Демпфирующий электрод с регулируемым профилем рабочей поверхности для ИПР: 1 - основание; 2 - установочные винты; 3 - диэлектрический корпус; 4 - пористая пластина; 5 - винты; 6 - металлическая полоса; 7 - крышка; 8 - штуцер; 9 - прокладка; 10 - плазменный электрод; 11 - источник питания ПЛЭ; 12 - источник питания основного разряда

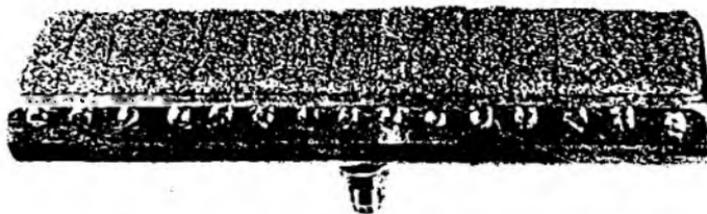
то материала и рабочего газа, заполняющего газодинамический контур:

$$\Delta = \frac{\rho a d_{np}}{AK_n \mu}$$

где:  $\Delta$  - толщина материала МР;  $\rho$  - плотность рабочей смеси;  $a$  - акустическая скорость звука в рабочей смеси;  $d_{np}$  - диаметр проволоки материала МР;  $\mu$  - динамическая вязкость газовой смеси;  $A$ ,  $K_n$  - характеристики, зависящие от акустических свойств рабочего

газа и пористости материала МР (как правило, определяются экспериментально). Здесь МР – обозначение упругодемпфирующего металла.

На рис. 5.7 дан пример реализации рассмотренного типа электрода.



Р и с. 5.7. Демпфирующий электрод с регулируемым профилем рабочей поверхности

Рассмотренные в данном разделе электродные системы были частично опробованы в модельных экспериментах, результаты которых подтвердили правильность заложенных в них идей и представлений, что позволяет рекомендовать их как исходную базу для совершенствования электродных систем ИИ  $\text{CO}_2$ -лазеров со значительным уровнем энергозатрат и малыми габаритами.

В то же время необходимо отметить, что предложенные (на данном этапе исследований) устройства отражают развитие чисто конструктивных решений, присущих традиционным электродным системам формирования СР.

## В В О Д Ы

1. При разработке физически обоснованной методики обработки осциллограмм СР необходимо учитывать, что напряжение  $U(t)$  разряда наматрывается на  $RLC$ -цепочке, все элементы которой нелинейно зависят от тока  $I$  и времени  $t$ . Принципиальное отличие от свободной искры состоит во влиянии диэлектрической поверхности, проявляющемся в неравномерной величине емкости  $C(t)$ , а также в характере изменения начения канала, а следовательно, в изменении активного сопротивления  $R'(t)$  и индуктивности  $L(t)$ .

В самом общем виде напряжение на электродах СР представляется в виде

$$U(t) = I(t)R(t) + L(t) \frac{dI}{dt} + I(t) \frac{dL}{dt} + \int_0^t \frac{I(t)}{C(t)} dt.$$

Для корректного определения величины  $R(t)$  следует предварительно проводить оценку параметров  $L(t)$  и  $C(t)$ .

2. Приведены результаты осциллографических исследований вольт-ампер-секундных характеристик (ВАСХ) полноразмерных плазменных электродов в малоиндуктивных ( $L \ll 500$  нГн) силовоточных ( $I \ll 30$  кА) контурах с моноимпульсным и импульсно-периодическими энерговкладами. Путем аппроксимации зависимостей  $U(t)$  и  $I(t)$  функциями затухающих колебаний, а также использования ВАСХ для нахождения активного сопротивления  $R$  и индуктивности  $L$  нагрузки, была составлена вычислительная система уравнений многоканального СР. Численное решение системы позволило получить набор расчетных параметров (радиус, энергия, мощность) усредненного канала и выполнить сравнительный анализ их изменения в зависимости от вида газовой среды.

3. На основании анализа ВАСХ предложен расчетный способ определения момента перехода многоканального СР из незавершенной фазы в завершнную по расчетной характеристике электропроводности  $G(t)$  плазмы разряда. Зная длительность распространения незавершенного СР, возбуждаемого импульсом  $dv/dt \geq 5 \cdot 10^{11}$  В/с, и ширину межэлектродного промежутка  $l$ , была оценена средняя скорость движения волны напряжения по диэлектрику:  $v \approx (0,7-1) \cdot 10^5$  м/с.

В предположении равномерности скорости  $v(t)$  распространения

волны напряжения и с учетом общего числа каналов  $N$  плазменного электрода получено выражение для скорости изменения емкости  $C(t)$  конденсатора, образованного движущимся НСР и заземленным электродом с нижней стороны диэлектрика, в виде

$$C_N(t) = 2\pi\epsilon\epsilon_0 N v t / \ln(2d/a),$$

где  $C(t) = 2\pi\epsilon\epsilon_0 t(t) / \ln(2d/a)$  – емкость между однопроводной линией и заземленной плоскостью. Зная  $C_N(t)$  и пренебрегая индуктивной составляющей многоканального разряда  $L_N \sim N^{-1}$ , можно определить величину тока  $I(t)$  в НСР по формуле

$$I(t) = U(t) \frac{dC}{dt} + C(t) \frac{dU}{dt},$$

где значения  $U(t)$  и  $dU/dt$  берутся из ВАСХ НСР.

4. Предложена методика аналитической оценки параметров плазмы основного объемного разряда вблизи поверхности плазмостового электрода. Применительно к условиям эксперимента на этапе объемного разряда получен энерговклад в плазменные каналы СР на уровне  $4 \cdot 10^3$  Дж/л при равновесной температуре газа  $\sim 5 \cdot 10^3$  К, что определяет требования к термостойкости материала диэлектрической подложки и обосновывает один из реальных путей снижения тепловой нагрузки на диэлектрик, заключающийся в увеличении степени заполнения поверхности подложки плазмой СР.

5. Показано, что уже при частоте возбуждения плазменного электрода  $f \geq 1$  Гц его диэлектрическая подложка, выполненная из стеклотекстолита марки СТЭФ-1, работает в режиме аккумуляционного воздействия излучения. Наблюдается снижение энергии разрушения диэлектрика и интенсификация эрозионного механизма уноса материала. Профиль поперечного сечения дугла каверн приобретает форму, близкую к прямоугольной. Скорость уноса массы при  $f = 3$  Гц составляет  $\sim 5,5 \cdot 10^{-7}$  м/с, определяя часовую наработку плазменного листа до пробоя подложки толщиной 2,5 мм. Формирование каналов плазменного электрода не вдоль, а по диагонали ячеек стеклотканевого наполнителя, позволяющее включить в работу как поперечные, так и продольные пучки волокон тканевого корда, позволяет увеличить ресурс подложки не менее чем в три раза.

6. В моноимпульсной разрядной камере с межэлектродным промежут-

ном 150 мм экспериментально определены временные пределы задержки между предионизационным и основным разрядами, обеспечивающие устойчивость импульсного ОР с плазменными электродами. Нижний предел составляет 50–250 нс и связан с временем достижения максимума интенсивности УФ-излучения в промежутке от предионизатора. Верхний предел составляет 5–7 мкс и определяется процессами объемной рекомбинации электронов. При переходе в частотный режим отмечалось понижение плотности каналов СР (от  $\sim 50 \text{ м}^{-1}$  в моноимпульсе до  $\sim 25 \text{ м}^{-1}$  при  $f = 3\text{--}5 \text{ Гц}$ ), но диапазон времени задержки, обеспечивающий безыскровый ОР, сохранялся прежним.

7. Экспериментально показано, что излучательный механизм эрозии материала "мягких" подложек приводит к развитию каналов СР в парах диэлектрика. Это определяет электродинамику процессов формирования плазменного листа и способствует усилению уровня остаточных газодинамических процессов в объеме основного промежутка. Выявлена картина течений в приповерхностной области диэлектрика, связанная с генерацией ударных волн, тепловым расширением нагретого газа, диффузией продуктов эрозии диэлектрика.

8. Разработана двухмерная методика численного решения нестационарной задачи эрозионного уноса массы диэлектрической подложки СР, основанная на предположениях о том, что каждый канал плазменного листа излучает как абсолютно черное тело, и при импульсной плотности мощности излучения  $\sim 10^6 \text{ Вт/см}^2$  поверхностный слой подложки успевает испариться раньше, чем процессы теплопередачи способны отвести от слоя выделившуюся в нем теплоту. Разработанная методика позволяет оценивать ресурсные характеристики электродов на основе определения геометрических параметров возникающих каверн, прогнозировать уровень газодинамических возмущений в приэлектродной области, связанный с уносом паров материала диэлектрика.

9. Для исследования нестационарных газодинамических процессов в полноразмерных разрядных камерах (с шириной промежутка до 100 мм) ТВА  $\text{CO}_2$ -лазеров и электротехнологических установок с импульсно-периодическим энерговыделением, развития инженерных методов проектирования их элементов и систем, обработки рабочих характеристик и моделирования технологических процессов создан базовый испытательный стенд, состоящий из ГДК внутреннего типа, малоиндуктивных ГИИ предионизационного и основного разрядов, двухрасходной системы газообеспечения и помехозащищенной системы диагностики. Модульное исполнение всех функциональных элементов ГДК и ГИИов позволяет осуществлять переком-

повонок систем стенда для обеспечения заданных параметров газового потока и вкладываемой в него энергии.

Система диагностики стенда включает осциллографические средства регистрации импульсов энерговклада с временным разрешением до 10 нс, оптические методы визуализации газодинамических процессов на основе ширрен-схем и интерферометров, собранных на базе импульсных лазерных установок с временной системой синхронизации, датчиковые средства регистрации параметров газодинамических ударных и акустических процессов с резонансной частотой более 100 кГц и чувствительностью от  $10^{-4}$  Па.

Основные технические характеристики стенда с модельной разрядной камерой на основе двух плазменных электродов протяженностью 1 м и шириной промежутка 0,075 м при составе рабочей смеси  $\text{CO}_2 : \text{N}_2 : \text{He} = 1 : 1 : 8$  и атмосферном давлении: скорость потока на оси камеры  $v \approx 16$  м/с; энергия предионизационного разряда  $\leq 60$  Дж в каждый лист при крутизне фронта  $dv/dt \sim 5 \cdot 10^{12}$  В·с $^{-1}$ ; вклад энергии в основной разряд  $\leq 1$  кДж; частота следования импульсов  $\leq 15$  Гц.

10. Показано, что плазменный электрод в разрядной камере ТЕА-лазера генерирует ударную волну с единым плоским фронтом, который формируется при взаимодействии фронтов цилиндрических ударных волн, возбуждаемых каналами СР. Модельный плазменный электрод протяженностью 1 м при вкладе энергии от 40 до 85 Дж в промежуток шириной 0,075 м представляется в виде полосы светящихся каналов СР, заполняющих поверхность стеклотекстолитовой подложки с плотностью  $0,7$  см $^{-1}$ . Электрод генерировал ударную волну, которая на расстоянии  $\sim 6$  см от поверхности подложки имела скорость распространения от 360 м/с до 395 м/с и создавала скачок давления от  $0,6 \cdot 10^5$  Па до  $1,15 \cdot 10^5$  Па.

11. Применительно к разрядным камерам ТЕА  $\text{CO}_2$ -лазеров с плазмелистовыми электродами разработан конструктивный ряд электродных систем многоканального СР, основанный на различных физических принципах снижения энергетической нагрузки на диэлектрическую подложку и подавления остаточных газодинамических процессов в основном межэлектродном промежутке. Перспективной может быть конструкция с диэлектрическим слоем на поверхности заземленного цилиндра-ротора. При вращении ротора обеспечивается механический принцип стекания остаточного поверхностного заряда на заземленный электрод, что проявляется в снижении напряжения возбуждения разряда (на 1-3 кВ) и повышении плотности заполнения каналами подложки (в 1,3-1,5 раза) по сравнению с неподвижным ротором.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Дашук П.Н. Скользящий разряд по поверхности диэлектрика и его применение при создании электрофизических устройств // Тез. докл. П Всес. совещ. по физике электрического пробоя газов. - Тарту, 1984. - С. 58-62.
2. Физический энциклопедический словарь / Гл. ред. А.М. Прохоров. - М.: Сов. энциклопедия, 1984. - 944с.
3. Крыжановский Л.Н. Фигуры Лихтенберга или ксерография в ... ХУШ в. // Электричество. - 1993. - № 10. - С. 75-77.
4. Базуткин В.В., Ларионов В.П., Цингаль Ю.С. Техника высоких напряжений: Изоляция и перенапряжения в электрических системах. - М.: Энергоиздат, 1986. - 464с.
5. Кузьмин Г.П. Импульсные CO<sub>2</sub>-лазеры с плазменными электродами: Автореф. дис.... д-ра физ.-мат. наук. - М., 1989. - 37с.
6. Баранов В.Ю., Борисов В.М., Степанов Ю.Ю. Электроразрядные аксиметричные лазеры на галогенидах инертных газов. - М.: Энергоатомиздат, 1988. - 216с.
7. Плазмостриковой CO<sub>2</sub>-лазер / С.И. Андреев, И.М. Белоусова, П.Н. Дашук и др. // Квантовая электроника. - 1976. - Т.3, № 8. - С. 1721-1725.
8. Развитие поверхностного разряда по диэлектрику с большой диэлектрической проницаемостью в газе в наносекундном диапазоне / Б.М. Ковальчук, В.В. Кремнев, Г.А. Месяц и др. // Журнал прикладной механики и технической физики. - 1973. - № 1. - С. 48-55.
9. Газовые лазеры: Пер. с англ. / Под ред. И. Мак-Давиеля и У. Нигана. - М.: Мир, 1986. - 552с.
10. Виттеман В. CO<sub>2</sub>-лазер: Пер. с англ. - М.: Мир, 1990. - 360с.
11. Исследование условий формирования однородного сильноточного скользящего разряда / В.Ю. Баранов, В.М. Борисов, Ф.И. Высикайло и др. // Теплофизика высоких температур. - 1984. - Т.22, №4. - С. 661-666.
12. Борисов В.М., Высикайло Ф.И., Христофоров О.Б. Исследование однородного сильноточного скользящего разряда // Теплофизика высоких температур. - 1983. - Т.21, № 5. - С. 844-851.
13. Дашук П.Н. Незавершенный скользящий разряд по поверхности диэлектрика // Тез. докл. УП конф. по физике газового разряда. -

Самара, 1994. - С. 29-31.

14. Лагарьков А.Н., Руткевич И.М. Волны электрического пробоя в ограниченной плазме. - М.: Наука, 1989. - 206с.
15. Дашук П.Н., Чистов Е.К. Некоторые особенности распределения электрического поля в системах формирования скользящего разряда // Журнал технической физики. - 1979. - Т.49, № 6. - С. 1241-1243.
16. Руткевич И.М. Структура фронта скользящего разряда // Журнал технической физики. - 1986. - Т.56, № 7. - С. 1419-1422.
17. Зобов Е.А., Сидоров А.Н., Литвинова И.Г. Исследование скользящей искры теневым методом // Журнал прикладной механики и технической физики. - 1986. - Т.155, № 1. - С. 20-23.
18. Дабкина С.И. К теории развития канала искрового разряда // Журнал экспериментальной и теоретической физики. - 1951. - Т.21, № 4. - С. 473-479.
19. Брагинский С.И. К теории развития канала искры // Журнал экспериментальной и теоретической физики. - 1958. - Т.34, № 6. - С. 1548-1554.
20. Дашук П.Н., Зинченко А.К., Ярышева М.Д. Эрозия диэлектриков при коммутации больших импульсных токов скользящим разрядом // Журнал технической физики. - 1981. - Т.51, № 2. - С. 324-333.
21. Об использовании скользящего разряда для предионизации газов в газоразрядном лазере / Д.Ю. Зарослов, Н.В. Карлов, Г.П. Кузьмин и др. // Квантовая электроника. - 1978. - Т.5, № 8. - С.1843-1847.
22. Ковалев И.О. Импульсные электроразрядные  $\text{CO}_2$ -лазеры с плазменными электродами: Автореф. дис.... канд. физ.-мат. наук. - М., 1981. - 30с.
23. Импульсный объемный разряд с плазменным катодом в молекулярных газах высокого давления. I. Независимый разряд / Ю.И. Бычков, Д.Ю. Зарослов, Н.В. Карлов и др. // Журнал технической физики. - 1983. - Т.53, № 8. - С. 1489-1493.
24. Импульсный объемный разряд с плазменным катодом в молекулярных газах высокого давления. II. Разряд с ионизационным размножением фотоэлектронов. Генерация излучения / Ю.И. Бычков, Д.Ю. Зарослов, Н.В. Карлов и др. // Журнал технической физики. - 1983. - Т.53, № 11. - С. 2133-2142.
25. Мощное лазерное излучение в атмосферном аэрозоле / В.Е. Зуев, А.А. Земляков, Ю.Д. Копытин и др. - Новосибирск: Наука, 1984. - 315с.

76. Лазерное зондирование тропосферы и подстилающей поверхности / И.В. Самохвалов, Ю.Д. Копытин, А.В. Кузиковский и др. – Новосибирск: Наука, 1987. – 276с.
77. Взаимодействие лазерного излучения с металлами / А.М. Прохоров, В.И. Конов, И. Урсу и др. – М.: Наука, 1988. – 537с.
78. Карлов Н.В., Кузьмин Г.П., Прохоров А.М. Газоразрядные лазеры с плазменными электродами // Известия АН СССР, серия физическая. – 1984. – Т.48, № 7. – С. 1430–1436.
79. Скользящий импульсно-периодический разряд / В.М. Борисов, Ф.И. Висыкайло, Ю.Б. Кирьхин и др. // Квантовая электроника. – 1983. – Т. 10, № 10. – С. 2110–2112.
80. Токер Г.Р. Импульсная двухэкспозиционная голографическая интерферометрия  $\text{CO}_2$ -лазерной плазмы // Препринт ИОФАН. – 1985. – №257. – 36с.
81. Сильноточный объемный разряд в плавно перестраиваемом по частоте  $\text{CO}_2$ -лазере высокого давления с плазменным катодом / Н.В. Карлов, А.В. Киселецов, И.О. Ковалев и др. // Тез. докл. III Всес. конф. по физике газового разряда. – Киев, 1986. – С. 351–353.
82. Даниэль Е.В. Развитие канала поверхностного искрового разряда // Журнал технической физики. – 1965. – Т.35, №4. – С. 769–771.
83. Андреев С.И., Ванюков М.П., Даниэль Е.В. Поверхностный разряд как источник интенсивных световых вспышек // Журнал прикладной спектроскопии. – 1966. – Т.5, № 6. – С. 712–717.
84. Андреев С.И., Ванюков М.П., Даниэль Е.В. Применение поверхностного искрового разряда для накачки ОКГ // Журнал технической физики. – 1967. – Т.37, № 8. – С. 1527–1529.
85. Ванюков М.П., Даниэль Е.В. К вопросу о развитии канала поверхностного разряда // Журнал технической физики. – 1967. – Т.37, № 8. – С. 1529–1532.
86. Ванюков М.П., Даниэль Е.В. Искровой разряд по поверхности пленок различного состава // Журнал технической физики. – 1967. – Т.37, № 10. – С. 1927–1929.
87. Басов Ю.Г. Источники накачки микросекундных лазеров. – М.: Энергоатомиздат, 1990. – 239с.
88. Андреев С.И., Зобов Е.А., Сидоров А.Н. Исследование скользящей искры в воздухе // Журнал прикладной механики и технической физики. – 1978. – № 3. – С. 38–43.
89. Импульсный разряд в диэлектриках / Отв. ред. Г.А. Месяц. – Новосибирск: Наука, 1985. – 168с.

40. Станкевич Ю.Л. Начальная стадия электрического разряда в плотных газах // Журнал технической физики. - 1970. - Т.40, № 7. - С. 1476-1485.
41. Дашук П.Н., Дементьев В.А., Ярышева М.Д. Электрооптические исследования развития скользящего разряда и формирования обратного лидера // Письма в ЖТФ. - 1983. - Т.9, № 2. - С. 89-94.
42. Дашук П.Н., Кулаков С.Л. Рентгеновское излучение наносекундного скользящего разряда в газе // Письма в ЖТФ. - 1979. - Т.5, №2. - С. 69-73.
43. Дашук П.Н., Зинченко А.К., Меркулова Т.Г. Об измерениях газовой температуры и концентрации электронов в канале незавершенной стадии скользящего разряда // Журнал технической физики. - 1978. - Т.48, № 8. - С. 1613-1616.
44. Дашук П.Н. Характеристики незавершенного скользящего разряда в воздухе при  $P = 10^5$  Па // Письма в ЖТФ. - 1993. - Т.19, № 18. - С. 21-25.
45. Андреев С.И., Зобов Е.А., Сидоров А.Н. Метод управления развитием и формированием системы параллельных каналов скользящих искр в воздухе при атмосферном давлении // Журнал прикладной механики и технической физики. - 1976. - № 3. - С. 12-17.
46. Особенности формирования объемного разряда с плазменными электродами / С.И. Андреев, П.А. Атанасов, П.П. Брынзалов и др. // Журнал технической физики. - 1990. - Т.60, № 1. - С. 102-106.
47. Уткин К.Г., Голиков Ю.К. О влиянии поляризации диэлектрика на структуру эффективной плотности двумерных зарядовых пятен // Электронная техника. - 1968. - Сер. 4, № 2. - С. 134-143.
48. Голиков Ю.К., Серебров Л.А., Уткин К.Г. О структуре эффективной плотности поверхностного заряда на диэлектрике и электрического поля // Журнал технической физики. - 1969. - Т.39, № 5. - С. 944-948.
49. Голиков Ю.К. Расчет плотности свободных электронов на диэлектрике по заданной структуре электрического поля // Труды Ленингр. политехн. ин-та. - 1970. - № 311. - С. 174-180.
50. Иванов А.В. Применение электрографии для исследования объемных и поверхностных разрядов: Автореф. дис.... канд. техн. наук. - М., 1971. - 28с.
51. Комельков В.С., Мейлихов Е.З. Рост отрицательных фигур Лихтенберга в наносекундном интервале времени // Журнал технической физики. - 1963. - Т.33, № 8. - С. 943-944.

50. *Beams J.W. Propagation of luminosity discharge tubes // Phys. Rev.-1930.-Vol. 36.-P. 997-1001.*
51. *Bartholomeyczuk W. Über den Mechanismus der Zündung langer Entladungsröhre // Ann. Phys.-1939.-Bd. 36, N6.-S. 485-520.*
52. Недоспасов А.В., Новик А.Е. Скорость распространения фронта ионизации при пробое длинных разрядных трубок // Журнал технической физики. - 1960. - Т.30, № II. - С. 1329-1336.
53. Лагарьков А.Н., Руткевич И.М. Ионизирующие волны пространственного заряда // ДАН СССР. - 1979. - Т.24, № 3. - С. 593-596.
54. Красюк И.К., Липатов Н.И., Пашвин П.П. Формирование импульса УФ-излучения в плазме поверхностного разряда фронтом ударной электромагнитной волны // Квантовая электроника. - 1976. - Т.3, № II. - С. 2384-2391.
55. Асиновский Э.И., Василяк Л.М., Марковец В.В. Волновой пробой газовых промежутков. 2. Волновой пробой в распределенных системах // Теплофизика высоких температур. - 1983. - Т.21, № 3. - С. 577-590.
56. Руткевич И.М. К теории распространения скользящего разряда // Тез. докл. П Всес. совещ. по физике электрического пробоя газов. - Тарту, 1984. - С. 423-425.
57. Базелян Э.М. "Бесстримерный" лидер // Тез. докл. У Всес. конф. по физике газового разряда. - Омск, 1990. - С. 155-156.
58. Базелян Э.М. Искровой разряд в грунте // Электричество. - 1991. - № II. - С. 27-32.
59. Калинин А.В., Козлов М.В., Панюшкин В.В. Экспериментальное исследование характеристик высокочастотного поверхностного разряда // Известия АН. Энергетика. - 1993. - № 4. - С. 45-51.
60. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. - М.: Наука, 1987. - 590с.
61. *Muraoka V., Kayama S. Nanosecond surface discharge study by using dust figure techniques // J. Appl. Phys.-1973.-Vol. 44, N4-P.1576-1580.*
62. Получение однородного разряда для импульсного лазера большого объема / В.Ю. Баранов, В.М. Борисов, Ю.А. Сатов и др. // Квантовая электроника. - 1975. - Т.2, № 9. - С. 2086-2087.
63. *Richardson M. C., Leopold K., Alcock A. Large Aperture CO<sub>2</sub>-Laser Discharges // IEEE J. QE.-1973.-Vol. 9, N9.-P. 934-939.*

66. Спектральные характеристики источников предионизации  $\text{CO}_2$ -лазеров в области вакуумного ультрафиолета / Д.Ю. Зарослов, Н.В. Карлов, Г.П. Кузьмин и др. // Квантовая электроника. - 1978. - Т.5, №1. С. 1221-1229.
67. Исследование эффективности предионизации плазменными электродами в  $\text{CO}_2$ -лазерах / П.А. Атанасов, П.П. Брызгалов, И.Н. Иотов и др. // Краткие сообщения по физике. - 1987. - № 7. - С. 27-29.
68. Формирование длинных лазерных искр в воздухе импульсным  $\text{CO}_2$ -лазером / Л.М. Василяк, С.П. Ветчинкин, И.О. Ковалев и др. // Письма в ЖТФ. - 1990. - Т.16, № 18. - С. 1-4.
69. Влияние добавок пропилена на работу широкоапертурного  $\text{CO}_2$ -лазера с плазменными электродами / А.В. Кислицев, И.О. Ковалев, А.В. Кораблев и др. // Письма в ЖТФ. - 1990. - Т.16, № 10. - С. 11-15.
70. Несамостоятельный разряд в  $\text{CO}_2$ -лазере с плазменным катодом / Г.И. Еременко, Д.Ю. Зарослов, Н.В. Карлов и др. // Квантовая электроника. - 1983. - Т.10, № 7. - С. 1517-1519.
71. Объемный разряд, возбуждаемый коротким электронным пучком, в газе при высоком давлении / Г.А. Месяц, Ю.И. Бычков, В.В. Кремнев и др. // Препринт ИОА СО АН СССР. - 1972. - № 3. - 61с.
72. *Perspectives for Application of Pulsed Radiation Generated by  $\text{CO}_2$ -laser with Plasma Electrodes for Treatment of Hard Biological Tissues* / M.T. Aleksandrov, I.O. Kovalev, A.V. Korablev and oth. // *Laser Physics*. - 1992. - T.2, N3. - P. 368-371.
73. Голографическая интерферометрия приэлектродных ударных волн в активном объеме широкоапертурного  $\text{CO}_2$ -лазера с плазменными электродами / И.О. Ковалев, А.В. Кораблев, Г.П. Кузьмин и др. // ИОА СО АН СССР. Сер. техн. наук. - 1990. - В.4. - С. 65-68.
74. Электроразрядный  $\text{CO}_2$ -лазер высокого давления с плазменным катодом / Н.В. Карлов, А.В. Кислицев, И.О. Ковалев и др. // Письма в ЖТФ. - 1986. - Т.2, № 10. - С. 612-622.
75. Исследование характеристик скользящего разряда и его использование для объемной фотоионизации газовых сред / Г.В. Абросимов, К.И. Клоповский, М.М. Польский и др. // Тез. докл. П Всес. совещ. по физике электрического пробоя газов. - Тарту, 1984. - С. 420-422.
76. Использование импульсно-периодических фотоионизационных разрядов для возбуждения квазинепрерывных газовых лазеров / Г.В. Абросимов, К.С. Клоповский, Т.С. Пулинец и др. // Квантовая электроника. - 1985. - Т.12, № 11. - С. 2256-2263.

77. Исследование поверхностных зарядов на диэлектрической подложке после скользящего разряда / О.А. Журавлев, А.В. Кислицев, А.П. Кусочек и др. - Куйбышев. авиац. ин-т. - Куйбышев, 1989. - 12с. Деп. в ВИНИТИ 05.08.1989, № 1145-В89.
78. CO<sub>2</sub>-лазер с плазменными электродами / П.А. Атанасов, Д.Ю. Зарослов, Н.В. Карлов и др. // Письма в ЖТФ. - 1983. - Т.9, № 15. - С. 928-932.
79. Импульсно-периодические эксимерные лазеры. I. Результаты экспериментальных исследований / В.Ю. Баранов, В.М. Борисов, А.Ю. Виноходов и др. // Препринт ИАЭ. - 1985. - № 4135/7. - 35с.
80. Несамостоятельный объемный разряд с ионизационным размножением электронов в CO<sub>2</sub>-лазере с плазменным катодом / П.П. Брызгалов, В.О. Зикрин, Н.В. Карлов и др. // Тез. докл. IV Всес. конф. по физике газового разряда. - Махачкала, 1988. - С. 97-98.
81. Огущев Н.Н., Подмошенский И.В., Роговцев П.Н. Расчет параметров оптически плотной плазмы разряда с испаряющейся стенкой // Теплофизика высоких температур. - 1971. - Т.9, № 3. - С. 468-474.
82. *Masuda S. Industrial Applications of Electrostatics // Journal of Electrostatics. - 1981. - V.10. - P. 1-14.*
83. Вольт-амперные характеристики внешней зоны высокочастотного поверхностного разряда / И.П. Верещагин, В.Б. Громовой, А.В. Калинин и др. // Тез. докл. IV Всес. конф. "Применение электронно-ионной технологии в народном хозяйстве". - М., 1991. - С. 155-156.
84. А.с. 1564113 СССР, МКИ С01В 13/11. Озонатор / В.С. Энгельшт, Л.Т. Ларькова, Ю.И. Намницын (СССР). - № 4402171/23; Опубл. 15.05.90. Бюл. № 18.
85. А.с. 1627506 СССР, МКИ С01В 13/11. Озонатор / В.С. Энгельшт, Л.Т. Ларькова, Ю.И. Намницын (СССР). - № 4402172/26; Опубл. 15.02.91. Бюл. № 6.
86. Шорин В.П., Журавлев О.А. Проблемы устойчивости объемной фазы разряда в широкоапертурных импульсно-периодических CO<sub>2</sub>-лазерах // Применение лазерной техники в авиастроении: Межуз. сб. науч. тр. - Куйбышев: Куйбышев. авиац. ин-т, 1990. - С. 3-8.
87. Баранов В.Ю., Малюта Д.Д., Межевов В.С. Перегревно-акустическая неустойчивость в импульсно-периодических лазерах // Физика плазмы. - 1980. - Т.6, № 4. - С. 785-792.
88. Баранов В.Ю., Бреев В.В., Малюта Д.Д. Ограничение частоты следования импульсов в CO<sub>2</sub>-лазерах периодического действия // Квантовая электроника. - 1977. - Т.4, № 9. - С. 1861-1866.

89. Об одновременном формировании объемного и скользящего разрядов на носекундной длительности применительно к накачке газовых лазеров / В.А. Бурцев, В.М. Водовозов, П.Н. Дашук и др. // Тез. докл. II Всес. совещ. по физике электрического пробоя газов. - Тарту, 1984. - С. 414-416.
90. Азотный лазер на основе скользящего по поверхности диэлектрика разряда / П.П. Брынзалов, Б.О. Зикрин, Н.В. Карлов и др. // Квадратная электроника. - 1980. - Т.15, № 10. - С. 1971-1973.
91. *Atanasov P.A., Serafetinides A.A. TEA GAS lasers excited by a sliding discharge along the surface of a dielectric // Optics communications. - 1991. - V. 72, N6. - P. 356-360.*
92. Карнюшин В.Н., Солодухин Р.И. Макроскопические и молекулярные процессы в газовых лазерах. - М.: Атомиздат, 1981. - 200с.
93. Месяц Г.А., Королев Ю.Д. Объемные разряды высокого давления в газовых лазерах // Успехи физических наук. - 1986. - Т.148, № 1, - С. 101-122.
94. Исследование развития пробоя в воздухе с предионизацией от скользящего разряда / Н.М. Евсеев, О.А. Журавлев, А.Л. Муркин и др. // Тез. докл. У Всес. симпозиума по вычислительной томографии. Куйбышев, 1985. - С. 165.
95. Применение шлирен-метода для исследования нестационарных течений газа в разрядной камере / Н.М. Евсеев, О.А. Журавлев, А.Л. Муркин и др. // Тез. докл. I2 Всес. НТК "Высокоскоростная фотография, тоника и метрология быстропротекающих процессов". - М., 1985. - С. 74.
96. Исследование остаточных неоднородностей в газе после скользящего разряда по поверхности диэлектрика / О.А. Журавлев, А.В. Киселев, А.И. Кравцов и др. // Журнал технической физики. - 1989. - Т.59, № 7. - С. 183-186.
97. Исследование нестационарных течений нейтрального газа при скользящем разряде с обратной полярностью электродов / Н.М. Евсеев, О.А. Журавлев, А.Л. Муркин и др. - Куйбышевск. авиац. ин-т. - Куйбышев, 1985. - Юс. Деп. в ВИНТИ Ю.П.1985, № 8558-В85.
98. Мощный импульсный CO<sub>2</sub>-лазер с плазменными электродами / В.П. Горюковский, Н.В. Карлов, М.О. Ковалев и др. // Тез. докл. II Всес. совещ. по физике электрического пробоя газа. - Тарту, 1984. - С. 384-386.
99. Введенков А.А., Дробязко С.В., Княжников В.Н. Влияние акустических

- волн, возникающих в разрядном промежутке, на работу импульсного  $\text{CO}_2$ -лазера в частотном режиме // Теплофизика высоких температур. - 1975. - Т.13. № 2. - С. 425-427.
101. Межегов В.С. Экспериментальное исследование влияния возмущений плотности газа на энергетические характеристики ИПЛ: Автореф. дис.... канд. физ.-мат. наук. - М., 1981. - 30с.
102. Аполлонов В.В., Бойцур Г.Г., Прохоров А.М. Динамическое профилирование электрического поля при формировании объемного самостоятельного разряда в условиях интенсивной ионизации приэлектродных областей // Квантовая электроника. - 1987. - Т.14, № 11. - С. 2218-2220.
103. Карелин В.И. Формирование самостоятельных пространственно-однородных разрядов в больших объемах плотных газов // Тез. докл. II Всес. совещ. по физике электрического пробоя газов. - Тарту, 1984. - С. 339-341.
104. Оптическая однородность активной среды широкоапертурного  $\text{CO}_2$ -лазера с плазменными электродами / И.О. Ковалев, А.В. Кораблев, Г.П. Кузьмин и др. // Письма в ЖТФ. - 1989. - Т.15, № 9. - С. 17-20.
105. Испытательный стенд для атмосферных разрядных камер с импульсно-периодическим энерговыделением / И.В. Баранов, Н.Д. Быстров, О.А. Журавлев и др. // Тез. докл. III Всес. конф. "Применение лазеров в народном хозяйстве". - Шатура, 1989. - С. 39-40.
106. Кужакин И.П. Испытательные установки и измерения на высоком напряжении. - М.: Энергия, 1980. - 136с.
107. Баранов В.Ю., Борисов В.М., Степанов Ю.Ю.  $\text{XeF}$  - лазер с импульсом генерации 2 нс и расходямостью, близкой к дифракционной // Квантовая электроника. - 1981. - Т.8, № 10. - С. 2271-2273.
108. Кремнев В.В., Месяц Г.А. Методы умножения и трансформации импульсов в сильноточной электронике. - Новосибирск: Наука, 1987. - 226с.
109. Козлов М.И., Гершенярой В.Л., Гошуренко В.И. Генератор импульсных напряжений с необратимым перезарядом ступеней и автоматическим запуском коммутаторов // Приборы и техника эксперимента. - 1983. - № 2. - С. 109-110.
110. Газовые лазеры / Под ред. Р.И. Солодухина и В.П. Чеботарева. - Новосибирск: Наука, 1977. - 360с.
111. Быстродействующий генератор высоковольтных импульсов с малыми весогабаритными характеристиками / Н.М. Евсеев, О.А. Журавлев,

- А.Л. Муркин и др. - Куйбышевск. авиац. ин-т. - Куйбышев, 1985. - 3с. Деп. в ВИНТИ 10.10.1985, № 6104-В85.
- III. Журавлев О.А., Муркин А.Л. Малогабаритный генератор импульсных напряжений с высоким быстродействием // Приборы и техника эксперимента. - 1987. - № 1. - С. 230.
- II2. Журавлев О.А., Муркин А.Л. Разработка системы электропитания испытательного стенда для широкоапертурных импульсно-периодических ТЕА-лазеров / Куйбышевск. авиац. ин-т. - Куйбышев, 1990. - 15с. Деп. в ВИНТИ 11.10.1990, № 6480-В90.
- II3. Бельков Е.П., Боляев Г.И., Дашук П.Н. Высоковольтный управляемый разрядник с высокой частотой срабатывания // Приборы и техника эксперимента. - 1983. - № 2. - С. 105-108.
- II4. Гейман В.Г., Генкин С.А., Клименко К.А. Особенности формирования самостоятельного объемного разряда в больших межэлектродных промежутках // Журнал технической физики. - 1985. - Т.55, № 12. - С. 2347-2353.
- II5. Болотин И.Б., Эйдель Л.З. Измерения в переходных режимах короткого замыкания. - Л.: Энергия, 1981. - 192с.
- II6. Вишинский С.А., Кулаков В.И., Твердов Ю.А. Коаксиальный шунт // Приборы и техника эксперимента. - 1981. - № 1. - С. 264.
- II7. Шорин В.П., Журавлев О.А., Мустафина Л.Т. Голографические исследования нестационарных течений газа при импульсном разряде // Применение лазерной техники в авиастроении: Межвуз. сб. науч. тр. - Куйбышев: Куйбышевск. авиац. ин-т, 1987. - С. 3-7.
- II8. Журавлев О.А., Муркин А.Л. Система синхронизации для исследования нестационарных газодинамических процессов импульсного разряда // Тез. докл. Всес. семинара "Физика быстропротекающих плазменных процессов". - Гродно, 1986. - С. 70.
- II9. Муркин А.Л. Системы синхронизации при пассивной модуляции добротности лазерного излучения // Применение лазерной техники в авиастроении: Межвуз. сб. науч. тр. - Куйбышев: Куйбышевск. авиац. ин-т, 1987. - С. 82-86.
- II20. Газодинамические процессы в быстропроточном  $\text{CO}_2$ -лазере / С.А. Губубев, А.С. Ковалев, Н.В. Михайлова и др. // Доклады АН СССР. - 1975. - Т.225, № 6. - С. 1300-1303.
- II21. Импульсный  $\text{CO}_2$ -лазер, работающий с высокой частотой повторения импульсов / В.Ю. Баранов, Г.М. Клепач, Д.Д. Малета и др. // Теплофизика высоких температур. - 1977. - Т.15, № 5. - С. 972-976.
- II22. К обоснованию выбора первичного преобразователя динамического

- давления для экспериментальных исследований в импульсных газовых лазерах / Н.Д. Быстров, О.А. Журавлев, Н.Г. Евменчиков и др. - Куйбышевск. авиац. ин-т. - Куйбышев, 1989. - 15с. Деп. в "Информприбор" 26.10.89, № 4755-Пр.89.
121. Загорельский В.И., Столович Н.Н., Фомин Н.А. Импульсный пьезоэлектрический датчик с согласующим усилителем для измерения быстротеменяющихся давлений // Инженерно-физический журнал. - 1982. - Т. 42, № 2. - С. 303-306.
122. Журавлев О.А., Кислицев А.В., Муркин А.Л. Исследование вольт-амперных характеристик плазменного электрода / Куйбышевск. авиац. ин-т. - Куйбышев, 1989. - 8с. Деп. в "Информприбор" 10.02.89, № 4525-Пр.89.
123. Калыцкий И.Н., Сафронов В.И., Алексеева Т.И. Оптимальные процессы разряда емкостных накопителей // Электронная обработка материалов. - 1976. - № 6. - С. 54-57.
124. Полищук Д.Н., Романенко И.Н. О согласовании параметров разрядного  $RLC$ - контура и импульсной дуги в газе // Электричество. - 1979. - № 12. - С. 24-28.
125. Журавлев О.А., Кислицев А.В., Муркин А.Л. Исследование переходных процессов в электрических цепях системы энергоклада разрядной камеры атмосферного давления / Куйбышевск. авиац. ин-т. - Куйбышев, 1989. - 10с. Деп. в ВИНТИ 10.08.89. № 4073-В89.
126. Журавлев О.А., Муркин А.Л., Федосов А.И. Осциллографические исследования скользящего разряда / Куйбышевск. авиац. ин-т. - Куйбышев, 1989. - 29с. Деп. в ВИНТИ 20.11.89. № 6966-В89.
127. Бахвалов Н.С., Жидков Н.П., Кобельков Г.М. Численные методы. - М.: Наука, 1987. - 598с.
128. Романенко И.Н. Осциллографические исследования канала импульсного разряда в гелии при высоких давлениях // Журнал технической физики. - 1966. - Т. 36, № 7. - С. 1171-1174.
129. Калантаров П.Л., Цейтлин Л.А. Расчет индуктивностей. - Л.: Энергия, 1970. - 415с.
130. Басов Н.Г., Борович Б.П., Зуев В.С. Сильноточный разряд в газах // Журнал технической физики. - 1970. - Т. 40, № 3. - С. 516-522 и № 4. - С. 805-813.
131. Андреев С.И., Орлов Б.Н. К теории развития искрового разряда // Журнал технической физики. - 1965. - Т. 35, № 8. - С. 1411-1418.
132. Грасси Н., Скотт Дж. Деструкция и стабилизация полимеров. - М.: Мир, 1988. - 446с.

- I35. Русанов В.Д., Фридман А.А. Физика химически активной плазмы. - М.: Наука, 1984. - 405с.
- I36. Савичев В.В. К расчету скорости уноса массы диэлектрика в импульсном разряде // Вопросы физики низкотемпературной плазмы. - Минск: Наука и техника, 1970. - С. 287-291.
- I37. Полежаев Ю.В., Тлесщежев В.А., Страхов В.Л. Исследование поведения композиционных материалов в условиях совместного воздействия радиационно-конвективных тепловых потоков // Теплофизика высоких температур. - 1989. - Т.27, № 2. - С. 341-346.
- I38. Журавлев О.А. Исследование процессов разрушения диэлектрической подложки многоканального скользящего разряда // Применение лазерной техники в авиационной технике. - Межвуз. сб. науч. тр. - Самара: Самарск. авиац. ин-т. - 1991. - С. 6-12.
- I39. Григорьянц А.Г., Соколов А.А. Лазерная обработка неметаллических материалов. - М.: Высшая школа, 1988. - 191с.
- I40. Рыкалин Н.Н., Углов А.А., Кокора А.Н. Лазерная и электронно-лучевая обработка материалов. - М.: Машиностроение, 1985. - 496с.
- I41. Андреев С.И., Новикова Г.И. О роли взрывных процессов на катоде при пробое газоразрядного промежутка в условиях высокого перенапряжения // Журнал технической физики. - 1980. - Т.50, № 3. - С. 530-539.
- I42. Бархударов Э.М., Мдивнишвили М.О., Тактакишвили М.И. Искровой скользящий разряд как источник возбуждения ударных волн // Тез. докл. III Всес. конф. по физике газового разряда. - Киев, 1986. - С. 18-19.
- I43. Нестеренко А.А. Плавно перестраиваемый по частоте CO<sub>2</sub>-лазер высокого давления с плазменным катодом: Автореф. дис.... канд. физ.-мат. наук. - М., 1987. - 27с.
- I44. Авдненко А.А., Малев М.Д. Поверхностный пробой твердых диэлектриков в вакууме. Механизм поверхностного пробоя // Журнал технической физики. - 1987. - Т.47, № 8. - С. 1703-1711.
- I45. Быстров Н.Д., Журавлев О.А. Экспериментальное исследование ударных волн, генерируемых плазмодистовым электродом / Самарск. авиац. ин-т. - Самара, 1991. - 14с. Деп. в ВИНТИ 25.07.91. № 3197-В91.
- I46. Коробейников В.П. Задачи теории точечного взрыва. - М.: Наука, 1985. - 400с.
- I47. Великин А.А., Канатенко М.А., Подмошенский И.В. Управление устойчивостью объемного разряда с помощью анизотропно-резистивных

- электродов // Тез. докл. Ш Всес. конф. по физике газового разряда. - Киев, 1986. - С. 315-317.
148. Исследование устойчивости импульсного объемного разряда в  $\text{CO}_2$ -смеси атмосферного давления / О.А. Журавлев, А.В. Кислицев, А.Л. Муркин и др. - Куйбышевск. авиац. ин-т. - Куйбышев, 1988. - 16с. Деп. в ВИНИТИ 26.07.88. № 6002-В88.
149. Журавлев О.А., Муркин А.Л., Решетов В.А. Исследование устойчивости импульсного объемного разряда с плазменными электродами // Тез. докл. У Всес. конф. по физике газового разряда. - Омск, 1990. - С. 91-92.
150. Волгов В.А. Детали и узлы радиоэлектронной аппаратуры. - М.: Энергия, 1977. - 656с.
151. Велихов Е.П., Письменный В.Д., Рахимов А.Т. Основные виды контракции объемных разрядов // Успехи физических наук. - 1977. - Т.122, № 3. - С. 419-448.
152. Журавлев О.А., Муркин А.Л., Решетов В.А. Распределение энерго-вклада по поверхности плазменного электрода / Куйбышевск. авиац. ин-т. - Куйбышев, 1989. - 15с. Деп. в ВИНИТИ 28.03.89. № 1976-В89.
153. Баранов В.Ю., Петрушевич Ю.В., Смаковский Ю.Б. Теоретические и экспериментальные исследования импульсного разряда в газах // Квантовая электроника. - 1979. - Т.6, № 12. - С. 2552-2560.
154.  $\text{CO}_2$ -лазеры атмосферного и сверхатмосферного давления с самостоятельным разрядом / Д.А. Горячкин, В.М. Иртуганов, В.П. Калинин и др. // Известия АН СССР. Серия физическая. - 1982. - Т.46, №10. - С. 1877-1885.
155. Браун С. Электромагнитные процессы в плазме газового разряда. - М.: Атомиздат, 1961. - 270с.
156. Тихонов А.Н., Самарский А.А. Уравнения математической физики. - М.: Наука, 1977. - 735с.
157. Кислицев А.В., Шлыкова М.П. Эрозия непрозрачных пластин под действием излучения скользящего разряда // Изв. вузов. Энергетика. - 1989. - № 9. - С. 62-64.
158. Журавлев О.А., Шлыкова М.П., Яббаров Н.Г. Температурный режим диэлектрической подложки плазмостового электрода ТЕА  $\text{CO}_2$ -лазера // Изв. вузов. Энергетика. - 1991. - № 2. - С. 44-48.
159. Энциклопедия полимеров. Т.1-3. - М.: Советская энциклопедия, 1976.
160. Роговцев П.Н. Поверхностный разогрев твердого тела излучением

плотной газоразрядной плазмы // Журнал прикладной спектроскопии - 1989. - Т.12, № 5. - С. 798-801.

161. Быстров Н.Д., Журавлев О.А., Кравцов А.И. Исследование газодинамической реакции среды на энерговклад, осуществляемый скользящим разрядом / Куйбышевск. авиац. ин-т. - Куйбышев, 1990. - Юс. Деп. в ВИНИТИ 11.05.90. № 2533-В90.
162. Затухание ударной волны в газовой среде  $\text{CO}_2$ -лазера / Н.Д. Быстров, Н.М. Евсеев, О.А. Журавлев и др. - Куйбышевск. авиац. ин-т, - Куйбышев, 1985. - 7с. Деп. в ВИНИТИ 12.12.85. № 8559-В85.
163. Велихов Е.П., Баранов В.Ю., Летохов Б.С. Импульсные  $\text{CO}_2$ -лазеры и их применение для разделения изотопов. - М.: Наука, 1983. - 304с.
164. Численное исследование импульсного вклада энергии в газовый поток с учетом формы импульса и вязкости газа / Н.Д. Быстров, О.А. Журавлев, А.В. Киселецов и др. - Куйбышевск. авиац. ин-т. - Куйбышев, 1987. - 18с. Деп. в ВИНИТИ 02.04.87. № 2388-В87.
165. Численное исследование неоднородности импульсного вклада энергии в газовый поток / Н.Д. Быстров, О.А. Журавлев, А.И. Кравцов и др. - Куйбышевск. авиац. ин-т. - Куйбышев, 1987. - 17с. Деп. в ВИНИТИ 15.12.87. № 8778-В87.
166. Численное моделирование газодинамических процессов при импульсном вкладе энергии / О.А. Журавлев, А.В. Киселецов, А.И. Кравцов и др. - Куйбышевск. авиац. ин-т. - Куйбышев, 1989. - 19с. Деп. в ВИНИТИ 28.03.89. № 1978-В89.
167. Нестационарные взаимодействия ударных и детонационных волн в газе / Г.В. Баженов, Л.Т. Гвоздева, Ю.П. Лагунов и др. - М.: Наука, 1986. - 206с.
168. Методика поверочного расчета замкнутого газодинамического контура / Н.Д. Быстров, О.А. Журавлев, А.В. Киселецов и др. - Куйбышевск. авиац. ин-т. - Куйбышев, 1989. - 16с. Деп. в ВИНИТИ 11.05.89. № 3034-В89.
169. Савельев И.Б. Курс физики. Т.1: Механика. Молекулярная физика. - М.: Наука, 1989. - 352с.
170. Использование мягкого рентгеновского излучения наносекундного скользящего разряда в системах предионизации / П.Н. Дашук, С.Л. Кулаков, А.А. Кучинский и др. // Журнал технической физики. - 1987. - Т.57, № 11. - С. 50-57.
171. Бродская Б.Х. Развитие импульсных разрядов на границе газ - водный электролит и оценка их воздействия на химические и биоло-

- гические системы // Химия высоких энергий. - 1982. - Т.16, № 5. - С. 458-464.
2. Токарев А.В., Энгельшт В.С. Импульсная корона по поверхности воды // Тез. докл. У Всес. конф. по физике газового разряда. - Омск, 1990. - С. 202-203.
3. Коршак В.В., Русанов А.Л. В поисках термостойких полимеров // Наука в СССР. - 1988. - № 1. - С. 28-42.
4. Чанг Т. Улучшение профиля электродов, применяемых для создания однородного поля в лазерах с поперечным разрядом и других высоковольтных устройствах // Приборы для научных исследований. - 1973. - Т.44, № 4. - С. 44-46.
5. Упруго-демпфирующие материалы и конструкции // Сб. докл. 2-ой научно-техн. конф. - Куйбышев: Куйбышевск. авиац. ин-т. - 1975. - 130с.

# О Г Л А В Л Е Н И Е

ПРЕДИСЛОВИЕ .....	3
В В Е Д Е Н И Е .....	6
I. МНОГОКАНАЛЬНЫЙ СКОльзяЩИЙ РАЗРЯД И УСЛОВИЯ ПРИМЕНЕНИЯ ЕГО В КАЧЕСТВЕ ПЛАЗМЕННОГО ЭЛЕКТРОДА .....	II
I.1. Экспериментально-теоретическое описание процессов развития многоканального скользящего разряда .....	12
I.2. Условия формирования импульсных плазмолистовых электродов .....	27
I.3. Закономерности формирования импульсно- периодических плазменных электродов .....	34
2. СТЕНДОВЫЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ, РАЗРЯДНЫЕ КАМЕРЫ, СИСТЕМА ДИАГНОСТИКИ .....	48
2.1. Малоразмерная разрядная камера с моноимпульсным энерговкладом .....	47
2.2. Полноразмерная разрядная камера с моноимпульсным энерговкладом .....	49
2.3. Энергетические системы испытательного стенда, полноразмерная разрядная камера с импульсно- периодическим режимом энерговклада .....	50
2.4. Система диагностики .....	55
3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ФОРМИРОВАНИЯ ПЛАЗМЕННЫХ ЭЛЕКТРОДОВ .....	60
3.1. Исследование вольт- и ампер-секундных характеристик плазменных электродов и разрядных камер на их основе .....	60
3.1.1. Вольт- и ампер-секундные характеристики моноимпульсного плазменного электрода .....	60
3.1.2. Вольт- и ампер-секундные характеристики плазменного электрода в проточной разрядной камере .....	62

3.1.3.	Исследование условий формирования основного объемного разряда в остаточной воздушной среде малоразмерной камеры .....	68
3.1.4.	Определение границ устойчивости импульсного основного объемного разряда с плазмолистопными электродами .....	70
3.2.	Исследование остаточных газодинамических процессов, возбуждаемых плазменным листом .....	74
3.2.1.	Нестационарная газодинамика в разрядном промежутке малоразмерной камеры .....	74
3.2.2.	Экспериментальное исследование ударных волн, генерируемых плазмолистопным электродом .....	78
3.2.3.	К механизму поверхностного разрушения стеклотекстолитовой подложки многоканального скользящего разряда в моноимпульсном и частотном режимах энерговклада .....	81
4.	МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ВОЗДЕЙСТВИЯ ПЛАЗМОЛИСТОВЫХ ЭЛЕКТРОДОВ НА СРЕДЫ В РАЗРЯДНЫХ КАМЕРАХ ТЕА-ЛАЗЕРОВ .....	86
4.1.	Численное моделирование температурного режима диэлектрической подложки скользящего разряда .....	86
4.2.	Методика оценки уровня энерговклада и температуры газа на поверхности подложки плазмолистопного электрода в импульсе осевого разряда .....	90
4.3.	Численное моделирование газодинамических процессов в разрядной камере и замкнутом контуре испытательного стенда .....	95
4.3.1.	Методика поверочного расчета газодинамического контура испытательного стенда .....	96
5.	КОНСТРУКТИВНЫЕ МЕТОДЫ И СРЕДСТВА ПОВЫШЕНИЯ ЭКСПЛУАТАЦИОННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ПЛАЗМЕННЫХ ЭЛЕКТРОДОВ .....	106

5.1. Плазмостовой электрод с капиллярно-пористой диэлектрической подложкой .....	106
5.2. Электродная система с движущимся диэлектрическим слоем .....	108
5.3. Плазмостовой электрод с жидкостным диэлектрическим слоем .....	109
5.4. Плазмостовой электрод с диэлектрическим слоем на цилиндрическом роторе .....	111
5.5. Демпфирующий электрод с регулируемым профилем рабочей поверхности .....	114
В Ы В О Д Ы .....	117
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ .....	121

Шорин Владимир Павлович  
Журавлев Олег Анатольевич  
Некрасов Вадим Владиславович

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ФОРМИРОВАНИЯ ПЛАЗМЕННЫХ  
ЭЛЕКТРОДОВ ИМПУЛЬСНЫХ И ИМПУЛЬСНО-ПЕРИОДИЧЕСКИХ  
СО<sub>2</sub>-ЛАЗЕРОВ АТМОСФЕРНОГО ДАВЛЕНИЯ

Научное издание

Редактор Н.С. Куприянова  
Техн. редактор Г.А. Усачева  
Корректор Т.И. Щелоква  
Лицензия № 040545 от 16.II.92 г.

5.1. Плазмолистовой электрод с капиллярно-пористой диэлектрической подложкой .....	
5.2. Электродная система с движущимся диэлектрическим слоем .....	
5.3. Плазмолистовой электрод с жидкостным диэлектрическим слоем .....	
5.4. Плазмолистовой электрод с диэлектрическим слоем на цилиндрическом роторе .....	
5.5. Демпфирующий электрод с регулируемым профилем рабочей поверхности .....	
В Ы В О Д Ы .....	
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ .....	

Шорин Владимир Павлович  
Журавлев Олег Анатольевич  
Некрасов Вадим Владиславович

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ФОРМИРОВАНИЯ ПЛАЗМЕННЫХ  
ЭЛЕКТРОДОВ ИМПУЛЬСНЫХ И ИМПУЛЬСНО-ПЕРИОДИЧЕСКИХ  
СО<sub>2</sub>-ЛАЗЕРОВ АТМОСФЕРНОГО ДАВЛЕНИЯ

Научное издание

Редактор Н.С.Купринова  
Техн. редактор Г.А.Усачева  
Корректор Т.И.Щелокова  
Лицензия № 040545 от 16.11.92 г.

Подписано в печать 4.08.97. Формат 60 x 90 1/16. Бумага белая.  
Печать офсетная. Усл. печ. л. 8,13. Усл. кр.-отг. 8,25. Ус.-изд.л.  
8,75. Тираж 200 экз. Заказ № 1194 ИИЦ "САМЕКО"