

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

ГОСУДАРСТВЕННОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО
ПРОФЕССИОНАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ
«САМАРСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ АЭРОКОСМИЧЕСКИЙ
УНИВЕРСИТЕТ ИМЕНИ АКАДЕМИКА С.П. КОРОЛЕВА»

О.А.ЖУРАВЛЕВ, А.В. ИВЧЕНКО, И.А. БАКУЛИН,
А.Ю. СТРЕЛЬНИКОВ

БАРЬЕРНАЯ КОРОНА ПОСТОЯННОГО ТОКА: ПРОЦЕССЫ ФОРМИРОВАНИЯ И ПРИМЕРЫ ПРИМЕНЕНИЯ

Под редакцией академика РАН
В.П. Шорина

САМАРА 2010

Рецензенты: доктор технических наук, профессор В.И. Богданович
кандидат физ.-мат. наук, доцент Х.Д. Ламажапов

Барьерная корона постоянного тока: процессы формирования и примеры применения / О.А. Журавлев, А.В. Ивченко, И.А. Бакулин, А.Ю. Стрельников; Под редакцией В.П. Шорина. – Самара: Самар. гос. аэрокосм. ун-т, 2010. 184 с.

ISBN 978-5-93424-512-3

В монографии представлены результаты исследования физических процессов формирования распределенных структур неравновесного газового разряда, возбуждаемого отрицательной короной в воздушном зазоре с неподвижным и движущимся диэлектрическими барьерами.

Исследования базируются на данных зондовых измерений распределения потенциала зарядовых структур, результатах изучения динамических электрограмм зарядовых рельефов, а также анализа видоизменений картин свечения барьерно-стабилизированных объемного и поверхностного разрядов. Важная роль отводится анализу ВАХ разряда.

Представлены результаты аналитических методов расчета распределений электрического поля формируемых зарядовых рельефов с выделением роли поляризационных и индукционных эффектов, а также развитием моделей идеального потенциального электрода и поверхностной волны зарядов затухающего коронного разряда. Кроме этого, разработана математическая модель механизма саморегулирования ширины рабочего промежутка. Предложена экспериментально-теоретическая модель механизма формирования однородного поверхностного разряда на подвижном электроде с диэлектрическим покрытием.

Разработаны принципы построения и условия применения проточных газоразрядных камер с повышенными эксплуатационными параметрами. Приведены примеры разрабатываемых технологий, а также рассмотрены характеристики созданных экспериментальных моделей электротехнологических и электрофизических устройств для медицины, экологии, сельского хозяйства и машиностроения.

Для научных работников, инженеров-исследователей и технологов. Может быть полезна для аспирантов и студентов, специализирующихся в таких областях как электрофизика, физика предпробойных и газоразрядных процессов, техника физического эксперимента, физика приборов, а также технология плазменной обработки материалов.

Монография подготовлена и издана при поддержке Губернского гранта в области науки и техники.

ISBN 978-5-93424-512-3

© Самарский научный центр
Российской академии наук, 2010
© Самарский государственный
Аэрокосмический университет, 2010

ВВЕДЕНИЕ	5
1. СОСТОЯНИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ОТРИЦАТЕЛЬНОЙ КОРОНЫ В ВОЗДУШНОМ ПРОМЕЖУТКЕ С ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИМ БАРЬЕРОМ И АНАЛИЗА ФОРМИРУЕМЫХ ЗАРЯДОВЫХ СТРУКТУР	15
1.1. Результаты зондовых измерений распределения остаточных зарядо- вых рельефов на диэлектрике в поле острых коротропов	21
1.2. Математическое моделирование распределения эффективной плотно- сти поверхностных зарядов на неподвижном и движущемся диэлектриках, а также связанных с ними электрических полей	25
1.2.1. Описание структуры эффективной плотности поверхностного заря- да на неподвижном диэлектрике и связанного с ним электрического поля ...	26
1.2.2. Расчет распределений электрических зарядов на движущейся ди- электрической ленте	31
1.3. Выводы и задачи исследований	39
2. ФОРМИРОВАНИЕ СТАБИЛИЗИРУЮЩИХ ГАЗОВЫЙ РАЗРЯД ПО- ТЕНЦИАЛЬНЫХ РЕЛЬЕФОВ И ПРОВОДЯЩИХ СЛОЕВ НА ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПОДЛЮЖКЕ В ЗАЗОРЕ С УНИПОЛЯРНЫМ ОСТРИЙНЫМ ЭЛЕКТРОДОМ	41
2.1. Результаты исследования процессов формирования зарядовых релье- фов в поле униполярной барьерной короны	45
2.1.1. Экспериментальное моделирование радиально-симметричных заря- довых структур в поле игольчатого коротрона	46
2.2. Анализ режимов записи динамических электрограмм в поле барьер- ной короны с игольчатым электродом	52
2.2.1. Интегральные уравнения поля зарядового пятна на диэлектрической подложке с заземленным экраном	52
2.2.2. Расчет электрического поля по заданным распределениям потенциа- ла	56
2.3. Качественные модели приборьерных проводящих слоев и однородных форм поверхностного разряда	60
2.4. К механизму формирования однородного поверхностного разряда на диэлектрической подложке в резконеоднородном поле игольчатого коро- трона	67
2.5. Разработка модели поверхностной волны зарядов затухающего ко- ронного разряда	77
2.6. Выводы	83
3. ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ФОРМИРОВАНИЯ БАРЬЕРНОЙ КОРОНЫ ПОСТОЯННОГО ТОКА В ВОЗДУШНОМ ПРОМЕЖУТКЕ С ПОДВИЖНЫМ ЭЛЕКТРОДОМ	85

3.1. Разработка и исследование характеристик электродной системы возбуждения барьерной короны постоянного тока.....	85
3.2. Визуализация динамических картин взаимодействия барьерной короны с формируемыми на движущейся диэлектрической подложке потенциальным барьером и поверхностным разрядом.....	94
3.3. Экспериментальное моделирование приповерхностных электроразрядных структур на подвижном электроде в поле барьерной короны с игольчатым электродом.....	102
3.4. Моделирование динамического процесса выноса основания барьерной короны из промежутка с подвижным электродом.....	109
3.5. Исследование процессов возбуждения и механизма формирования однородного поверхностного разряда на подвижном электроде с диэлектрическим покрытием.....	116
3.6. К численной модели однородного поверхностного разряда.....	126
3.7. Выводы.....	129
4. ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ И ЭЛЕКТРОТЕХНОЛОГИЧЕСКИЕ УСТРОЙСТВА НА ОСНОВЕ БАРЬЕРНОЙ КОРОНЫ ПОСТОЯННОГО ТОКА.....	131
4.1. Электротехнологические устройства для обработки материалов и сред.....	132
4.1.1. Применение барьерной короны для обезжиривания, очистки и травления металлов.....	132
4.1.2. Электроразрядная модификация поверхности полупроводников и диэлектриков.....	135
4.1.3. Устройства для предпосевной обработки семян колосовых культур..	138
4.1.4. Устройства для обработки газа в электрическом разряде.....	141
4.1.5. Разработка генераторов с высокой концентрацией озона для обработки жидких сред, биотканей и семян растений.....	149
4.2. К разработке модели газовых лазеров на основе барьерной короны постоянного тока.....	155
4.3. К вопросу о применении барьерной короны постоянного тока в плазменной аэродинамике.....	160
4.3.1. Способ применения барьерной короны постоянного тока для экспериментального моделирования динамических процессов формирования и взаимодействия волновых зарядовых рельефов.....	161
4.4. Выводы.....	165
ЗАКЛЮЧЕНИЕ.....	167
СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ.....	170
ПРИЛОЖЕНИЕ.....	183

В последнее время все большее применение в экологии, промышленном производстве, медицине находят электроразрядные (газоразрядные) технологии. Это подтверждается тем, что создаваемые в газовом разряде факторы и механизмы воздействия на материалы, водовоздушные среды и биоткани (потoki заряженных и возбужденных частиц, УФ-излучение, плазмохимические процессы) составляют основу так называемых электронно-ионно-плазменных технологий, выделявшихся Миннауки России в 90х годах в состав 15 критических технологий федерального уровня /41/. Следует отметить, что технологии, относящиеся к биологии и медицине, определяют сегодня стратегически важные для России проекты социально-экономического, промышленного и научно-технического развития. Отсюда следует, что разработка и создание высокоэффективных электротехнологических (ЭТ) устройств является актуальной задачей.

Другое актуальное направление применения газовых разрядов составляют создаваемые на их основе электрофизические (ЭФ) устройства и, в частности, системы возбуждения рабочих камер газовых лазеров атмосферного давления (в основном CO_2 и эксимерных), где проблемным является получение высокоэнергетического самостоятельного объемного разряда в газовых потоках атмосферного давления /52, 125, 150/.

Существенное различие функций, выполняемых неравновесной плазмой в выделенных ЭФ и ЭТ устройствах, определяет требования к типу получаемого газового разряда, условиям его возбуждения, режимам горения.

Наибольшую историю применения в указанных устройствах получили различные формы коронного разряда (КР). Однако, если в ЭТ устройствах плазма КР и сопутствующие ей факторы определяют функциональное назначение той или иной разработки, то в рабочих камерах газовых лазеров атмосферного давления (ТЕА-лазерах) КР может выполнять только вспомогательную роль, связанную с предварительной ионизацией рабочей среды, как непременного условия для получения однородного энерговклада в основной разряд /52/. Это обусловлено принципиальным недостатком КР – малым уровнем рабочего тока на единицу длины или площади рабочего электрода. Поэтому стоит важная научно-исследовательская проблема, связанная с поиском оптимальных мер стабилизации разряда, затрудняющих переход диффузной фазы в искровую.

Развиваясь в условиях резко неоднородного электрического поля, КР характеризуется многообразием и сложностью физических механизмов /155, 160, 164/. Носители тока рождаются только в непосредственной близости от коронирующего электрода, где имеется сильное поле. Режимы горения зависят от геометрии острейшего электрода, рода газа, уровня перенапряжения $\beta=U/U_3$ (U_3 – напряжение зажигания разряда, U – напряжение на электродах), величины рабочего объема. Они изменяются во времени и отличаются для свободного и замкнутого объема /51/.

По мере повышения степени кривизны рабочей кромки острейшего электрода, уровня перенапряжения и сокращения длительности импульса U возрастает интенсивность генерируемого в разряде УФ-излучения, появляется вероятность получения убегающих электронов в атмосферном воздухе /25/.

В настоящее время отсутствует достаточно полное описание всех особенностей формирования разряда. Принципы современной теории КР в газах были сформулированы в работах Н.А. Капцова /118/ и В.И. Попкова /153/ свыше 50 лет тому назад. Теория исходит из того, что доминирующую роль играют линейные по току разряда I процессы ионизации, которые сосредоточены при этом в узкой области вблизи коронирующего электрода. Вместе с тем исследования последних лет показали, что применимость теории Капцова-Попкова в действительности весьма ограничена /35/. Важнейшая причина этого заключается в том, что в существующей теории не учитываются нелинейные по I процессы.

Одна из нелинейностей обусловлена линейными по концентрации заряженных и возбужденных частиц процессами ионизации, скорости которых, однако, сильно зависят от уровня тока. Типична в этом отношении ситуация, возникающая при больших разрядных токах и сравнительно небольших (~ 10) величинах отношения линейного размера промежутка h к радиусу коронирующего электрода r . Объемный заряд при этом настолько выравнивает поле в разрядном промежутке, что ударная ионизация эффективно протескает во всем объеме газа. Разряд становится как бы промежуточным между коронным и тлеющим, а нарастание I выше некоторого значения сопровождается снижением рабочего напряжения U .

Недостаток экспериментальных данных затрудняет построение физических моделей КР и количественное описание процессов. Особые трудности при численном моделировании КР возникают, когда требуется перейти от простейшей системы электродов с одномерным электрическим полем типа системы «коаксиальные цилиндры» к получившим широкое распространение нецилиндрическим коронирующим электродам, например в виде ножей, игл, проводов с иглами. Проблемы связаны с неравномерным распределением плотности тока по поверхности электрода, так как объемный заряд здесь внедряется в разрядный промежуток неравномерно. В результате объемный заряд существенно изменяет конфигурацию силовых линий поля /36/.

В настоящее время недостаточно развиты физические средства управления объемным зарядом в промежутке КР. Применявшийся в работах /19, 46/ для исследования растекания тока как в окрестности коронирующего острия, так и в дрейфовой области короны, воздействующий фактор – струя воздуха не имеет достаточной метрологической ценности и требует совмещения с оптическими средствами визуализации области взаимодействия.

Эффективным воздействующим фактором при исследовании процессов в униполярном коронном разряде (УКР) может рассматриваться высокоомная диэлектрическая пленка толщиной d , помещаемая на поверхность заземленного плоского электрода при $d \ll h$, а также $\rho_s > 10^{12}$ Ом и $\rho_v \geq 10^{12}$ Ом·см (где ρ_s и ρ_v , со-

ответственно, удельные поверхностное и объемное сопротивления диэлектрической пленки).

УКР с диэлектрическим барьером на заземленном электроде реализуется в непрерывном режиме при организации движения диэлектрического слоя (электростатические генераторы высокого напряжения, электростатические двигатели, устройства электростатической записи, нейтрализаторы статического электричества). Данный вид разряда по аналогии с /135/ получил название барьерной короны постоянного тока (БКПТ). Такое название вынесено в заголовок рассматриваемой монографии.

Теоретических работ, посвященных влиянию диэлектрика на кинетику осаждения зарядов КР, немного /63, 74, 192, 203/. При построении теории в большинстве случаев используются ставшие традиционными емкостные представления, приводящие к замене разрядного промежутка и электризуемого слоя плоским конденсатором, заполненным несовершенным двухслойным диэлектриком, и не отражающие сложности реальных процессов.

Большой вклад в исследование процессов осаждения зарядов в поле УКР на поверхности неподвижных диэлектрических слоев внесли ученые НИИ механики и физики при Саратовском государственном университете (НИИМФ СГУ) П.М. Герштейн, И.А. Матвеева, В.Л. Грищенко и др. Теоретическое исследование эффекта электростатической индукции /57/ позволило им разработать бесконтактный неразрушающий метод определения остаточных распределений потенциала и плотности зарядов в поле КР с помощью зондовых датчиков пролетного типа /68/.

Однако бесконтактные методы пролетных или вибрирующих зондов имеют низкую разрешающую способность (не более 5...10 шт/мм). Они не позволяют отслеживать особенности преобразований зарядовых рельефов на стационарной подложке в процессе работы УКР и не могут быть применены для исследования закономерностей взаимодействия УКР с зарядовым барьером на движущихся диэлектрических слоях, т.к. вынос диэлектрика из-под коротрона сопровождается перестройкой зарядового рельефа.

По-видимому, впервые прямая визуализация структурных изменений зарядового барьера в УКР с неподвижным диэлектрическим слоем производилась учеными Самарского государственного аэрокосмического университета (СГАУ) на кафедре «Автоматические системы энергетических установок», возглавляемой академиком РАН В.П. Шориным. Это стало возможным благодаря совершенствованию известного электрографического метода записи зарядовых рельефов /8/. Первые результаты структурных изменений на диэлектрическом слое в поле УКР были доложены на VII Всероссийской конференции по физике газового разряда, которая впервые проводилась в 1994 г. в Самаре на базе СГАУ /82/.

Переход от стационарной к движущейся диэлектрической подложке /101/ позволил не только исключить запирающую роль зарядового барьера в основании униполярного коротрона, но и обеспечить усиление ионизационных процессов в объеме за счет изменения распределения напряженности электрического поля E в

дрейфовой области и усиления его на внешней границе зарядовой структуры /161/.

Развитые совместно с учеными Самарского филиала Физического института РАН (СФ ФИРАН) А.П. Заикиным и А.А. Шепеленко физические представления о механизмах перехода УКР в однородные объемный и поверхностный разряды /103, 105, 107, 161/ позволили разработать электроразрядные устройства роторного типа для возбуждения распределенных структур БКПТ в воздухе атмосферного давления /142, 146/, а также заложить основы конструкций ЭТ устройств для очистки прокачиваемого газа /14/.

Следует особо отметить, что до настоящего времени нет работ с детальным анализом процессов в УКР постоянного тока как с неподвижным, так и движущимся диэлектрическими барьерами. Показательным здесь является то, что полученная новая форма однородного газового разряда в остро неоднородном поле короны в /100/ без достаточной аргументации объяснялась как результат перехода от коронного разряда с движущимся диэлектрическим слоем к униполярному барьерному разряду /98/. Однако для барьерного разряда необходимо приближение к плоским протяженным электродам с диэлектрическими барьерами, наличие знакопеременного напряжения и малой ширины рабочего промежутка ($\leq 1 \dots 2$ мм). Такая непоследовательность физической модели разряда не позволила рассмотреть влияние движущегося диэлектрического барьера на механизмы усиления ионизационных процессов в БКПТ, исключила развитие единых физических подходов при изучении полученных форм однородных объемного и поверхностного разрядов в воздухе атмосферного давления.

Требуется дальнейшее обобщение ранее не анализировавшихся особенностей поверхностных зарядовых и объемных ионизационных образований в УКР со стационарными и движущимися диэлектрическими слоями применительно к создаваемым на их основе ЭФ и ЭТ устройствам роторного типа.

Рассмотрим краткую характеристику представленной монографии.

Целью работы является экспериментальное установление и теоретическое описание процессов взаимодействия отрицательной короны в воздухе с формируемыми зарядовыми барьерами на односторонне фольгированных высокоомных диэлектрических слоях, обеспечивающих расширение области ионизационных процессов, возбуждение новых видов газовых разрядов и повышение мощности энерговклада в создаваемых на их основе электрофизических и электротехнических устройствах роторного типа.

В первой главе приведен анализ результатов исследования отрицательной короны в воздушном промежутке со стационарными и движущимися диэлектрическими барьерами, а также формируемых на поверхности диэлектрических слоев зарядовых рельефов.

Среди всего разнообразия газовых разрядов возможностью стабильного горения в атмосфере выделяется коронный разряд. Несмотря на видимое постоянство, разряд горит в электроотрицательных газах (воздух) в периодическом режиме (импульсы Тричела) /160/. Причиной периодического заклинивания тока является на-

копление вблизи от коронирующего электрода на расстоянии ~ 50 мкм отрицательного пространственного заряда, экранирующего поле острия. Из-за этого происходит и значительное увеличение геометрических размеров факела короны.

Традиционная теория коронного разряда Н.А. Капцова и В.И. Полкова применима лишь для классического коронного разряда с геометрией электродов – коаксиальные цилиндры. Для короны на тонких остриях (радиус закругления $r < 0,5$ мм) и промежутков сантиметрового диапазона разработанные математические модели отличаются большой сложностью. На практике существует несколько групп эмпирических формул, предлагаемых разными авторами. В частности, это эмпирические формулы Ю.П. Райзера и распределения И.П. Встрепягина. Проведенный нами сравнительный анализ этих формул показывает достаточную сходимость их результатов.

Традиционный поиск путей повышения мощности коронного разряда постоянного тока позволил Ш.А. Бахтаеву прежде всего выделить роль автоэлектронной эмиссии со сверхтонких проволок диаметром до 50 мкм [32]. Показательно, что в этом случае мы имеем не только мощный поток электронов, но и возрастание линейной плотности тока до 150 мкА/см. Однако неизбежное провисание и колебания микропровода в технологических установках не позволяет стабилизировать газовый разряд.

Наиболее естественным кажется удаление накопленного пространственного заряда из разрядного промежутка.

Продольная прокачка газа со скоростью до 5 м/с, примененная А.В. Дмитриевым, позволяет достигнуть плотности тока до 1500 мкА/см² [1]. В этом случае, хотя и имеется десятикратное увеличение тока, но в определенный момент разряд все равно срывается в искровую фазу.

Поперечная прокачка газа со скоростью до 200 м/с на установке, созданной в Троицком филиале Института ядерных исследований (г. Троицк), позволяет достичь еще более высокого энерговклада за счет существенной перестройки физических процессов [19]. В частности, в межэлектродном пространстве формируется квазистационарная область, обладающая свойствами положительного столба тлеющего разряда. Однако сложность прокачного устройства при малой ширине рабочего промежутка ограничивает практическое применение полученного тлеющего разряда атмосферного давления. Кроме того, этот разряд может являться одной из разновидностей крайне неустойчивого факельного разряда, отличающегося значительным тепловыделением, что в ряде случаев является неприемлемым.

В CO₂-лазерах для предионизации и создания плазменных электродов достаточно давно используется скользящий разряд. В этом случае диэлектрическая подложка играет стабилизирующую роль, не позволяя разряду перейти в искровую фазу. Значительная ионизация газовой смеси производится в этом случае посредством фронта волны развивающегося разряда. Именно использование диэлектрика кажется наиболее эффективным способом увеличения производительности газового разряда.

Математический анализ процесса осаждения зарядов на высокоомный диэлектрик, проведенный ленинградскими учеными (Голиков Ю.К., Серебров Л.А., Уткин К.Г.), показывает, что поляризация диэлектрика перераспределяет заряд в пятне. При этом в центре пятна имеется ярко выраженный «провал», а на периферии имеется полярная «окантовка» противоположного знака. Это приводит к изменению поля в системе. Нормальная составляющая напряженности поля E имеет провал в центре и изменяет знак на периферии. Тангенциальная же составляющая поля E достигает максимума именно на границе пятна.

Экспериментальные исследования, проводимые в КуАИ – СГАУ с помощью разработанного метода электрографической визуализации волновых зарядовых рельефов на тонких диэлектрических слоях, косвенно подтвердили данную модель. На представленных электрограммах ясно видны концентрические кольцевые структуры. В ходе экспериментов были получены различные режимы формирования зарядовых пятен, но механизм процесса оставался невыясненным.

В связи с проблемностью исследования быстропротекающих процессов формирования зарядовых рельефов была предпринята попытка достигнуть стационарного режима горения разряда за счет движущегося диэлектрика.

Следует отметить, что движением диэлектрика в поле БКПТ применительно к производственной задаче нейтрализации заряда на движущихся технологических лентах занимался в Ивановском политехническом институте В.К. Слышалов. Проведенный им математический расчет показал, что движение диэлектрика изменяет форму распределения плотности поверхностного заряда, наносимого на движущуюся ленту. Однако дальнейшая разработка этой теории пока не получила развития.

Работы, выполняемые в СГАУ на движущихся диэлектриках, позволили уже к 1995 г. создать типовую схему установок для получения новых типов разрядов, содержащую протяженные острийные высоковольтный и токосъемный электроды, а также подвижный электрод с диэлектрическим покрытием на заземленном металлическом роторе. Однако, несмотря на получение вольт-амперно-скоростных характеристик, механизм процесса формирования зарядового рельефа оставался невыясненным. Это затрудняло разработку уже создававшихся и получивших применение опытных ЭТ и ЭФ установок роторного типа.

Вторая глава посвящена экспериментально-теоретическому анализу распределений зарядовых структур, формируемых на стационарной диэлектрической подложке в зазоре с униполярным острийным электродом. Следует отметить определяющую роль на данном этапе исследований, принадлежащую доценту кафедры физики СГАУ, кандидату физико-математических наук Александру Ивановичу Федосову. За оказанную помощь в разработке математических моделей, доброжелательность и возможность простого человеческого общения авторы выражают ему (увы, посмертно) свою глубокую благодарность.

Применение электрографического метода для исследования влияния диэлектрического слоя в промежутке коронного разряда позволило визуализировать

процесс формирования зарядового рельефа на поверхности односторонне фольгированного диэлектрика и выделить два основных режима протекания разряда.

В первом случае при ослаблении электрического поля коронирующего электрода за счет увеличения размеров разрядного промежутка при подъеме коротрона наблюдалось плавное растекание волны заряда по подложке. При остановке коротрона наблюдалось формирование концентрической кольцевой зарядовой структуры на диэлектрике в виде окантовки.

Объяснение механизма развития разряда может быть дано на основании разработанной математической модели, учитывающей влияние поляризации диэлектрика. При поднятии коротрона формируется значительный градиент в распределении поверхностного заряда. Это приводит к появлению искажений в распределении электрического поля. Тангенциальная составляющая поля, имеющая максимум на границе пятна, будет вытягивать отрицательный пространственный заряд из приосевой области. Эти заряды будут осаждаться в поле полярной окантовки, существующей на периферии пятна. Расширение пятна приводит к увеличению диаметра полярной «окантовки». При остановке коротрона происходит концентрация зарядов в поле «окантовки», что фиксируется появлением колец на электрограммах.

На основе вышеизложенного можно объяснить экспериментально выделенный импульсно-периодический процесс формирования соосных кольцевых электрографических структур. При повышении напряжения увеличение крутизны в распределении заряда происходит постепенно. Также постепенно усиливаются и искажения электрического поля. В момент, когда индукционный «провал» и полярная «окантовка» имеют максимальные значения, происходит импульс разряда, приводящий к осаждению зарядов в кольцевой области полярной «окантовки». Это, в свою очередь, вызывает перераспределение визуализирующего электрографического порошка.

В подтверждение теоретического обоснования наблюдавшегося непрерывного растекания заряда говорит и построенная нами математическая модель, начальная система уравнений которой связывает процессы во внешней области коронного разряда с поверхностными процессами на подложке. После упрощений и математических преобразований получена зависимость скорости распространения волны зарядов по поверхности диэлектрика от времени и расстояния. Расчет, проведенный с учетом параметров используемой экспериментальной установки, выявил три характерные области значений. В начальный момент времени скорость растекания очень быстро достигает максимума, затем следует быстрый спад. На подавляющей же протяженности экспериментального образца скорость снижается незначительно. Расчетные и экспериментальные процессы распространения волны зарядов имеют соответствие на качественном уровне.

Сделан вывод о том, что в исследуемом случае ионизация разрядного промежутка должна происходить, как и в случае незавершенного поверхностного разряда, за счет фронта волны распространяющегося поверхностного разряда.

Однако использование электрографического метода позволяет анализировать только остаточные структуры. Стационарное горение разряда, необходимое для более полного объяснения протекающих процессов, может быть получено только при движении электрода.

Третья глава описывает исследование характеристик распределенных структур БКПТ на подвижном диэлектрическом слое.

Разработанные в КуАИ – СГАУ трехэлектродные газоразрядные установки для возбуждения БКПТ легли в основу созданной экспериментальной базы. Осциллографические исследования позволили выяснить импульсный характер протекающего разряда. Было изучено влияние конструктивных особенностей на интенсивность газоразрядных процессов. Были исследованы различные диэлектрические материалы, выделена роль толщины диэлектрика, а также оценено влияние скорости движения диэлектрика. Было показано, что при увеличении скорости вращения ротора с нанесенным на него диэлектриком происходит значительный рост тока без увеличения напряжения.

Следующим шагом в развитии экспериментальной базы явилось применение оптического стенда на основе ширен-метода Тейшера. Визуализация тепловых потоков позволила выявить трансформацию области свечения разряда в зависимости от скорости вращения ротора и напряжения на коронирующем электроде.

Было показано, что симметричная картина плазменной области в основании униполярного коронного разряда уже при небольшой скорости вращения подвижного электрода смещается навстречу движущемуся диэлектрику при увеличении напряжения на коротроде. В конечный момент структура разряда принимает вид плазменного листа, расположенного навстречу движению диэлектрика.

Объяснение этому явлению дается на основе формирования зарядового барьера на диэлектрике, препятствующего прямолинейному замыканию разряда и образования полярной окантовки, вытягивающей заряды из приэлектродной области навстречу движущемуся диэлектрику.

Математическое описание протекающих процессов строится также на основе системы уравнений, объединяющей процессы во внешней области коронного разряда с поверхностными процессами на диэлектрике. Анализ результатов показывает на наличие градиента в распределении заряда под электродом, что, в свою очередь, вызывает изменение структуры электрического поля.

Картина развития однородного поверхностного разряда сильно зависит от напряжения на коронирующем электроде. При перенапряжении на уровне 1,5 свечение существует только у кромок высоковольтного и токосъемного электродов. При больших перенапряжениях (≥ 3) плазменная область может занимать все расстояние от токосъемного до высоковольтного электродов. Характерным явлением при значительных перенапряжениях приповерхностных областей диффузного свечения на токосъемном электроде. Здесь темная структура разделяет внешний коридор свечения от основного поля приповерхностной структуры.

Дальнейшие зондовые измерения проводились на разработанной электро-разрядной ячейке, содержащей высоковольтный и токоотсмынный электроды, а также движущийся диэлектрик.

Зондовые измерения распределения потенциала при различных перенапряжениях имеют ярко выраженную ступенчатую структуру. Приведенный анализ показывает на наличие значительного градиента в распределении заряда между электродами.

Проведенные исследования коронного разряда в промежутке с движущимся диэлектриком подтверждают появление структурных изменений электрического поля, вызванных поляризацией диэлектрика. Доказана возможность интенсификации газоразрядных процессов за счет использования электрического поля зарядовых рельефов на подвижном электроде.

Четвертая глава посвящена применению полученных результатов в разработываемых ЭТ и ЭФ устройствах роторного типа.

Исторически первыми были созданы газоразрядные генераторы для бактерицидной и химической очистки воздуха. Далее были созданы роторные генераторы для поверхностной обработки материалов. Нами проведен ряд экспериментов по обработке различных металлов. Исследования, выполненные в заводских лабораториях крупных промышленных предприятий, например ОАО «СПЗ-9», показывают не только наличие эффекта очистки металла, но и увеличения поверхностной твердости материала на 20...40% без видимых искажений поверхности.

Значение поверхностной проводимости обработанных разрядом полупроводников существенно зависит от времени обработки. При этом на поверхности заметны следы привязки заряда.

Исследование бактерицидных и очищающих свойств представленных выше генераторов проводилось совместно с НИИ гигиены и санитарии. Эксперименты показывают значительное снижение числа бактерий в образцах, подвергшихся воздействию обработанного в генераторе воздуха. Кроме того, образующийся при работе генератора озон эффективно разлагает различные вредные примеси, которые могут находиться в воздухе.

Бактерицидные свойства разработанных установок были использованы в медицинских целях. В нескольких стационарах нашего города для наружной газации патологических очагов и барботирования жидких лекарственных средств применялись созданные на основе утиполярного коронного разряда озонотерапевтические установки, показавшие значительную эффективность.

В последнее время в сельском хозяйстве начинает применяться электростимуляция семян и хранение продуктов в озоносодержащей среде. Испытания экспериментальных установок, созданных в СГАУ для этих целей, проводились совместно с кафедрой биологии Самарского госуниверситета. Подтвержден эффект повышения всхожести семян, прошедших озонобработку.

В представленном варианте монографии нашли отражение материалы, полученные авторами в ходе выполнения гранта РФФИ №02-02-17172 «Исследования

ние процессов взаимодействия униполярного коронного разряда с формируемыми зарядовыми барьерами на неподвижных и движущихся диэлектрических слоях». Кроме этого, процессы барьерной короны рассматриваются в сравнении с результатами исследований близких по классификации газовых разрядов, включая барьерную корону переменного тока и диэлектрический поверхностный разряд. Физика данных разрядов получила в последнее время должную разработку в связи с их ключевой ролью в новом направлении исследований – плазменной аэродинамике /205/. Здесь газоразрядные технологии рассматриваются как активные средства управления аэродинамическими характеристиками летательных аппаратов.

1. СОСТОЯНИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ОТРИЦАТЕЛЬНОЙ КОРОНЫ В ВОЗДУШНОМ ПРОМЕЖУТКЕ С ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИМ БАРЬЕРОМ И АНАЛИЗА ФОРМИРУЕМЫХ ЗАРЯДОВЫХ СТРУКТУР

Известно применение униполярного КР (УКР) в аппаратах электронно-ионной технологии (в электросепарации и электропокраске /44, 118/, в коронорядных измерительных приборах /27/, в нейтрализаторах статического электричества /174/, в устройствах электростатической записи информации /63/). Применение УКР в качестве генераторов ионов позволило ученым тогда еще Куйбышевского авиационного института создать новый класс ЭФ устройств – электростатические двигатели /2/.

Известны современные исследования по применению электрического ветра УКР в системе прокачки газа малогабаритных отпаянных ТЕА-лазеров/121/, а также для управления потоком газа в аэродинамике /204/.

Расширение областей применения КР требует поиска путей повышения мощности энергоклада в разряд. Если в линиях электропередач линейная плотность тока разряда $j_c \leq 5$ мкА/см, то в аппаратах электронно-ионной технологии $j_c \leq 20$ мкА/см. Зажигание УКР на тонких и сверхтонких проволоках (микропроводах) диаметром от 10 до 100 мкм позволило поднять удельный ток до $j_c \leq 150$ мкА/см /30/ и разработать на основе УКР ячейку генератора озона /31, 34/.

Важными результатами исследований для отрицательной короны в воздухе здесь можно считать выделение роли автоэлектронной эмиссии с поверхности провода на развитие разряда и подтверждение устойчивости импульсного режима горения короны с самого начала вплоть до искрового пробоя промежутка /32/. Однако наличие провисания микропроводов и возбуждаемые колебания коронирующих электродов снижают надежность работы озонаторов на тонких проводах.

Существенным недостатком озонаторов на КР является также то, что электростатическое поле и ионизационные процессы сосредоточены в области коронирующего электрода. Только в этой области и имеет место наработка озона.

Следующим шагом в увеличении мощности УКР, расширении объема области ионизации и возрастании сфер применения разряда, явились способы, связанные с помещением электродов в газовые потоки.

Известны способы воздействия на области коронирующего острия и дрейфовую скорость ионов, способствующие переходу КР в тлеющий, которые связаны с помещением электродов в газовые потоки с продольной /1/ и поперечной /4/ прокачкой. Показано, что при прокачке воздуха по направлению ориентации положительного острия при скорости потока $v \geq 2-5$ м/с происходит уменьшение крутизны вольт-амперной характеристики (ВАХ) КР, затягивается переход разряда в искровую фазу, обеспечивая возможность десятикратного возрастания неконтролируемого тока.

Широкое распространение в генераторах озона получил УКР с игольчатыми электродами в потоке газа (рис. 1.1) /7/. Однако продольная прокачка воздуха со скоростью $v \leq 10$ м/с не приводила здесь к расширению области ионизационных

процессов и обеспечивала увеличение тока разряда лишь за счет ускорения выноса из промежутка тяжелых ионов типа O_3^- , N_2O^- , NO_3^- /51/.

Более существенная перестройка физических процессов была получена в отрицательной короне при поперечной прокачке воздуха с $v=20-200$ м/с (рис. 1.2). Как показано в /19/, по мере возрастания тока наблюдается переход от коронного разряда (с униполярным отрицательным зарядом в объеме) в тлеющий (рис. 1.3), который характеризуется формированием анодного слоя и возникновением квазинейтральной плазмы в объеме. Полученный стационарный тлеющий разряд в воздухе атмосферного давления (ТРАД) выгодно отличается от классического КР, так как генерация активных частиц: озона, атомов и радикалов (O, OH и HO_2) происходит во всем объеме разряда (рис. 1.4). Достигнутая удельная электрическая мощность, вкладываемая в газ в объеме разряда, составляет $j_s E \approx 150-300$ Вт/см³ (E – напряженность электрического поля), что примерно в 100 раз больше средней по объему величины удельной электрической мощности в барьерном и импульсном коронном разрядах. Это показывает на перспективность применения ТРАД, например, в ЭТ устройствах, обеспечивающих разрушение вредных (SO_2 , NO_x) и дезодорацию дурнопахнущих примесей в потоках отходящих промышленных газов.

Однако ТРАД рассматривается пока как новый физический объект, требующий глубокого изучения. С другой стороны, обеспечение в ЭТ установках с ТРАД скорости прокачки газа на уровне 100 м/с в промежутке с $h=5-10$ мм требует больших энергетических затрат.

Значительное разнообразие представлений о короне как источнике электронов и УФ-излучения внесло использование КР в рабочих камерах газовых лазеров в качестве одного из электродов (в ранних экспериментах с CO_2 -лазерами) и в системах предионизации /28, 45/. Типовые схемы электродных устройств на основе КР приведены на рис. 1.5 /52/. Особенности УФ-излучения стационарного КР в электродной системе с параллельным рядом проволочек ($\varnothing 0,08-0,3$ мм), отстоящих на расстоянии $h=10-25$ мм друг от друга, и сетчатого электрода, рассматривались в /23, 24/.

Известно, что корона существенно уступает по производительности УФ-излучения искровому разряду. Однако она имеет свои достоинства (например, в меньшей степени разлагает рабочую смесь). Это оправдывает дальнейший поиск способов интенсификации ионизационных процессов в КР. Большую роль в повышении эффективности КР и расширении областей его применения сыграло введение в промежуток коронирующего электрода твердого диэлектрика. В /45/ рассматривается схема предионизации в лазере на основе поверхностного коронного разряда (рис. 1.6), который, по сути, является незавершенным скользящим разрядом (НСР) /70, 71, 116, 150/. Приоритет применения НСР как в качестве предионизатора, так и плазменного электрода принадлежит нашей стране /150/. Известны электротехнологические устройства, созданные на основе НСР /11, 12, 199/.

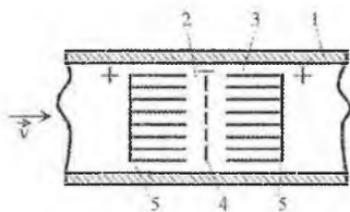


Рис. 1.1. Устройство для озонирования воздуха с продольной прокачкой: 1—воздуховод; 2—озонирующая камера; 3—электроды; 4—металлическая диафрагма; 5—решетка

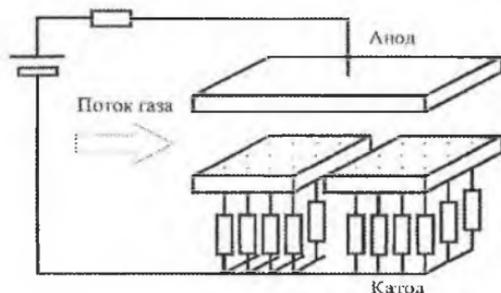


Рис. 1.2. Схема экспериментальной установки для получения разряда в потоке газа с поперечной прокачкой со скоростью $v=20 \dots 200$ м/с

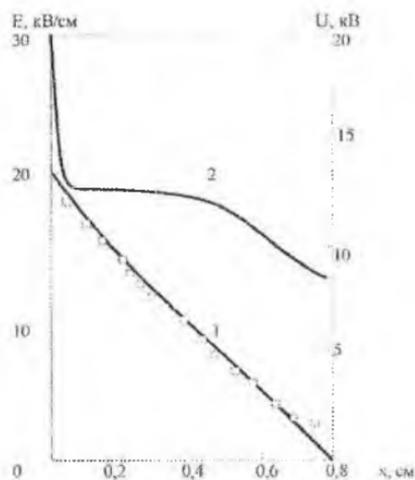


Рис. 1.3. Распределение потенциала (1) и напряженности электрического поля (2) в межэлектродном промежутке

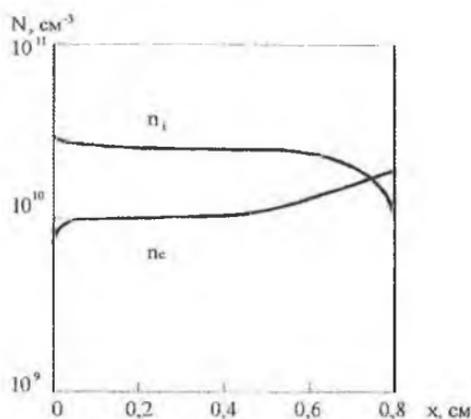


Рис. 1.4. Распределение концентрации заряженных частиц в разрядном промежутке

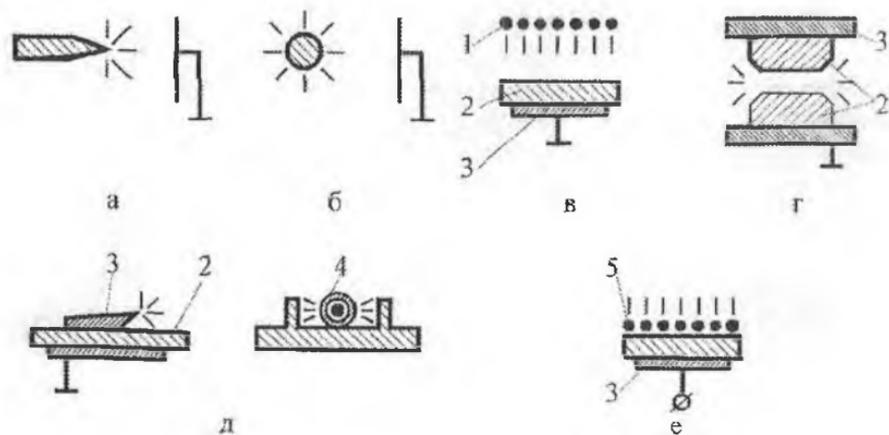


Рис. 1.5. Устройства электродов, применяемых в УФ источниках предионизации с коронным разрядом: а—высоковольтные иглы; б—высоковольтные проволочки; в—диэлектрическая поверхность под электрическим напряжением; 1—поверхности раздела газ-диэлектрик; д—поверхности раздела металл-диэлектрик; е—материалы с внутренним сопротивлением; 1—сетчатый электрод (необязательно заземленный); 2—диэлектрик; 3—высоковольтный электрод; 4—проволочки в диэлектрической трубке, находящиеся под высоким напряжением; 5—заземленный электрод

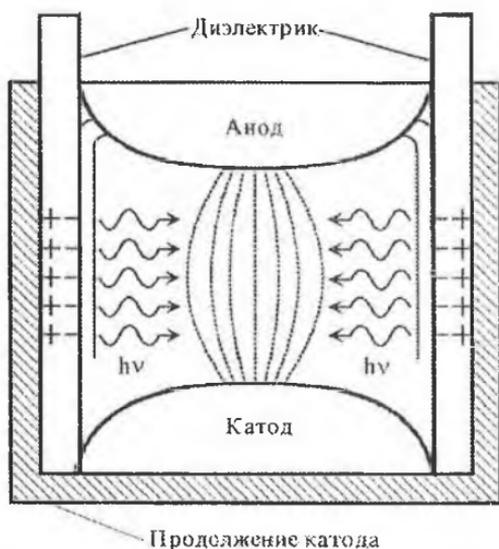


Рис. 1.6. Схематическое представление коронного разряда вдоль диэлектрической стенки и предионизации основного разряда УФ-излучением

НСП образуется между высоковольтным и заземленным электродами, расположенными на поверхности диэлектрического слоя, на обратной стороне которого также устанавливается заземленная пластина (рис. 1.7). Приложенный импульс напряжения dU/dt вследствие наличия емкости между электродами приводит к появлению больших градиентов напряженности электрического поля у высоковольтного электрода [21, 70, 72]. Это вызывает ударную ионизацию вблизи поверхности диэлектрика. При этом токи проводимости, ортогональные поверхности диэлектрика, заряжают распределенную емкость C_d , сосредоточенную между заземленным электродом и плазменным образованием.

Поле поверхностных и объемных зарядов, образующихся вследствие дрейфа электронов в неоднородном электрическом поле и неоднородной ионизации, создает результирующее электрическое поле, имеющее вид уединенной волны. На рис. 1.8 представлена типичная расчетная структура стационарной волны отрицательной полярности в системе формирования скользящего разряда в гелии [127, 166]. Видно, что распределения как продольной $E_n(\xi)$, так и поперечной $E_t(\xi)$ составляющих напряженности поля, представляют собой уединенные волны, а форма распределения концентрации электронов n_e и возбужденных атомов n^* близка к ступенчатой. При этом требуется не только повышение жесткости разрядного контура U/L (L – индуктивность контура) для сокращения времени изменения напряжения на фронте импульса $dU/dt \geq 10^{12}$ В/с, но и увеличения энергетического запаса подложки $\sim C_d U^2/2$ за счет перехода к диэлектрикам малой толщины (т.к. $C_d \sim d^{-1}$, а ток НСП $I \sim d(C_d U)/dt$ [96, 165]).

Электрографическая визуализация волновых структур НСП в [8, 157, 201], позволила установить, что волновой характер продвижения внешней границы зарядового барьера $\sigma(x)$ на подложке сохраняется и при малой скорости возрастания U на ВВЭ ($dU/dt \geq 10^3$ В/с). Впервые была показана ступенчатость и одномоментность (согласованность) продвижения наружной границы зарядовых рельефов поверхностной короны. Однако при малых dU/dt снижалась как величина одиночной подвижки, так и контрастность границы остаточной зарядовой структуры НСП.

Наглядность выявленных в [199] дискретных формирований зарядовых структур НСП была достигнута также в традиционной схеме возбуждения УКР при введении слоя диэлектрика перпендикулярно оси игольчатого электрода [82]. Путем физического моделирования были получены режимы формирования отрицательной короны в воздухе согласованных радиально-однородных подвижек проявляющего порошка с выделением характерных замкнутых структур (рис. 1.9). Однако разработанные здесь качественные представления как о механизмах формирования на подложке приборьерных электропроводящих слоев, так и об условиях периодического возбуждения ограниченных форм поверхностного разряда, пока не получили должного научного обобщения. Необходима более детальная проработка вопросов взаимодействия зарядов отрицательной короны с диэлектрическим слоем на поверхности заземленного электрода с учетом инжекции электронов с микровыступов на коротроне, образованием отрицательного объемного заряда в диэлектрике и вторичной электронной эмиссии при ширине проме-

жутка $h \leq 1$ мм /109, 110/, а также поверхностного осаждения зарядов и пространственного расширения дрейфовой области короны при $h \geq 1$ мм /47, 75, 76, 82, 106, 110, 168/.

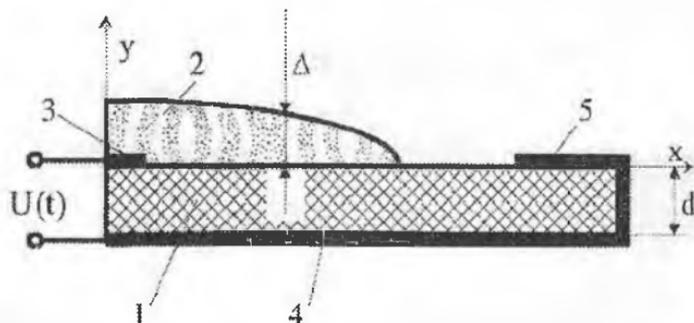


Рис. 1.7. Схематическое представление скользящего разряда по поверхности диэлектрика: 1—диэлектрик; 2—плазма; 3—запускающий электрод; 4—заземленный экран; 5—заземленный электрод, являющийся продолжением экрана; Δ —толщина слоя плазмы; d —толщина диэлектрика

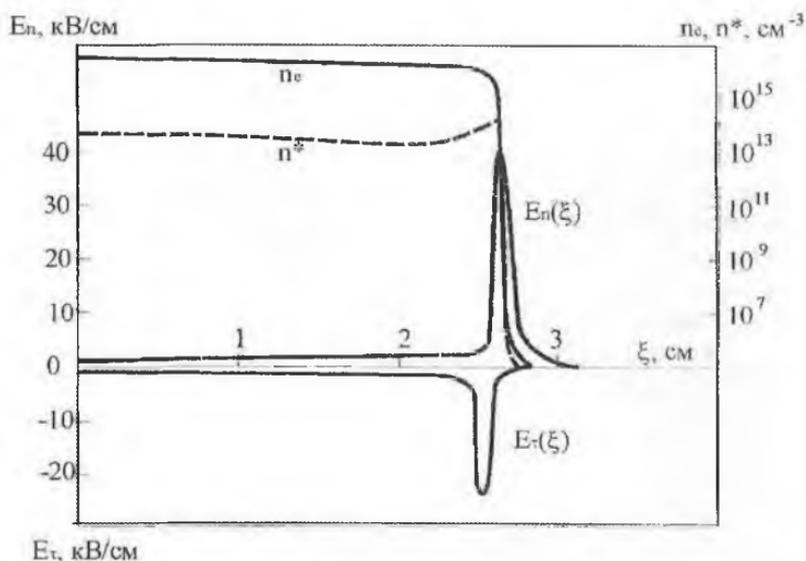
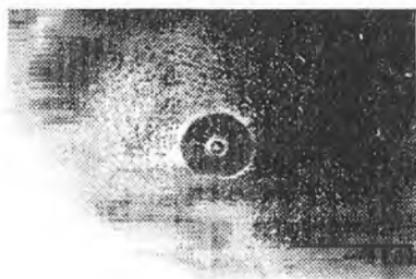
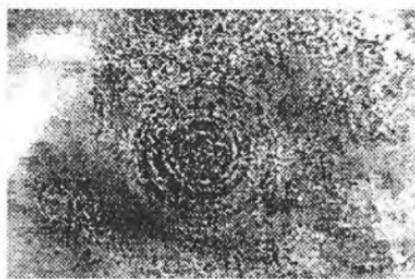


Рис. 1.8. Модель структуры фронта скользящего разряда в гелии при $p=1520$ Торр; $\epsilon=4$; $d=0,5$ мм

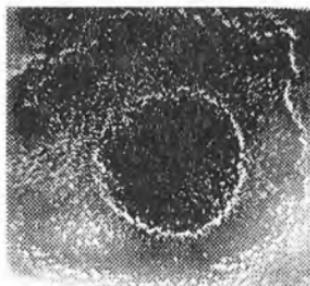
Необходимо дальнейшее исследование процессов преобразования остаточного зарядового барьера $\sigma(r)$ на диэлектрической подложке в поле отрицательной короны в воздухе в поверхностный потенциальный электрод.



а



б



в

Рис. 1.9. Характерный вид остаточных структур зарядовых пятен, полученных в различных режимах формирования: а–зональная структура; б–кольцевая структура; в–вспышечная структура

Данный электрод должен обеспечивать не только ослабление неоднородного поля $E(r)$ в промежутке, но и создавать перераспределение его с возможностью поддержания тока УКР и возбуждением локально-ограниченных форм однородного поверхностного разряда (ОПР). Требуется разработка модели поверхностного идеального электрода, основанная на расчетных методах выделения поляризационных искажений поля поверхностных зарядовых барьеров $\sigma(r)$ /54, 59, 163, 189, 191/ и использовании полярной «окаптовки» и индукционного «провала» в промежутке УКР для усиления поля E на границе структуры и регулирования уровня предионизации приповерхностного слоя газа путем выноса на периферию основания высоковольтного тлеющего разряда, как одной из форм горения отрицательной короны в воздухе /47/.

1.1. Результаты зондовых измерений распределения остаточных зарядовых рельефов на диэлектрике в поле острых коротронов

Большой цикл исследований закономерностей и особенностей формирования на диэлектрических слоях зарядовых рельефов в поле коронных разрядов был

выполнен в НИИ механики и физики при Саратовском государственном университете /22, 56, 57, 65–68/.

Исследования проводились /67/ на слоях из оргстекла и фторопласта толщиной $d=0,5-4$ мм и 10–200 мкм соответственно. Диаметр образцов D менялся от 200 мм до 5 мм. Для электризации использовались игольчатые, одно-, двух-, трёх-, четырёх-, пятиструнные коротроны. Напряжение коронирования U_k менялось в пределах 1,5–15 кВ, время коронирования $t_k=0,1-50$ с, расстояние между коронирующим электродом и слоем $h_k=0,1-25$ мм. Полярность короны была как положительной, так и отрицательной. При исследовании зависимости осаждения заряда от ϵ использовались дополнительно другие диэлектрики. Электризация слоев выполнялась при непрерывном контроле формы распределения заряда по всей поверхности слоя пролетным зондом.

В процессе электризации слоев обратные разряды с поверхности образцов на электроды коротрона при выключении питания последних приводят к искажению зарядового рельефа. В статическом положении коротрона и слоя искажения имеют симметричную форму и наблюдаются в областях с наибольшей плотностью заряда, в случае движения коротрона относительно образца искажения имеют несимметричный характер и зависят от направления движения.

При повторной электризации в случае сохранения условий зарядки U_k, t_k, h_k рельеф σ остается неизменным. При изменении условий, например, увеличении U_k сначала дозаряжаются «провальи», затем «возвышенности», и формируется новый зарядовый рельеф. Аналогичная картина наблюдается при увеличении t_k .

Экспериментально исследованы зависимости плотности осажденного заряда σ от параметров режима коронирования: величины и полярности U_k, t_k, h_k формы, количества и взаимного расположения коронирующих электродов, а также от параметров исследуемого образца: ϵ, d и D .

На рис. 1.10, 1.11 приведены некоторые результаты проведенных исследований, которые дают наглядное представление о процессе развития короны и электризации слоев /57/.

Для иглы и струны с удалением коронирующего электрода от поверхности слоя отмечается резкий рост σ в центре «зарядового пятна» до некоторой максимальной величины с последующим медленным спадом. Расстояние $h_{k \max}$, при котором достигается максимальная величина σ , зависит от t_k , величины U_k , но не его полярности, и не превышает 1–2,5 мм. Эффективный поперечный размер пятна увеличивается значительно с ростом h_k в случае игольчатого коротрона и практически не зависит от h_k в случае струнного. Форма пятна в значительной мере определяется количеством коронирующих электродов, напряжением U_k и временем t_k .

На основе статистической обработки экспериментальных результатов в /67/ для игольчатого коротрона выполнена аппроксимация зависимостей плотности заряда σ от напряжения U_k и времени t_k , расстояния h_k , диэлектрической проницаемости ϵ , толщины d слоя для конечных размеров образца ($D=5-65$ мм).

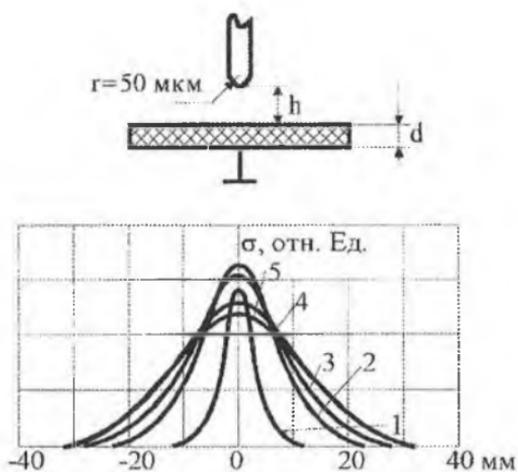


Рис. 1.10. Осциллограммы распределения заряда на поверхности слоя из оргстекла при электризации игольчатым коротроном: $U=10 \text{ кВ}$; $t_k=1 \text{ с}$; $d=2 \text{ мм}$; 1- $h=0,25 \text{ мм}$; 2-1 мм; 3-5 мм; 4-10 мм; 5-20 мм

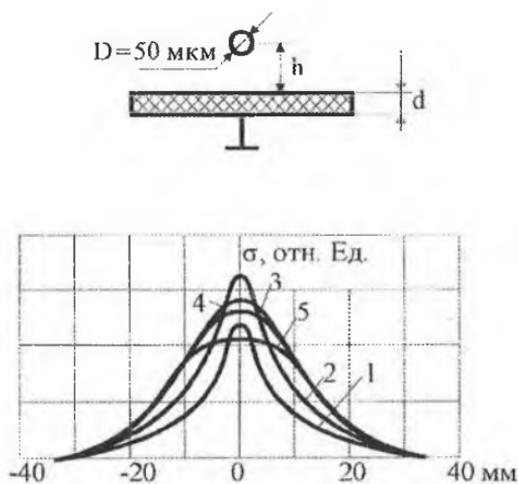


Рис. 1.11. Осциллограммы распределения заряда на поверхности слоя из оргстекла при электризации струнным коротроном: $U=10 \text{ кВ}$; $t_k=1 \text{ с}$; $d=2 \text{ мм}$; 1- $h=0,25 \text{ мм}$; 2-1 мм; 3-5 мм; 4-10 мм; 5-20 мм

Построенная математическая модель описывает осаждение заряда на диэлектрический слой в поле коронного разряда:

$$\sigma_{ц} = \sigma_{ц \max} \frac{h_k(\alpha - h_k)}{bh_k + c} \left(1 + \frac{\tau}{t - t_0}\right)^{-1}, \quad (1.1)$$

$$\text{где } \sigma_{ц \max} = \frac{\epsilon_0 \epsilon}{d}(U_k - U_0); b = \alpha - 2h_{k \max}; \tau = \kappa(U_k - U_0)^{-1}; c = (h_{k \max})^2,$$

$\sigma_{ц}$ – плотность заряда в центре пятна; U_0 – начальное напряжение зажигания короны; $\alpha, \kappa, t_0, h_{k \max}$ – параметры, обусловленные свойствами электризуемой среды и режимами коронирования.

Выбор зависимости $\sigma_{ц}$ от U_k, d и ϵ сделан на основании полученных результатов, хорошо согласующихся с ранее известными данными. Аппроксимация в (1.1) зависимости $\sigma_{ц}/\sigma_{ц \max} = f(h_k)$ в виде дробнорациональной функции предложена на основе сопоставления экспериментальных данных с результатами расчета аппроксимирующей функции. Зависимость $\sigma_{ц}$ от t_k также отличается от предложенных в работе /200/. Аппроксимация экспериментальных кривых с помощью формулы Потенье, описывающей зарядку диэлектрических шариков малого диаметра в поле коронного заряда, наиболее достоверно отражает процесс накопления заряда в «пятне» того же размера /65/.

Для довольно «толстых» слоев 0,03–4 мм при изменении U_k от 2,5 кВ до 15 кВ предложена аппроксимация зависимостей параметров α и $h_{k \max}$, от U_k и D :

$$\frac{\alpha}{h_{k \max}^{cp}} = \frac{2}{27} \left(\frac{U_k}{U_0} + 6,5 \right) \frac{D}{h_{k \max}^{cp}} + 8,4; \quad \frac{h_{k \max}}{h_{k \max}^{cp}} = 0,2 \left(9 - \frac{U_k}{U_0} \right), \quad (1.2)$$

где $h_{k \max}^{cp} = 2,5$ мм достигается при $U_k = 8$ кВ.

Для наблюдаемой в эксперименте зависимости $h_{k \max}$ от d пока не удалось сформулировать закономерность $h_{k \max} = f(d)$. Но для «тонких» слоев ($d=10$ мкм) $h_{k \max}$ смещается в сторону меньших значений и для $d=10$ мкм $h_{k \max} = 0,6-0,8$ мм.

Для аппроксимации $\sigma/\sigma_{ц}$ в «пятне» от координаты $r/r_{эфф}$ предлагается использовать выражение

$$\frac{\sigma}{\sigma_{ц}} = \frac{1}{\left(1 + \left(\frac{r}{r_{эфф}}\right)^n\right)}, \quad (1.3)$$

где $r_{эфф}$ – эффективный радиус зарядового пятна, определяемый на уровне $\sigma/\sigma_{ц}=0,5$. Для малых значений h_k наилучшее приближение обеспечивается при $n=3/2$, для больших значений h_k – при $n=3$.

Основным недостатком приведенных результатов исследований является отсутствие анализа уровня погрешности применяемого метода пролетных зондов при измерении распределений плотности поверхностных зарядов в поле коронного разряда. Необходимость выноса диэлектрического образца из межэлектродного промежутка короны приводит к перестройке зарядового рельефа. Поэтому ре-

зультаты измерений зависят от времени переноса образца к пролетному зонду. Следующий недостаток метода пролетных зондов связан с их ограниченной чувствительностью, не позволяющей отслеживать реальный радиус зарядового пятна.

1.2. Математическое моделирование распределения эффективной плотности поверхностных зарядов на неподвижном и движущемся диэлектриках, а также связанных с ними электрических полей

Распределение электрического поля \vec{E} зарядовых рельефов на высокоомных диэлектриках в межэлектродном промежутке изменяет структуру внешнего поля, задавая режимы горения как объемных, так и поверхностных газовых разрядов /47, 70–72, 135/. Тем не менее, количественные данные о структуре поля зарядовых пятен различной конфигурации (даже без учета поляризации) немногочисленны.

Детальный анализ распределений поверхностных зарядов σ и их полей E был выполнен в /58, 59, 169, 189/ для конфигураций зарядов в виде пятна и полосы применительно к электроионолучевым запоминающим устройствам.

Характерным для работы /169/ является то, что расчет поля E осесимметричного пятна зарядов $\sigma(r)$ здесь выполнен при корректном рассмотрении поляризации, но поляризационные эффекты, как таковые, не выделялись. Это привело к тому, что применение результатов работы /169/ при исследовании искажения поля в ячейке частичного разряда (ЧР) в /75/, позволив выявить факт искривления силовых линий поля в межэлектродном промежутке, не дало существенных значений тангенциальной составляющей E_t результирующего поля для принятых исходных данных в виде гауссовского распределения свободных зарядов $\sigma(r)$. Поэтому в /75/ не получила развитие подтвержденная экспериментально еще в 1977 году модель канала ЧР /137/ с сопровождающимися поверхностными разрядами. Частота следования импульсов разряда в /75/ связывается лишь с объемной γ_v и поверхностной γ_s проводимостями диэлектрика. При этом без достаточного обоснования принимается, что в начальный момент после импульса разряда растекание зарядового барьера $\sigma(r)$ происходит в основном за счет увеличенной на несколько порядков поверхностной проводимости диэлектрика. Отсутствие ясности представлений в электроразрядных процессах в области замыкания токовых каналов на диэлектрические слои делает модель ЧР в /75/ далекой от завершения.

Однозначность представлений о поверхностных процессах на диэлектрике в газовых разрядах как с однородным внешним полем (барьерный, частичный), так и с остро неоднородными (скользящий, корона с диэлектрическим слоем в воздушном промежутке) требует более детального исследования взаимодействия газоразрядных образований в межэлектродном промежутке с создаваемыми поверхностными зарядовыми структурами. Это становится возможным при изучении особенностей распределения эффективных зарядов σ и составляющих напряженности E_n , E_t создаваемого ими поля, полученных в /58, 59, 169/ с выделением поляризационных искажений, и применения здесь методик для анализа электро-

физических механизмов формирования конкретных видов газовых разрядов /82, 112, 135/.

1.2.1. Описание структуры эффективной плотности поверхностного заряда на неподвижном диэлектрике и связанного с ним электрического поля

В /58, 59/ методом интегрального преобразования Фурье исследована структура эффективной плотности $\sigma(x)$, когда заряд нанесен на слой диэлектрика толщины d в виде длинной полоски с распределением плотности $\sigma_\gamma(x)$ по ширине. Слой диэлектрика с проницаемостью ϵ_2 лежит на металлической подложке. Чтобы описать достаточно широкий класс колоколообразных распределений от сколь угодно пологих до сколь угодно крутых выбрана простая функция

$$\sigma_\gamma(x) = \frac{A}{\pi} \left(\operatorname{arctg} \frac{x+b}{\alpha} - \operatorname{arctg} \frac{x-b}{\alpha} \right). \quad (1.4)$$

Параметр b соответствует полуширине пятна, а параметр α характеризует крутизну зарядового рельефа. При $\alpha \rightarrow 0$ форма $\sigma_\gamma(x)$ становится прямоугольной. Кроме структуры заряда, методами теории функций комплексного переменного была исследована структура поля, порождаемого эффективными зарядами с колоколообразным распределением плотности. Методологические вопросы решения рассматриваемых здесь задач освещены в /111, 136/.

Отправным пунктом расчета является соотношение между эффективной плотностью σ , истинным зарядом σ_γ и электрическим полем E , записанное в виде:

$$\sigma = \frac{2}{\epsilon_1 + \epsilon_2} \sigma_\gamma + \frac{1}{2\pi} \frac{\epsilon_2 - \epsilon_1}{\epsilon_1 + \epsilon_2} E_{n2}, \quad (1.5)$$

где E_{n2} — проекция поля всех зарядов, за исключением малой окрестности исследуемой точки, на нормаль к поверхности раздела в направлении второй среды.

Используя (1.5), легко составить сингулярное интегральное уравнение для $\sigma(x)$

$$\sigma(x) = p \sigma_\gamma(x) - 2 \frac{d}{\pi} k \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\sigma(\xi) d\xi}{(x-\xi)^2 + 4d^2}, \quad (1.6)$$

где $p = \frac{2}{\epsilon_1 + \epsilon_2} = \frac{1}{\epsilon_{cp}}$; $k = \frac{\epsilon_2 - \epsilon_1}{\epsilon_2 + \epsilon_1}$; ξ — координата точки мгновенного источника /169/.

Если предположить сходимости интеграла $\bar{\sigma}_\gamma(t) = \int_{-\infty}^{\infty} \sigma_\gamma(x) e^{ixt} dx$, то решение уравнения (1.6) посредством преобразования Фурье имеет вид

$$\sigma(x) = \frac{\alpha}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\bar{\sigma}_\gamma(t) e^{-ixt} dt}{1 + k e^{-2|d|t}}. \quad (1.7)$$

Наложив на функции $\bar{\sigma}_\gamma(t)$ условие быстрого убывания к нулю с ростом t , из (1.7) легко сделать следующие заключения.

Если d очень мало, то для достаточно большого интервала оси t , обеспечивающего основной вклад в значение интеграла (1.7), величина $1+k \exp(-2d|t|) \approx 1+k$. Тогда для определения эффективной плотности зарядов получим выражение

$$\sigma(x) = \frac{\alpha}{2\pi(1+k)} \int \bar{\sigma}_\gamma e^{-kt|t|} dt = \frac{p}{1+p} \sigma_\gamma(x)$$

и форма заряда за счет поляризации не изменяется, так как σ отличается от σ_γ постоянным множителем.

Если, напротив, d велико, то на подавляющей части оси $t + ke^{-2d|t|} \approx 1$. Тогда $\sigma(x) = p\sigma_\gamma(x)$, и форма заряда также не изменяется. Так как σ зависит от d непрерывно, а искажения стремятся к нулю при $d \rightarrow 0$ и $d \rightarrow \infty$, то должны существовать такие конечные d , при которых искажения максимальны. Величина этих d зависит от функции $\sigma_\gamma(x)$ и ϵ_2 . Преобразуем (1.7), разложив множитель $(1+ke^{-2d|t|})^{-1}$ в геометрический ряд и воспользовавшись теоремой о свертке преобразования Фурье,

$$\sigma = p \sum_0^{\infty} (-1)^n k^n 2nd \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\sigma_\gamma(\xi) d\xi}{(x-\xi)^2 + 4d^2}. \quad (1.8)$$

Ряд (1.8) сходится всегда, так как $k < 1$, а $\sigma_\gamma(x)$ ограничена. Применение формулы (1.8) к функции (1.4) дает разложение $\sigma(x)$ в ряд по функциям того же типа, что и (1.5)

$$\sigma(x) = p \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n k^n \frac{A}{\pi} \left(\arctg \frac{x+b}{a+2nd} - \arctg \frac{x-b}{a+2nd} \right). \quad (1.9)$$

На рис. 1.12а,б представлены результаты расчета при помощи (1.9) для случая $k=0,8$ ($\epsilon_2=9\epsilon_{cp}$) для различных значений параметров a и b . Рис. 1.12а относится к случаю пологого распределения заряда с фиксированной кругизной $a/d=1$ и переменной шириной b/d . Видно, что в данном случае поляризация увеличивает кругизну распределения. Амплитуда эффективной плотности лежит между σ_{max}/ϵ_2 и $\sigma_{\gamma max}/\epsilon_{cp}$.

Для пятна с большой кругизной ($a/d=0,1$) структура эффективной плотности $\sigma(x)$ значительно сложнее. На периферии пятна появляется отрицательная «окантовка» из поляризационных зарядов, которая постепенно растет по амплитуде, приближаясь к предельному значению по мере расширения пятна. Начиная с некоторой ширины b , при фиксированной кругизне в центре кривых распределения $\sigma(x)$ появляется провал, который возрастает при расширении пятна. Максимум эффективной плотности при этом смещается к периферии пятна.

Следовательно, поляризация диэлектрика не только уменьшает действующие эффективные заряды, но и существенно искажает форму плотности нанесенных зарядов. Это должно привести к изменению в структуре поля по сравнению с полем, создаваемым только лишь нанесенными зарядами.

Электрическое поле исследуемой системы удобно описывать комплексным потенциалом, который в данном случае имеет вид:

$$W(z) = -2i \int_{-\infty}^{\infty} \sigma(\xi) \ln \frac{z-id-\xi}{z+id-\xi} d\xi. \quad (1.10)$$

Напряженность поля $E(x,y)$ связана с $W(z)$ соотношением

$$E = E_\tau + iE_n = -i \frac{dW}{dz} = 2 \int_{-\infty}^{\infty} \sigma(\xi) \left(\frac{1}{\bar{z} + id - \xi} - \frac{1}{z - id - \xi} \right) d\xi, \quad (1.11)$$

где $z = x + iy$, $\bar{z} = x - iy$; E_τ — тангенциальная, а E_n — нормальная составляющие поля.

Если $\sigma(x)$ задать в виде колоколообразного распределения с функцией (1.4), то вычисление интеграла (1.11) можно выполнить средствами теории вычетов при помощи операции дифференцирования интегралов по параметру.

Вычисление поля в области $y > d$ (над зарядом) даст следующие выражения для E_τ и E_n :

$$E_\tau = \Lambda \ln \left[\frac{(x+b)^2 + (y+a-d)^2}{(x+b)^2 + (y+a+d)^2} \frac{(x-b)^2 + (y+a+d)^2}{(x-b)^2 + (y+a-d)^2} \right]$$

$$E_n = 2A \left[\arctg \frac{x+b}{y+a-d} - \arctg \frac{x+b}{y+a+d} - \arctg \frac{x-b}{y+a-d} + \arctg \frac{x-b}{y+a+d} \right] \quad (1.12)$$

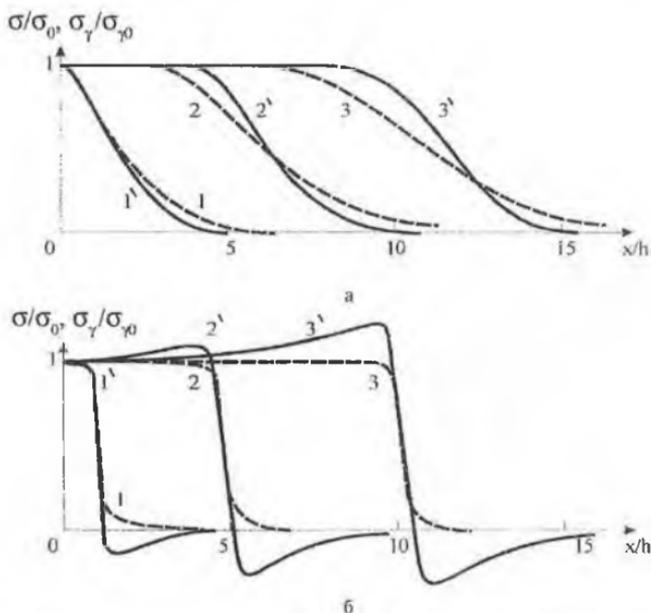


Рис. 1.12. Изменение распределения эффективной плотности зарядов $\sigma(x)$ в зависимости от ширины пятна и крутизны его фронта: σ_0, σ_{y0} — значения плотностей в центре пятна. Штриховые линии соответствуют истинной плотности σ_0 , а сплошные линии и цифры со штрихами — эффективной плотности σ : а) $\epsilon_2 = 9\epsilon_{cp}$; $\frac{a}{d} = 1$; $1 - \frac{b}{d} = 1$; 2-5; 3-10; б) $\epsilon_2 = 9\epsilon_{cp}$; $\frac{a}{d} = 0,1$; $1 - \frac{b}{d} = 1$; 2-5; 3-10.

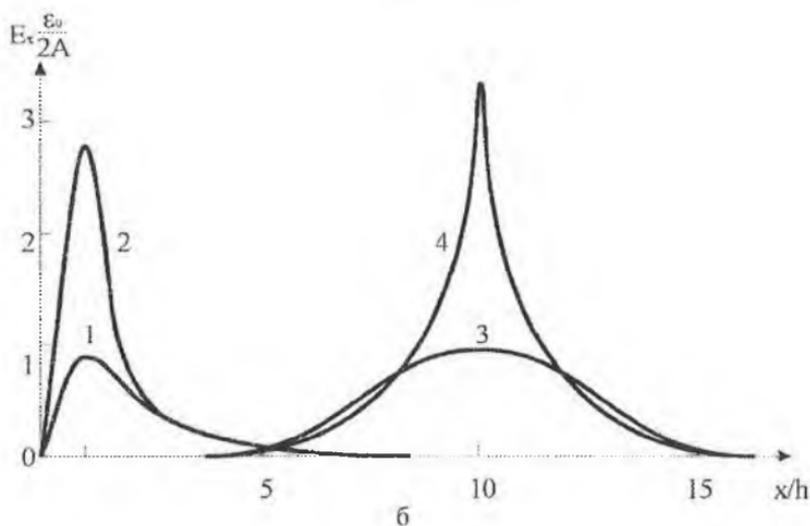
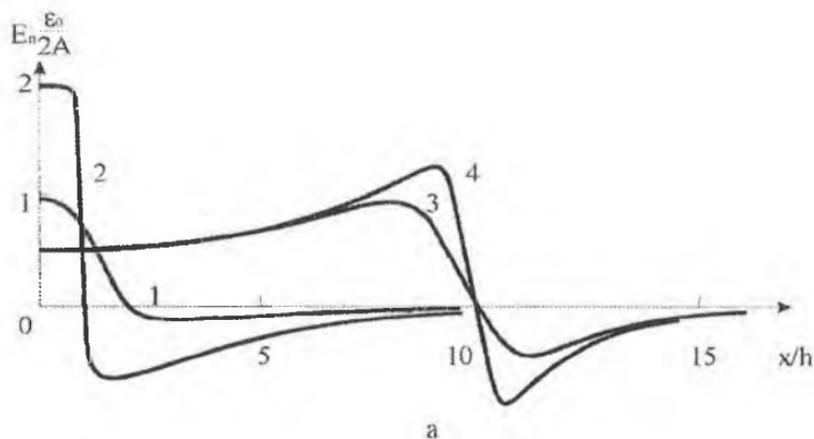


Рис. 1.13. Распределение нормальных а) и тангенциальных б) составляющих напряженности поля в плоскости $y=d+0$ при $d=1$: 1- $a=1$, $b=1$; 2- $a=0,1$, $b=1$; 3- $a=1$, $b=10$; 4- $a=0,1$, $b=10$

Результаты расчета, соответствующие двум узким и двум широким заряженным полоскам с различной крутизной фронтов, приведены на рис. 1.13. В обоих случаях заряд пятна Q на единицу длины полоски одинаков. Представленные здесь и другие кривые $E_t(x)$ и $E_n(x)$ пятна позволили выявить следующие закономерности в структуре поля. Составляющая поля E_n изменяет знак вблизи края пятна. Отрицательные значения достигают максимума по модулю на периферии пятна. Величина этого максимума возрастает с увеличением крутизны фронта

рельефа $\sigma(x)$. При расширении пятна положительные и отрицательные значения E_z становятся соизмеримыми по абсолютной величине. По мере приближения формы кривой $\sigma(x)$ к прямоугольной составляющая E_n стремится к функции, бесконечнозначной на краю пятна.

Наличие у составляющей E_n отрицательного минимума отражается на структуре поля в области двух смежных зарядовых пятен и определяет резкость границы между ними. В связи с этим следует различать три взаимных расположения пятен: 1) дальнейшее расположение, при котором области отрицательных минимумов E_n перекрываются незначительно, 2) среднее расположение, когда области с отрицательными минимумами E_n перекрываются полностью и граница между пятнами выражена наиболее четко; 3) ближнее расположение, при котором область отрицательных минимумов E_n одного пятна перекрывается с областью положительных максимумов E_n другого пятна. В третьем случае пятна сливаются.

Кривые $E_n(x)$ у широких пятен имеют провал, глубина которого тем больше, чем круче фронт зарядного рельефа. Причина этого явления состоит в том, что начиная с некоторой ширины составляющая поля E_n порождаемая только лишь слоем $\sigma(x)$, все более нейтрализуется полем индуцированных в подложке зарядов. Процесс возникновения провала по мере расширения пятна иллюстрируется кривыми рис. 1.14.

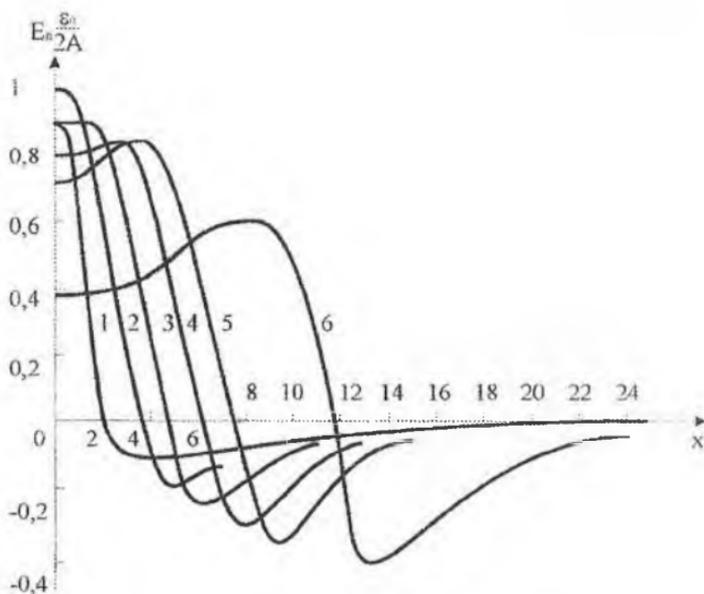


Рис. 1.14. Нормальные составляющие напряженности поля при различной ширине зарядового пятна и $a=d=1$; $b=1$; 2-2; 3-3; 4-4; 5-5; 6-10

Значение тангенциальной составляющей поля E_t , достигает максимума на периферии пятна. В случае пологого распределения $\sigma(x)$ величина этого максимума соизмерима с небольшим положительным значением E_n . По мере приближения фронта зарядового рельефа к прямоугольному величина максимума E_t неограниченно возрастает. Этот фактор может, в частности, привести к заметному ухудшению отбора вторичных электронов, эмитируемых мишенью.

Сопоставление результатов расчета плотности распределенных зарядов с результатами определения создаваемого им электрического поля позволяет сделать вывод, что поляризация, формируя отрицательную «окантовку», увеличивает глубину минимума E_t на периферии пятна. В итоге поле системы имеет совершенно другую структуру, если $\epsilon_2 \gg \epsilon_1$.

1.2.2. Расчет распределений электрических зарядов на движущейся диэлектрической ленте

Исследование коронного разряда в промежутке с движущимся диэлектрическим слоем требует изучения влияния скорости перемещения диэлектрика v как на кинетику осаждения зарядов, так и на динамические процессы поверхностного перераспределения барьера, например, за счет тока переноса $j_n = v \cdot \text{grad } \sigma$.

Применительно к производственной задаче нейтрализации зарядов σ на технологических лентах данные вопросы исследовались В.К. Слышаловым /171–174/. В работах /171, 172/ рассмотрены вопросы распределения и нейтрализации заряда на движущейся диэлектрической ленте в полях точечных и линейных источников.

Движение диэлектрической ленты в электрическом поле сопровождается появлением на ее сторонах зарядов – связанных, обусловленных поляризацией, и свободных, выносимых на поверхность токами проводимости.

Для характерных скоростей движения ленты $v \sim 10$ м/с можно считать, что процесс поляризации не зависит от движения ленты, тогда эффективная плотность зарядов σ определяется как

$$\sigma(Q_j) = \frac{\sigma_f}{\epsilon_i + \epsilon_e} + 2\epsilon_n \frac{\epsilon_i - \epsilon_e}{\epsilon_i + \epsilon_e} [E_n^0(Q_j) + E_n^\sigma(Q_j)], \quad (1.13)$$

где Q_j – точка на поверхности ленты; σ_f – поверхностная плотность свободных зарядов; E_n^0 – нормальная составляющая внешнего поля; E_n^σ – нормальная составляющая поля распределенных зарядов; $j=1, 2$ – индекс стороны пленки (рис. 1.15).

Распределение $\sigma(Q_j)$ неизвестно и удовлетворяет в стационарном режиме (v и E^0 неизменны во времени) уравнению

$$\bar{v} \cdot \text{grad } \sigma_f(Q_j) = \gamma [E_n^0(Q_j) + E_n^\sigma(Q_j)] \quad (1.14)$$

и условию на бесконечности $\sigma_f(Q_{in})=0$. Здесь γ – объемная проводимость материала, определяемая как $\gamma = 1/SE$. Индексом i в уравнении (1.14) помечена область внутри ленты

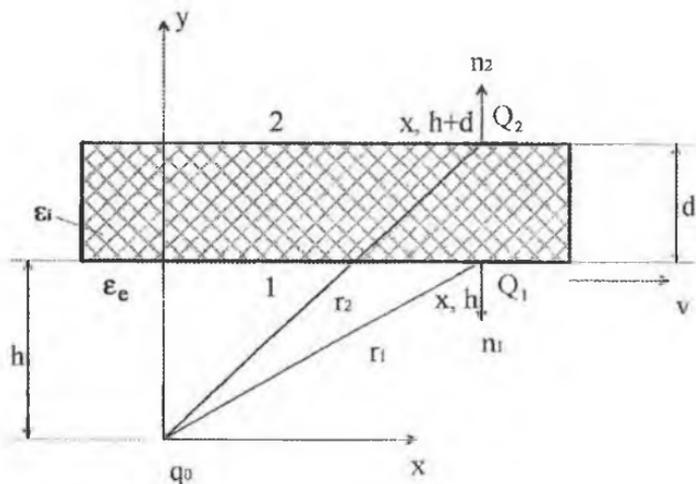


Рис. 1.15. К получению распределения расчетных зарядов и электрического поля ленты: ϵ_e —диэлектрическая проницаемость газовой среды; ϵ_i —диэлектрическая проницаемость материала ленты; $r_{1,2}$ —расстояние от источника до расчетных точек; h —расстояние от источника до ленты; d —толщина диэлектрической ленты; x, y —координаты; v —линейная скорость движения ленты; q_0 —заряд

Напряженности E_{in}^σ и E_n^σ и связаны соотношением

$$E_{in}^\sigma(Q_j) = E_n^\sigma(Q_j) - \frac{\sigma_p(Q_j)}{2\epsilon_0};$$

$$E_n^\sigma(Q_j) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int_{S_{k \neq j}} \frac{\sigma_p(m_k) \cos(\vec{r}_{mQ} \vec{n}_j)}{r_{mQ}^2} dS_k. \quad (1.15)$$

В общем случае поверхностная плотность расчетных (или эффективных) зарядов $\sigma(Q_j)$ на движущейся ленте диэлектрика определяется как свойствами материала, так и характеристиками газовой среды.

В одной из ранних работ В.К. Слышалова и Ю.И. Хмылева [174] была разработана система уравнений для описания распределения зарядов внутри несовершенного диэлектрика:

$$\begin{cases} \vec{j}_i = \rho_i \vec{v}_i + \frac{\partial \vec{D}_i}{\partial t} + \gamma_i \vec{E}_i - d \text{ grad } \rho_i \end{cases} \quad (1.16)$$

$$\begin{cases} \text{div } \vec{D}_i = \rho_i \end{cases} \quad (1.17)$$

$$\begin{cases} \text{div } \vec{j}_i = 0 \end{cases} \quad (1.18)$$

Здесь $D_i = \epsilon_0 \epsilon_i E_i$, а $\rho(x, y, z, t)$ — объемный заряд в материале диэлектрика.

Подстановка (1.16) в (1.18) с учетом (1.17) приводит к уравнению:

$$\operatorname{div}(\rho_i v_i) + \frac{\partial \rho_i}{\partial t} + \operatorname{div}(\gamma_i \bar{E}_i) - D \Delta \rho_i = 0. \quad (1.19)$$

С учетом соотношений

$$\begin{cases} \operatorname{div}(\rho_i v_i) = \bar{v}_i \operatorname{grad} \rho_i + \rho_i \operatorname{div} \bar{v}_i \\ \frac{\partial \rho_i}{\partial t} + v_i \operatorname{grad} \rho_i = \frac{d \rho_i}{dt} \end{cases} \quad (1.20)$$

было получено уравнение сохранения зарядов:

$$-\frac{\partial \rho_i}{\partial t} = \operatorname{div}(\gamma_i \bar{E}_i) + \rho_i \operatorname{div} \bar{v}_i - D \Delta \rho_i = \bar{D}_i \operatorname{grad} \frac{\gamma_i}{\epsilon_0 \epsilon_i} + \rho_i \left(\frac{\gamma_i}{\epsilon_0 \epsilon_i} + \operatorname{div} \bar{v}_i \right) - D \Delta \rho_i. \quad (1.21)$$

Левая часть уравнения (1.21) дает уменьшение ρ_i в единицу времени в объеме, движущемся со скоростью \bar{v}_i . Правая часть показывает, что плотность объемных зарядов $\rho_i(x, y, z, t)$ уменьшается за счет саморазряда вследствие неоднородности, упругих свойств материала и сил диффузии.

В однородной несжимаемой среде $\operatorname{grad} \frac{\gamma_i}{\epsilon_0 \epsilon_i} = 0$; $\operatorname{div} \bar{v}_i = 0$, полагая

$D \Delta \rho_i \ll \frac{\gamma_i}{\epsilon_0 \epsilon_i} \rho_i$, находим

$$\begin{cases} -\frac{d \rho_i}{dt} = \frac{\gamma_i}{\epsilon_0 \epsilon_i} \rho_i \\ \rho_i(x, y, z, t) = \rho_i(x, y, z, 0) \exp\left(-\frac{\gamma_i}{\epsilon_0 \epsilon_i} t\right) \end{cases} \quad (1.22)$$

Из (1.22) следует, что при малости сил диффузии плотность зарядов в любой точке с течением времени уменьшается по экспоненте, показатель которой одинаков для всего объема и не зависит от процессов на поверхности, внешних полей и распределения скоростей.

В рассмотренной работе, по-видимому, впервые было получено уравнение, связывающее распределение зарядов в толще движущегося диэлектрика, на его поверхности и в газе, в виде:

$$\operatorname{div}(\sigma \bar{v}_s) + j_{nc} + \frac{\partial}{\partial t}(D_{nc} - D_{ni}) - \gamma_i E_{ni} = 0. \quad (1.23)$$

Здесь $\sigma \bar{v}_s$ – плотность поверхностного тока, $D_{nc} - D_{ni} = \sigma$ и тогда изменение плотности поверхностных зарядов на движущемся диэлектрике будет обусловлено нейтрализующим током j_{nc} , упругими свойствами материала и током проводимости, подтекающим из внутренней области к поверхности:

$$-\frac{d \sigma}{dt} = j_{nc} - \gamma_i E_{ni} + \sigma \operatorname{div} \bar{v}_s. \quad (1.24)$$

При использовании коронных нейтрализаторов имеем:

$$j_{nc} = \mu \rho_c E_{nc} - D_c \frac{\partial \rho_c}{\partial n} \approx \mu \rho_c E_{nc}, \quad (1.25)$$

где D_c – коэффициент диффузии зарядов в газе, μ – подвижность ионов. Подставляя (1.25) в (1.24) и считая технологический материал несжимаемым ($\text{div } \vec{v}_s = 0$), окончательно получим:

$$-\frac{d\rho}{dt} = k\rho_c E_{nc} - \gamma_i E_{ni}. \quad (1.26)$$

Уравнение (1.26) совместно с уравнениями

$$\text{div } \vec{D}_i = \rho$$

$$\rho_i = \rho_i(x, y, z, 0) \exp\left(-\frac{\gamma_i}{\epsilon_0 \epsilon_i}\right) t; \quad (1.27)$$

$$\vec{E}_i = -\text{grad } \varphi_i$$

$$D_{nc} - D_{ni} = \sigma$$

и уравнениями для внешней области (уравнениями короны) образуют полную систему.

Был сделан вывод о том, что эффективность работы нейтрализаторов полностью определяют характеристики $\sigma_p = F(\sigma_0)$, параметрами которых в любой схеме служат размер рабочего промежутка h и скорость v движения ленты.

Сложность рассматриваемой задачи не позволяет дать ее полное решение. К этой проблеме В.К. Слышалов возвращается в более поздней работе /173/, где обсуждается проблема разработки теоретической модели нейтрализатора.

Основные уравнения модели, описывающие распределение свободных электрических зарядов по материалу и нейтрализатору, выводятся из закона непрерывности для суммы плотностей тока проводимости, переноса и смешения:

$$-\frac{\partial \sigma(Q_j, t)}{\partial t} - \vec{v}_j \text{grad } \sigma(Q_j, t) = j_{nc}(Q_j, t) - \gamma_j E_{nj}(Q_j, t), \quad (1.28)$$

где $j=1, 2$ (1 – материал, 2 – нейтрализатор).

Уравнение (1.28) следует дополнить уравнениями для электрического поля и электрокинетическими уравнениями для ионных концентраций $n_+(Q, t)$ и $n_-(Q, t)$, через которые определяются плотности тока и зарядов в промежутке:

$$\begin{cases} j_c(Q, t) = [\mu_+ n_+(Q, t) + \mu_- n_-(Q, t)] q_n \vec{E}_c(Q, t) \\ \rho_c(Q, t) = q_n [n_+(Q, t) - n_-(Q, t)] \end{cases}, \quad (1.29)$$

где μ_+ , μ_- – подвижности ионов, q_n – заряд иона. Однако и здесь подчеркивается, что уравнения для ионных концентраций нелинейны и форма их зависит от характера ионизирующего воздействия на диэлектрик промежутка коронного разряда.

Кроме этого, задачи расчета электрического поля и распределения плотности ионов отличаются от традиционных задач этого типа тем, что потенциал поверхности диэлектрика относительно нейтрализатора (короткого) $\varphi(Q_{s2}, t)$, $Q_{s2} \in S_2$

меняется от точки к точке. Поэтому распределения плотности тока и объемных зарядов в промежутке являются функционалами:

$$\begin{aligned} j_c(Q, t) &= f_1[\varphi(Q_{s2,t})]; \\ \rho_c(Q, t) &= f_2[\varphi(Q_{s2,t})], \end{aligned} \quad (1.30)$$

определенными на множестве функций $\varphi(Q_{s2,t})$ путем задания методики расчета поля и концентраций ионов по уравнениям ионизованного коронным разрядом газа. В силу этой особенности задач нейтрализации единственным методом, позволяющим выполнять расчеты j_c , ρ_c с приемлемым объемом трудозатрат, является метод Дейча-Попкова [36]. Следовательно, все полые расчеты в промежутке коротрон-диэлектрический слой выполняются на основе информации о силовых трубках лапласового поля, на одной из границ которого задано распределение потенциала $\varphi(Q_{s2,t})$ по материалу, а на другой – потенциал коротрона.

Сложность развитой в [173] математической модели потребовала идеализации объектов и рассмотрения лишь частных случаев. Так, для движущейся полои транспортера уравнение (1.28) записывается, как для ленты с $d \rightarrow 0$:

$$-\frac{\partial \sigma(Q, t)}{\partial t} - \vec{v} \cdot \text{grad } \sigma(Q, t) = j_{nc}(q, t) + g_0 \left[\frac{\partial \bar{E}_x(q, t)}{\partial x} + \frac{\partial \bar{E}_y(q, t)}{\partial y} \right], \quad (1.31)$$

где под σ и j_{nc} понимается сумма плотностей зарядов (токов) на сторонах ленты, x и y – два касательных к ленте ортогональных направления, \bar{E}_x , \bar{E}_y – средние по сечению ленты составляющие напряженности поля, g_0 – поверхностная проводимость ленты ($g_0 = \gamma d$). Для ленты с $h \gg d$ имеем $\sigma_{1связ} + \sigma_{2связ} \approx 0$ и плотность расчетных зарядов σ_p вместо (1.13) записывается как $\sigma_p = \frac{\sigma}{\epsilon_c}$.

Рассмотрим также один из частных случаев.

Для нейтрализатора согласно уравнению (1.28) ($j=2$) имеем:

$$-\frac{\partial \sigma(Q_2, t)}{\partial t} = j_{nc}(Q_2, t) - \gamma_2 E_{ni} j_{nc}(Q_2, t). \quad (1.32)$$

Плотности конвекционного тока j_{nc} и тока проводимости $\gamma_2 E_{ni}$ в режиме нейтрализации соизмеримы и составляют около 10^{-4} А/м², что при $\gamma_2 = 10^{-7}$ (Ом·м) позволяет считать напряженность внутренней области материала нейтрализатора $E_i(Q, t)$ равной нулю в отличие от напряженности в промежутке $E_c(Q, t)$. Следовательно, $\varphi(Q, t) = U_2(t)$.

Для изучения закономерностей растекания, обусловленных собственными свойствами лент, можно выделить задачи о свободном, т.е. при отсутствии внешних полей, переносе зарядов. Характеристикой проводящих свойств ленты является поверхностная проводимость $g_0 = \gamma d$; под плотностью зарядов на ленте понимается суммарная плотность свободных зарядов на ее сторонах, диэлектрические свойства материала ленты можно не учитывать.

Искомая функция $\sigma(Q, t)$ удовлетворяет уравнению, выражающему закон непрерывности для токов проводимости, переноса и смещения (1.31), записанной в виде:

$$-\frac{\partial \sigma(Q, t)}{\partial t} - \bar{v} \operatorname{grad} \sigma(Q, t) = g_0 \left[\frac{\partial \bar{E}_x(Q, t)}{\partial x} + \frac{\partial \bar{E}_y(Q, t)}{\partial y} \right], \quad (1.33)$$

где E_x, E_y – средние по сечению ленты значения составляющих напряженности электрического поля поверхностных зарядов.

При решении задачи в /171/ введен параметр $\alpha = 2 \frac{\epsilon_0 v}{g_0}$, который отражает специфику вопроса и может быть интерпретирован как отношение временных масштабов: $\frac{\epsilon_0 \epsilon}{\gamma_0}$ и $\frac{d}{v}$. При $\alpha \rightarrow 0$ рассматривается электростатическая задача о проводящей ленте в поле линейного заряда; при $\alpha \rightarrow \infty$ решается аналогичная задача о ленте из идеального диэлектрика.

В работе /172/ приведены расчетные графики (рис. 1.16, 1.17), характеризующие процесс растекания зарядов σ при отключении в момент $t=0$ поля линейного заряда q_0 . До отключения был стационарный режим и конфигурация распределения определялась функцией

$$\sigma^*(\xi^*, 0) = -\frac{1 + \alpha \xi^*}{(1 + \alpha^2)(1 + \xi^{*2})}, \quad (1.34)$$

где $\xi^* = \frac{\xi}{h}$.

Кривые на рис 1.16, 1.17 построены по формуле

$$\sigma^*(\xi^*, t^*) = \frac{1}{1 + \alpha^2} \frac{(\xi^{*2} - t^{*2} + 1) + t^*(\xi^{*2} + t^{*2} - 1) + \alpha^* \xi^* [\xi^{*2} + (t^* - 1)^2]}{(\xi^{*2} - t^{*2} + 1)(\xi^{*2} + 3t^{*2} + 1)},$$

где $\sigma^* = \frac{\sigma}{q_0 / \pi h}$; $t^* = \frac{t}{2\epsilon_0 \epsilon_c h / g_0}$; $\alpha^* = \frac{2\epsilon_0 \epsilon_c v}{g_0}$.

Характерной особенностью кривых на рис. 1.17 является несимметрия в распределениях зарядов по несовершенным диэлектрикам при $\alpha \sim 1$. Универсальность выявленного эффекта подтверждается распределениями $\sigma^*(x^*)$; полученными в /173/ для стационарных условий;

- движущаяся лента в поле линейного заряда при различных α и $\frac{d}{h} = 1$ (рис. 1.18);

- движущаяся лента в поле точечного заряда при $\alpha = \sqrt{3}$ и $\frac{d}{h} \ll 1$ (рис. 1.19).

Следует подчеркнуть, что распределения $\sigma(x)$ на рис. 1.16–1.19 получены при отсутствии тока $j_{\text{не}}$ короны.

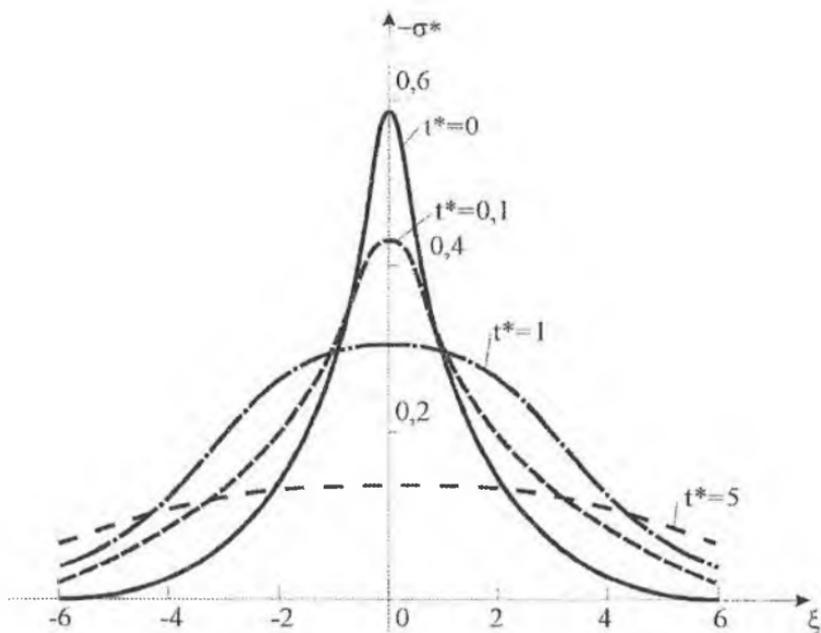


Рис. 1.16. Распределения поверхностной плотности зарядов $-\sigma^*$ на проводящей ленте ($\alpha=0$) после отключения линейного заряда q_0 для характерных значений приведенного времени t^* : 0; 0,1; 1 и 5

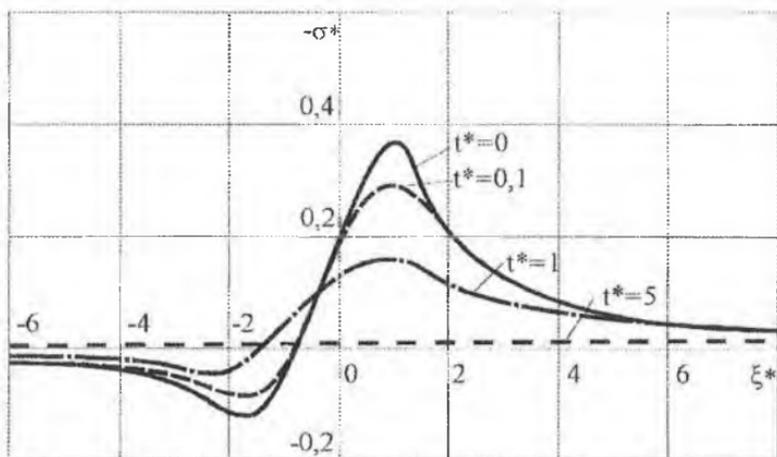


Рис. 1.17. Распределения поверхностной плотности зарядов $-\sigma^*$ после отключения поля линейного заряда q_0 при параметре $\alpha = \sqrt{3}$ и приведенном времени $t^*=0; 0,1; 1$ и 5

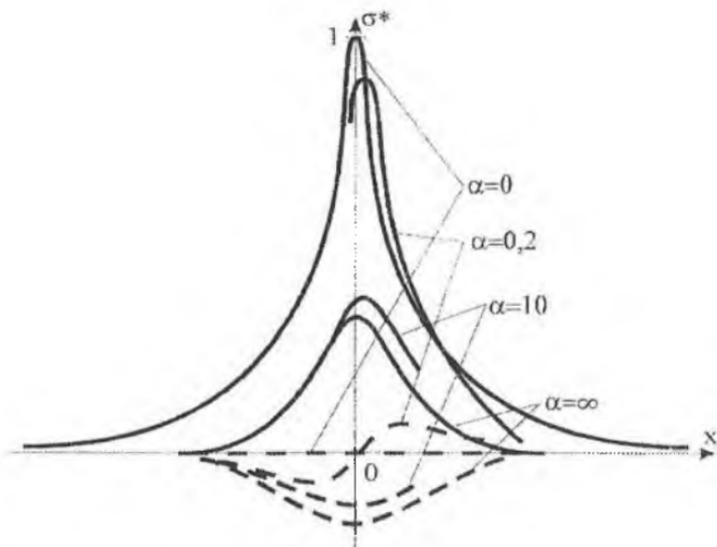


Рис. 1.18. Распределения эффективной плотности зарядов σ^* на движущейся ленте в поле линейного заряда:

----- по стороне 1; — по стороне 2; $\epsilon_e=1$; $\epsilon_i=2,2$; $x^*=x/h$

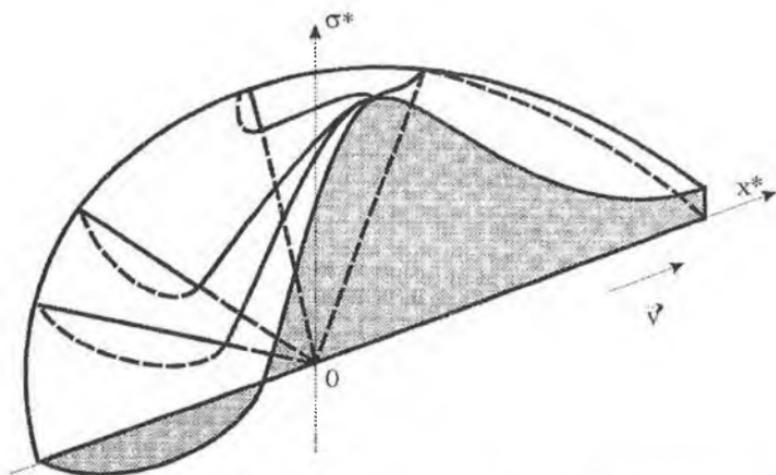


Рис. 1.19. Распределение эффективной плотности зарядов σ^* на движущейся ленте в поле точечного заряда при $\alpha = \sqrt{3}$ и $d/h \ll 1$

Отсюда несимметрия графиков при $\alpha \sim 1$ и $d \ll h$ обусловлена распределением свободных зарядов σ_v , выносимых на поверхность токами проводимости материала ленты. Линейность рассмотренных релаксационных задач и необходимость их решения в основном для лент и нитей позволили в [172, 173] разработать общий метод решения, основанный на интегральных преобразованиях Фурье, Ханкеля и Липшица. Метод интегральных преобразований позволяет рассмотреть задачи о релаксации зарядов на лентах с учетом заземленного экрана и внешнего поля. Однако эти задачи в работах В.К. Слышалова не решались. Следующий недостаток анализируемых работ связан с их ограниченностью поиском распределений лишь зарядовых рельефов без распределения структуры порождаемого электрического поля. Поэтому сделанное в [172] заключение о существовании аналогии между распределением относительной плотности зарядов по плоской тонкой ленте в нестационарном режиме и пространственным распределением составляющей E_n электрического слоя зарядов в плоскости $z=0$ требует более детального исследования.

Рассмотрение несовершенных диэлектриков с удельным объемным сопротивлением ρ_v на уровне 10^7 Ом·м (бумага, ткань, разнообразные пленки и т.д.) производилось в основном без учета поляризации ($\sigma_{1связ} + \sigma_{2связ} \approx 0$, $\sigma_p = \frac{\sigma}{\epsilon}$). Это не позволило выделить поляризационные эффекты, которые изменяют структуру электрического поля по сравнению с полем, создаваемым лишь нанесенными зарядами, определяя тем самым специфику горения разрядов с диэлектрическими барьерами.

1.3. Выводы и задачи исследований

1. Введение тонкого диэлектрика в разрядный промежуток существенно изменяет характеристики КР. Повышается напряжение зажигания короны и стабилизируется частота следования импульсов Тричела.

2. Существует аналогия при описании электрического поля и распределенного по поверхности заряда на движущейся диэлектрической ленте и неподвижном диэлектрике.

3. Экспериментальное исследование электрического поля, создаваемого распределенным по поверхности диэлектрика зарядом, может быть проведено при помощи пролетных зондов или обработкой образца проявляющим составом. Однако пролетные зонды применяются только при выключении поля коротрона или при выносе диэлектрической подложки из межэлектродного промежутка.

4. Повышение достоверности результатов исследования требуют поиска методов, обеспечивающих отслеживание динамических зарядовых рельефов, формируемых в процессе взаимодействия разряда с подложкой. Такая возможность открывается при применении предложенной в [8] модификации хорошо известного электрографического метода.

5. Математическое описание распределения поверхностного заряда показывает наличие окантовки на периферии зарядового пятна, порождаемой поляриза-

цией диэлектрика. Однако требуется экспериментальное подтверждение влияния поля окантовок на развитие барьерной короны.

К основным задачам, решаемым в монографии, можно отнести:

– разработку экспериментальных устройств и методов для выявления и анализа структурных изменений поверхностных зарядовых и приповерхностных газоразрядных образований в поле униполярного коронного разряда на неподвижных и движущихся диэлектрических слоях;

– выделение влияния электрического поля полярной «окантовки» и индукционного «провала» формируемых зарядных рельефов на поверхностные и объемные процессы газового разряда;

– разработку модели приборной волны зарядов затухающей отрицательной короны на неподвижной диэлектрической подложке;

– разработку механизма увеличения протяженности области диффузного свечения газа в промежутке барьерной короны с моделированием смещения основания разряда на движущемся диэлектрике;

– исследование зависимости мощности короны от скорости движения диэлектрика и уровня перенапряжения с возбуждением барьерно-стабилизированных объемного и поверхностного разрядов;

– обоснование структурных изменений в полосе свечения однородного поверхностного разряда;

– развитие конструкторских схем электрофизических и электротехнологических устройств роторного типа и анализ результатов их применения для обработки материалов и сред в машиностроении, медицине и экологии.

2. ФОРМИРОВАНИЕ СТАБИЛИЗИРУЮЩИХ ГАЗОВЫЙ РАЗРЯД ПОТЕНЦИАЛЬНЫХ РЕЛЬЕФОВ И ПРОВОДЯЩИХ СЛОЕВ НА ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПОДЛОЖКЕ В ЗАЗОРЕ С УНИПОЛЯРНЫМ ОСТРЫМ ЭЛЕКТРОДОМ

Газовый разряд с диэлектрическим барьером на заземленном электроде, как разновидность частичного /75/ или барьерного /54/ разрядов, нашел широкое применение в электрофизических устройствах /112/ и технологических процессах /176/. Одной из традиционных отличительных особенностей такого типа разрядов является наличие плоских электродов, обеспечивающих нормальную ориентацию силовых линий \vec{E} напряженности электрического поля к поверхности барьера. Импульс разряда в газовом промежутке сопровождается осаждением заряда δq , на высокоомной подложке, создающего на единице площади поверхности плотность $\delta\sigma_d$ и обеспечивающего стабилизирующее приращение напряжения на пленке на величину $\delta U_d = \delta\sigma_d / C_{уд}$. Повышение стабилизирующих функций барьера требует поиска путей регулирования $C_{уд}$ подложки и снижения сопротивления прибарьерных слоев /112/. Это обычно обеспечивается за счет применения материалов с $\epsilon \approx 10^3$, а также организации емкостной или активной проводимости барьеров /162/.

Более естественный путь получения барьеров с регулируемыми характеристиками может быть основан на использовании эффекта повышения γ_s диэлектрического слоя при воздействии газового разряда /78/, а также визуализированного в /168/ поверхностного разряда на барьере, сопровождающего разряд в газовом промежутке.

Эффект снижения ρ_s диэлектрика на 3–4 порядка был получен /78/ в частичном разряде, который развивался в воздушном зазоре шириной $h=100$ мкм при толщине диэлектрика $d=150$ мкм в форме электронных лавин и лавинных импульсов длительностью ~ 1 мкс при амплитуде тока до 10^{-5} А и действующем значении напряжения $U=1,7$ кВ. Плотность зарядов σ_d в поверхностном слое диэлектрика достигала $\sim 10^{-4}$ Кл/м². После прекращения разряда происходило медленное восстановление ρ_s полиэтилена от $\lg \rho_s \approx 9$ при «времени отдыха» $\Delta t_1=1$ мин до $\lg \rho_s \approx 11$ при $\Delta t_2=100$ мин. Однако для снижения ρ_s полиэтилена на 2–3 порядка требовалось обрабатывать пленку в разряде в течение десятка часов. Осталось не выясненной связь между $\Delta \rho_s$ и уровнем интенсивности ионизационных процессов в полости. К недостаткам работы можно отнести отсутствие оперативных методов отслеживания характера изменения структуры зарядового пятна на барьере.

Увеличение в /168/ толщины диэлектрического барьера, выполненного из оргстекла, до $d=1,9 \cdot 10^{-3}$ м привело к резкому снижению $C_{уд}$ подложки и при положительном U на ВВЭ импульс разряда в газовом промежутке имел форму стримерного канала, который от места соприкосновения головки стримера с подложкой переходил в поверхностный разряд. Остаточное зарядовое пятно на электроде имело вид радиальных структур, выходящих из единого центра, и могло отвечать стримерным каналам избыточного поверхностного заряда /200/, которые позволяют рассредоточить разряд по всему барьеру и не позволяют изме-

ниться виду разряда при увеличении перенапряжения β вплоть до превышения электрической прочности диэлектрика /54/. Однако для стабилизации объемной фазы разряда в газовой полости барьерного разряда (БР), увеличения ресурса диэлектрика в воздушных включениях с частичным разрядом (ЧР) необходимо исключить появление на поверхности барьера контрагированных электроразрядных структур. Стабилизирующая поверхностная структура должна быть равномерно распределена по подложке и обеспечивать функции изотропного поверхностного резистора. В этом отношении более полезным могут оказаться поверхностные электроразрядные процессы, приводящие к образованию однородных зарядовых структур.

Такие структуры получались на электрограммах в /168/ при отрицательной полярности ВВЭ. Однако ограниченная протяженность зарядовых пятен, диаметр D которых даже при $\beta \approx 2$ не превышал $5d$ при ширине газового промежутка $h=d$ (чувствительность метода – 10^{-5} Кл/м²), говорит, в частности, о малом уровне интенсивности ионизационных процессов в полостях рассматриваемых типов разрядов. Такой вывод подтверждают результаты численного моделирования картины поля E для импульса частичного разряда в одиночной ячейке с диэлектрическим слоем на заземленном электроде /74/. Здесь на однородное внешнее поле накладывалось противоположное по знаку расчетное поле поверхностных зарядов $\sigma(r)$, представленных в виде нормального гауссовского распределения. Искривление силовых линий результирующего поля E распространялось от оси картины на $r \leq d$, а $d \geq D/2$.

Как показано в /75/, характерные параметры импульсов ЧР (частота следования, амплитуда, длительность) в значительной степени связаны с постоянной времени ξ выравнивания распределения плотности $\sigma(r)$ на поверхности подложки. Для определения ξ в /75/ предложено выражение

$$\xi = \frac{4\gamma_s d + \gamma_v r_0^2}{dC_{yd} r_0^2} = \frac{\frac{4\gamma_s d}{r_0^2} + \gamma_v}{\epsilon_0 \epsilon} \quad (2.1)$$

из которого видно, что эффективность растекания заряда растет с увеличением толщины диэлектрика и уменьшением r_0 зарядового пятна. Однако в /74, 78, 168, 200/ не рассматриваются особенности формирования однородных поверхностных электроразрядных структур на барьере в процессе горения ЧР или БР. В /75/ указывается, что канал одиночного импульса ЧР сопровождается поверхностными разрядами, образуя положительные и отрицательные фигуры Лихтенберга. Их причина связывается с тангенциальной составляющей напряженности поля E_t пятна зарядов, образующихся на диэлектрике в процессе протекания импульса тока. Однако, во-первых, периодическое развитие контрагированных форм поверхностных процессов согласовано в ЧР со сменой полярности U на ВВЭ, во-вторых, в /74, 109, 168/ не анализируются причины получения однородных структур на подложке при отрицательном U на ВВЭ. В /163/ отмечается, что процесс формирования однородного зарядового пятна проходит через три быстро сме-

ниющиеся стадии. В первой стадии поток заряженных частиц попадает на поверхность диэлектрического слоя и взаимодействует с ним, причем заряд временно локализуется в контуре, являющемся проекцией торца электрода. Во второй стадии образуется собственное поле зарядового пятна. Под действием нормальной составляющей поля E_n возможен дрейф зарядов вглубь слоя, а под действием тангенциальной составляющей E_t зарядовое пятно растекается до некоторого размера, определяемого с учетом выделяющихся в подложке поляризационных зарядов. Третья стадия связывается с завершением формирования пятна, когда снижение внешнего поля сопровождается перераспределением поля поверхностных зарядов и на границе пятна возникает условие $E_n \gg E_t$.

Однако такая картина процессов характерна для электродных промежутков ($d \leq 10$ мкм и $h \leq 50$ мкм) устройств электростатической записи, где обеспечение разрешающей способности проявленного изображения, контрастности и точности выявления его границ требует ограничения ионизационного нарастания $e^{nh} \leq 10^3$.

Интенсификация ионизационных процессов в однопочной ячейке рассматриваемых разрядов может быть обеспечена за счет применения в качестве ВВЭ острейного коротрона /109, 168/. В /57/ приведены характерные для отрицательной короны в воздушном промежутке с диэлектрическим слоем на заземленном электроде осциллограммы распределений поверхностных зарядов $\sigma(x, y)$, полученные с помощью бесконтактных пролетных зондов, основанных на методе электростатической индукции /68/. В качестве коронирующего применялись игольчатый и струнный электроды с радиусом закругления ~ 50 мкм. Сравнительный анализ осциллограмм распределений $\sigma(x, y)$ на поверхности оргстекла с $d = 2 \cdot 10^{-3}$ м, полученных при одинаковых h , U_k и Δt между заряданием и регистрацией (≥ 100 мс), позволяет выявить следующие закономерности.

1. С увеличением h от $0,25 \cdot 10^{-3}$ м до $2 \cdot 10^{-2}$ м и неизменном $U = 10$ кВ отмечается рост значения σ_{\max} на оси распределения до некоторой максимальной величины при $h \approx (2 \dots 3) \cdot 10^{-3}$ м с последующим медленным спадом (рис. 2.1). При этом игольчатый коротрон обеспечивает более высокие значения $\sigma_{\max}^{\text{отн}}$, чем струнный.

2. Эффективные поперечные размеры $(D/2)_{0,5}$ зарядовых пятен, определяемые на уровне $0,5 \sigma_{\text{отн}}^{\max}$, увеличиваются с ростом h как для струнного, так и для игольчатого коротронов (рис. 2.2). При этом ширина пятна D струнного коротрона в два и более раз превышает соответствующий размер пятна от острейного коротрона и имеет более пологую зависимость $(D/2)_{0,5} = f(h)$ при $U = 10$ кВ.

3. Эффективный поперечный размер зарядового пятна по уровню $0,1 \sigma_{\text{отн}}^{\max}$ увеличивается с ростом h от $\sim 1,2 \cdot 10^{-2}$ м до $\sim 3,5 \cdot 10^{-2}$ м в случае игольчатого коротрона (см. рис. 2.1, кривая 3) и практически не зависит от h для струнного коротрона, оставаясь на уровне $\sim 3 \cdot 10^{-2}$ м для тех же U и h .

Наличие промежутка времени между заряданием подложки и регистрацией электрограммы (≥ 10 с) затрудняет использование полученных осциллограмм распределений $\sigma(x, y)$ для исследования закономерностей развития коронного разряда в /65/.

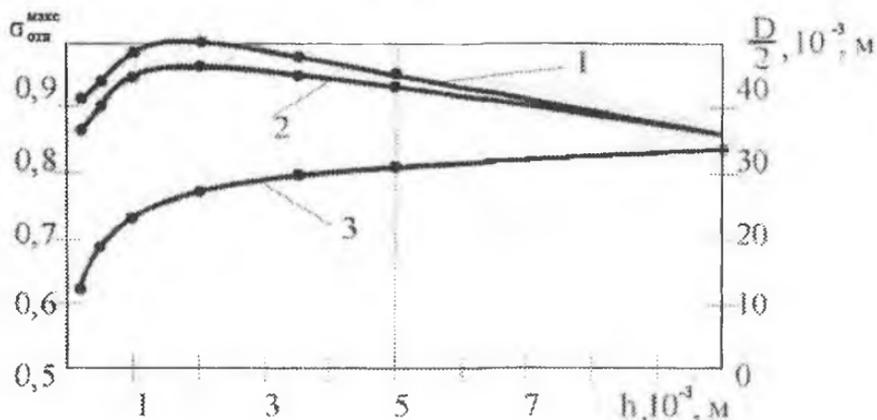


Рис. 2.1. Изменение относительной плотности поверхностного заряда $\sigma_{отт}^{макс}$ в вершинах распределения для игольчатого 1 и струнного 2 коротронов и поперечного размера $D/2$ пятна зарядов 3 на подложке для игольчатого коротрона по уровню $0,1\sigma_{отт}^{макс}$ в зависимости от ширины промежутка h (оргстекло с $d=2 \cdot 10^{-3}$ м, $r_k \sim 50$ мкм, $\Delta t \sim 1$ с, $U_k = 10$ кВ)

Характер перераспределения исходных структур в момент отключения U разряда определяется эффективностью возбуждения наведенных зарядов в диэлектрике и проводящем экране /194/, степенью повышения γ_s диэлектрика /75, 78/. Для изменения σ можно написать уравнение непрерывности /75/:

$$\frac{d\sigma}{dt} = -\text{div } \mathbf{j}_s - \frac{\gamma_v U_d}{d}, \quad (2.2)$$

где поверхностный ток \mathbf{j}_s определяется напряженностью поля на поверхности диэлектрика как

$$\mathbf{j}_s = \gamma_s(t) \text{grad } U_s \quad (2.3)$$

Сложность учета факторов, влияющих на величину $\text{grad } U_s$, привела к развитию численных методов анализа характеристик полей и зарядов на подложке при $U=0$ для простейших случаев двумерных распределений остаточных зарядовых структур $\sigma(x,y)$ (например, в виде однородно заряженных полуплоскости, полосы, системы полос). Наиболее полно структурные изменения в зарядовом пятне, связанные с действием полей поляризационных и индукционных зарядов, прослеживаются в /59/ для полосы с колоколообразным распределением σ . Такая форма распределения σ соответствует электродной системе с коронирующим электродом в виде ножа или струны. Используя экспериментальные осциллограммы распределений σ в полосе под струнным коротроном /57/, с помощью методики /59/ можно выделить роль искажающих факторов в остаточном пятне (полярная окантовка, изменение крутизны, смещение максимума эффективной плотности) и приблизиться к исходной форме пятна зарядов, отвечающих моменту

выполнения U разряда. Однако отсутствие методик определения параметров j_0 и γ , диэлектрического слоя в разряде создает затруднения для теоретического моделирования поверхностных электроразрядных структур даже в ячейке газового разряда с простейшей геометрией.

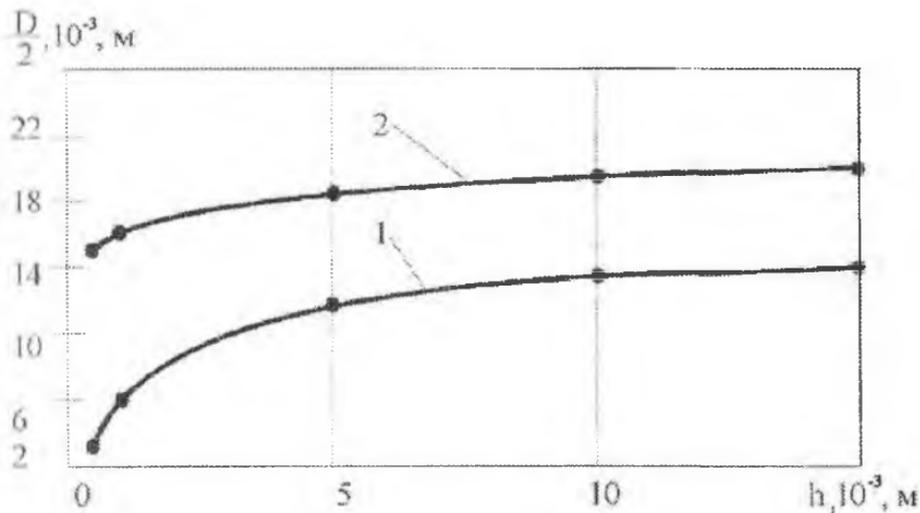


Рис. 2.2. Изменение поперечного размера $D/2$ зарядового пятна по уровню $0,5\sigma_{\text{отт}}^{\text{макс}}$ для шпильчатого 1 и струнного 2 коротронов в зависимости от высоты h относительно подложки (оргстекло с $d=2 \cdot 10^{-3}$ м, $r_k=50$ мкм, $U_k=10$ кВ)

2.1. Результаты исследования процессов формирования зарядовых рельефов в поле униполярной барьерной короны

Для экспериментального моделирования поверхностных однородных электроразрядных структур и определения возможности использования их в качестве стабилизирующих газовый разряд приборьерных слоев в [191] было выполнено два цикла исследований в элементарной электродной ячейке острое – воздушный промежуток – плоскость (диэлектрическая пленка – заземленный экран) при отрицательной полярности напряжения U на ВВЭ.

В первом цикле электродная система была стационарной и исследования включали: электрографическую визуализацию подвижек на подложке в поле короны с фоторегистацией поропковых структур в поле остаточного пятна зарядов; измерение распределения потенциала U_d на подложке с помощью контактного электрического зонда. Для расфигурки электрографических структур были получены математические зависимости для потенциала и составляющих поля E_n и E_t по радиусу r осесимметричного пятна зарядов в приближении тонких подложек $d/r_0 \ll 1$, аналитический и численный анализ распределений $\varphi(r)$, $E_n(r)$ и $E_t(r)$ в

пятне по результатам зондовых измерений $U/U_0(r)$, способствующий расшифровке электрографических структур.

Второй цикл исследования проводился в динамической системе электродов, когда диэлектрический слой находился на образующей заземленного цилиндра – ротора, представляющего ПЭ.

Выбор острейшего электрода связан с необходимостью упрощения разрядного промежутка при приближении к одиночному каналу разряда, с которым в /74, 75/ связываются поверхностные процессы растекания заряда $\sigma(r)$ в ЧР и который имитировался в /109, 168/ металлической иглой для регистрации структуры поверхностного разряда, развивающегося от места соприкосновения головки стримера с подложкой в БР. Как видно из рис. 2.2 /56/, острейший электрод по сравнению со струнным обеспечивает на оси зарядового пятна более высокие значения $\sigma(r)$ при тех же h , позволяет получать зарядовые рельефы с более крутым фронтом $d\sigma/dr$ при $h < 3 \cdot 10^{-3}$ м.

Выбор отрицательной полярности U был основан на результатах работ /74, 75, 109/. В /74, 75/ для ЧР было показано, что на осциллограмме $I(t)$ в полупериод $U_3 < 0$ и $h \leq 10^{-3}$ м импульсы тока имели малую амплитуду и разряд в газовом промежутке горел в режиме незавершенных импульсов лавинной короны с микровыступов на ВВЭ. Поверхностные стримерные каналы на барьере отсутствовали при $U_3 < 0$, $h \geq 10^{-3}$ м и длительности фронта импульса $U_3(t)$ не менее $1 \cdot 10^2$ мкс. Это подтверждается электрограммами остаточных зарядовых пятен в /168/, на которых нет характерных для $U_3 > 0$ радиальных структур.

В /109/ игла прижималась острием сверху к подложке ($h=0$) и однородная структура отрицательного зарядного барьера вокруг острия сохранялась лишь на начальной стадии разряда. В /74, 75, 168/ газовый разряд горел в воздухе при атмосферном давлении и при $U_3 < 0$ потенциальный барьер формировался в основном за счет осаждения на подложку отрицательных ионов кислорода. Сравнивая электрограммы остаточных зарядов в /168/ при $U_3 > 0$ и $U_3 < 0$, можно утверждать, что эффективность стабилизации газового разряда отрицательным потенциальным барьером выше, чем положительным.

Сокращение длительности фронта импульса $U_3(t)$, исключение газового промежутка ($h=0$), как и уменьшение $C_{пл}$ подложки способствуют переходу от однородной структуры потенциального барьера к стримерным каналам поверхностного пробоя газа.

2.1.1. Экспериментальное моделирование радиально-симметричных зарядовых структур в поле игольчатого коротрона

В /191/ ставилась задача выявить характер формирования отрицательного потенциального барьера при линейном нарастании U_3 и зарегистрировать структуру остаточных зарядовых пятен в зависимости от $\beta = U_3/U_{зак}$.

Схема экспериментальной установки приведена на рис. 2.3. Высоковольтный электрод 1 был выполнен в виде иглы с радиусом острия $r \sim 50$ мкм и установ-

ливался на расстоянии h от диэлектрической пленки 2, закрепленной на металлической плоскости 3 с перекрытием. В качестве диэлектрического барьера использовались полимерные пленки толщиной $d=40\text{...}100$ мкм с $\rho_v \geq 10^{14}$ Ом·м из материалов: полиэтилен, лавсан, полиимид, триацетат целлюлозы. На электрод 1 от выпрямителя 4 подавалось высокое напряжение $U_0 \leq 15$ кВ отрицательной полярности.

Латр 5 позволял регулировать скорость нарастания $\Delta U_0/\Delta t$. Скрытое электростатическое изображение визуализировалось путем нанесения на подложку проявляющего диэлектрического порошка в виде стеклянных шариков диаметром не более 60 мкм. Методика электрографических и зондовых исследований не отличалась от [201]. Описание зондовой измерительной схемы дано в [126, 131].

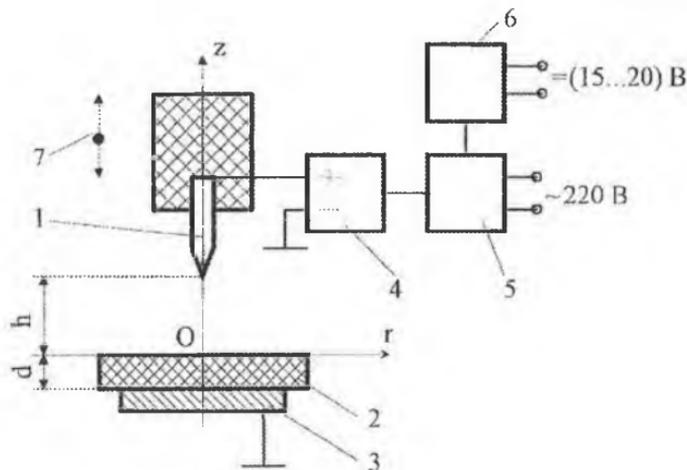


Рис. 2.3. Схема экспериментальной установки: 1—острый электрод; 2— полимерная пленка; 3—металлический экран; 4—источник высокого напряжения; 5—латр; 6—механический привод с шаговым электродвигателем; 7—узел крепления с микрометрическим винтом подачи ВВЭ; h —ширина газового промежутка; d —толщина пленки

Контроль за характером формирования отрицательного потенциального барьера производился путем визуализации структурных изменений в области под острием коротрона в однородном монослое частиц проявляющего диэлектрического порошка, предварительно нанесенного на подложку. Как было показано в [201], предварительное нанесение монослоя частиц в виде стеклянных шариков без красителя существенно не искажало структуру остаточного зарядового пятна при $\beta < 1$. В то же время лилейное нарастание напряжения на ВВЭ при $U_0 < U_{зж}$, позволяет визуализировать [8] начальные стадии развития двумерных структур поверхностных зарядов по последовательным дискретно образующимся пространственным распределениям плотности проявляющего порошка. Характерно, что очередная подвижка плотности на поле проявляющего порошка «переписывает»

предыдущий потенциальный рельеф зарядов. Однако порошковые уплотнения предыдущих стадий процесса не отслеживают этих изменений, что может случиться проявлением сил сцепления поляризованных частиц. Однако методика визуализации в /8/ была создана для электродной системы СР и основывалась на использовании развитых в /127/ представлений о локализации распространяющихся волн ионизации СР в приповерхностном слое диэлектрика. Применение этой методики для случая с воздушным промежутком h между ВВЭ и подложкой $h \gg \lambda$ ($\lambda \sim 0,5$ мкм) требует дополнительного развития представлений о характере формирования потенциального барьера через не пробитый разрядом газовый промежуток, механизме повышения проводимости γ_s подложки в барьере, которая принималась в /75/ для обоснования экспериментально подтверждаемой частоты следования импульсов тока.

В экспериментах по визуализации порошковых структур на экране 3 (см. рис. 2.3) в поле короны в качестве диэлектрического слоя 2 применялась полиимидная пленка толщиной $d = 40$ мкм ($C_{вд} \sim 7,8 \cdot 10^{-7}$ Ф/м²).

Уменьшение d подложки 2 приводит к увеличению переносимого заряда за импульс ($\Delta q \sim C_{вд} / 163$) и возрастанию фокусировки адсорбированного заряда /109/. Эти факторы, как и сокращение h , повышают контрастность порошковых структур, обеспечивая визуализацию малых подвижек в процессе возрастания U_3 .

Исследования, проведенные при $h = (0,5 \dots 1) \cdot 10^{-3}$ м, показали, что задавая скорость возрастания U_3 ($\Delta U_3 / \Delta t$) можно регулировать режим формирования пятна. Изменение скорости $\Delta U_3 / \Delta t$ в пределах от 0,1 кВ/с до 1,5 кВ/с обеспечивалось (см. рис. 2.3) путем изменения скорости поворота вала привода 6, связанного с бегунком лагра 5. Скорость поворота вала в 6 задавалась регулированием напряжения питания шагового электродвигателя.

Система 5, 6 позволяла изменять U_3 от 0 до 10 кВ, при этом заданная скорость $\Delta U_3 / \Delta t$ поддерживалась в пределах $\pm 0,05$ кВ/с. Визуализация порошковых электрограмм в поле короны показала, что при $\Delta U_3 / \Delta t \approx 0,3$ кВ/с и $h = 10^{-3}$ м процесс образования пятна проходит через последовательную серию ступенчатых (мгновенных) подвижек (рис. 2.4, а). Первая мгновенная подвижка фиксировалась при $U_3 \approx 2,5$ кВ непосредственно под острием ВВЭ и имела вид, близкий к круговой структуре с наружным $D \sim (2 \dots 3) \cdot 10^{-3}$ м и центром в точке $r \approx 0$. Наружная граница подвижки была связана со сдвигом частиц их приосевой области на периферию. Все последующие подвижки проявлялись по мере возрастания U_3 и представлялись в форме порошковых колец шириной

$(1,5 \dots 2) \cdot 10^{-3}$ м со ступенчато растущим D , которые «насаживались» на предыдущие структуры. Механизм формирования порошковых колец может быть связан со ступенчатым продвижением структур вдоль поверхности подложки. Для получения очередного кольца требовалось увеличение U_3 на $(0,5 \dots 0,6)$ кВ. При $U_3 \approx 6$ кВ ($\beta = 2,4$) наружный диаметр структуры достигал $D \approx (3 \dots 3,5) \cdot 10^{-2}$ м.

В пользу поверхностного механизма формирования порошковых структур говорит наблюдавшийся при $U_3 / t = 5$ кВ и $h \approx 5 \cdot 10^{-4}$ м непрерывный процесс продвижения порошковой подвижки, который представляется в виде расходящейся

попы. Волна «запускалась» первичной с подвижкой острия от поверхности диэлектрика и распространялась непрерывно до D_k . Характерная скорость распространения фронта порошковой подвижки была на уровне $v_n \approx 10^{-2}$ м/с – это более чем на порядок превосходит скорость растекания поверхностных зарядов, измеренную в [168] для подложек с $\rho_s < 10^{14}$ Ом.

При $\Delta U_0/\Delta t = 7 \cdot 10^2$ В/с и $h \approx 10^{-3}$ м отмечены изменения в характере образования структуры зарядового пятна, которые проявлялись в переходе к импульсному (пеллишечному) процессу формирования всей структуры. Сократилось количество кольцевых зон в пятне, возросли их размеры (рис. 2.4,б). При этом диаметр приосевой области составлял $D_0 \geq (1,5 \dots 2) \cdot 10^{-2}$ м, а кольцевое образование имело протяженность не менее $(3 \dots 15) \cdot 10^{-2}$ м. Подвижки характеризовались сдвигом порошка на внешние границы своих областей. Это может являться проявлением ударных газодинамических процессов [127, 201], сопутствующих импульсам поверхностного разряда. Отсутствие радиальных порошковых рельефов в поле подвижек говорит о сохранении аксиальной однородности поверхностных процессов.

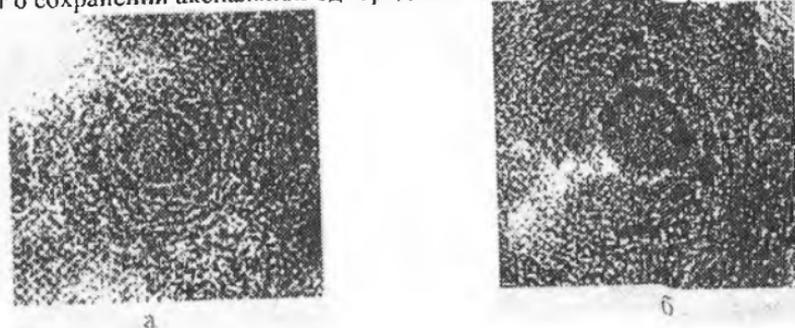


Рис. 2.4. Характерный вид порошковых подвижек на подложке в поле короны для двух значений $\Delta U_0/\Delta t$: а – $\leq 3 \cdot 10^2$ В/с; б – $\geq 7 \cdot 10^2$ В/с (лавсан, $d=50 \dots 80$ мкм, $h=1 \cdot 10^{-3}$ м)

При $\Delta U_0/\Delta t \geq 10^3$ В/с возникал режим стримерных каналов избыточного заряда [74, 168, 200].

Регистрация структур остаточных зарядовых пятен в основном проводилась при $h=5 \cdot 10^{-3}$ м и $\Delta U_0/\Delta t = (0,5 \dots 1) \cdot 10^3$ В/с на полимерных пленках типа лавсана, полиимида, полиэтилена, имеющих толщину $d=(4 \dots 15) \cdot 10^{-5}$ м и длину сторон квадрата не менее 0,15 м. После снятия напряжения U_0 с ВВЭ производилось нанесение на подложку монослоя проявляющего порошка, в процессе которого визуализировалась электрографическая картина с зарядовыми и потенциальными рельефами. Промежуток времени Δt между выключением U_0 и фоторегистацией структуры составлял менее одной минуты и существенно возрастал при записи с помощью зонда распределения потенциала $U_n(r)$ по радиусу зарядового пятна.

На рис. 2.5а,б приведены характерные центрально-симметричные зарядовые структуры, полученные при $U_{01}=5$ кВ ($\beta \sim 1,7$) и $U_{02}=11$ кВ ($\beta \sim 3,7$) на лавсановой пленке $d=80$ мкм. Из рис. 2.5 видно, что возрастание U_0 приводит к изменению

структуры остаточного зарядового пятна, которая при $U_{з1}$ имела вид однородного порошкового диска в приосевой области с внешним $D_{в.к.} \sim 9 \cdot 10^{-3}$ м. Внешняя граница приосевого пятна имеет высокую контрастность на фоне примыкавшей свободной от порошка кольцевой области шириной $\sim 5 \cdot 10^{-3}$ м. Свободное от порошка кольцо имело наружный контур с $D_{в.к.} \sim 2 \cdot 10^{-2}$ м, который контактировал с первичным однородным полем частиц. При увеличении $U_з$ от 7 кВ до 9 кВ в области внешней границы приосевого пятна происходило формирование промежуточного зарядового кольца. На рис. 2.5б промежуточное кольцо при $U_{з2}$ имеет внутренний $D_{в.к.} \sim 1,7 \cdot 10^{-2}$ м.

На рис. 2.6 приведены характерные графики распределения потенциала $U_r/U_{д0}$ на подложке по радиусу r зарядовой структуры при $U_з=5$ кВ, отличающиеся шириной h промежутка. Видно, что с увеличением h связано возрастание $D_{в.к.}$ зарядового пятна и снижение крутизны потенциального рельефа. При $U_з \geq 7$ кВ появляется промежуточное зарядовое кольцо и, соответственно, изменяется характер распределения $U/U_0(r)$.

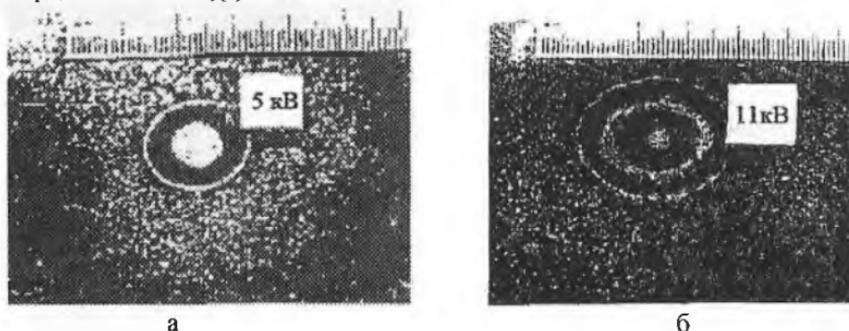


Рис. 2.5. Характерный вид остаточных зарядовых структур на электрограмме для двух значений напряжения $U_з$: а)–5 кВ; б)–11 кВ (лавсан, $d=80$ мкм, $h=5 \cdot 10^{-3}$ м)

Как видно из рис. 2.7, на графике зависимости $U/U_0(r)$ в центре зарядового пятна имеется выраженный провал, глубина и ширина которого возрастают по мере увеличения $U_з$.

Таким образом, выполненные электрографические и зондовые исследования показали, что резкая неоднородность электрического поля в газовом промежутке с острым коротроном позволила при медленно нарастающем отрицательном напряжении $U_з$ смоделировать на диэлектрической пленке процессы ступенчатого продвижения границы зарядного пятна в виде центрально-симметричных и аксиально-однородных структур.

С помощью электрографии на высокоомных полимерных пленках в поле униполярной короны впервые визуализирован непрерывный процесс распространения волновой структуры, который можно связать с волной потенциала диэлектрика.

Зависимость электрографических картин от скорости нарастания напряжения $U_з$ на ВВЭ говорит об инерционности процессов формирования зарядовых

тяжен на подложке в поле короны и может служить проявлением зависимости поверхностных структур от процессов в разрядном промежутке h .

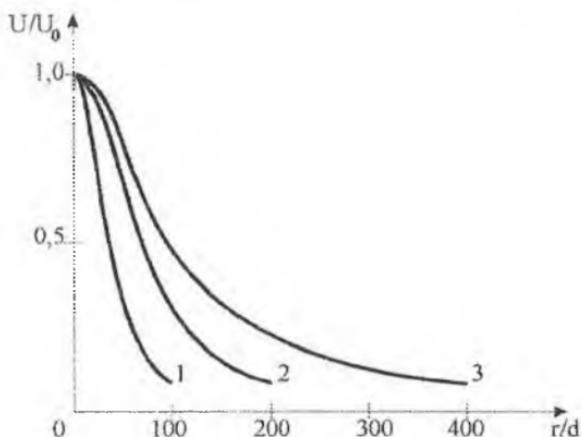


Рис. 2.6. Распределение потенциала U/U_0 на подложке по радиусу r/d зарядового пятна при $U_0=5$ кВ для трех значений ширины h промежутка: 1— $4 \cdot 10^{-3}$ м, 2— $5 \cdot 10^{-3}$ м, 3— $6 \cdot 10^{-3}$ м ($U_0 \approx 0,5$ кВ, $d=80$ мкм)

Отличия электрографических структур зарядовых пятен, полученных в поле короны, от электрограмм с остаточными зарядовыми рельефами, зарегистрированными после выключения U_0 , связаны с комплексным действием на скрытое изображение факторов, влияющих на степень перераспределения поля нанесенных зарядов, скорость размывания градиентов $(\Delta\sigma/\Delta r)$ и $(\Delta U/\Delta r)$. Эти факторы играют определяющую роль в проблеме создания стабилизирующих газовый разряд барьеров на основе естественных процессов развития поверхностного разряда. Выделение роли поляризационных и индукционных эффектов в распределениях остаточных зарядовых структур и потенциальных рельефов являются содержательной задачей теории потенциала [111].

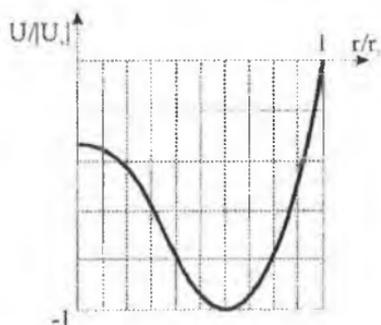


Рис. 2.7. Распределение потенциала U/U_0 на поверхности диэлектрика по радиусу r/r_0 зарядового пятна при $U_0 \geq 10$ кВ, $h=5 \cdot 10^{-3}$ м, $d=80$ мкм и $U_0=500$ В

2.2. Анализ режимов записи динамических электрограмм в поле барьерной короны с игольчатым электродом

2.2.1. Интегральные уравнения поля зарядового пятна на диэлектрической подложке с заземленным экраном

В [169] методом интегральных преобразований Фурье было получено выражение для потенциала, создаваемого осесимметричным пятном зарядов на диэлектрике с экраном. Однако применение его в конкретных схемах электродов затруднительно. Требуется дополнительный анализ граничных условий с учетом реальных соотношений r_0/d , получение выражений для составляющих $E_n(r)$ и $E_t(r)$ электрического поля с учетом полей наведенных зарядов. В [169] не учитывается случай сложного распределения потенциала, когда зарядовая структура $\sigma(r)$ имеет промежуточное зарядовое кольцо (см. рис. 2.5б). С другой стороны, для некоторых колоколообразных распределений $\sigma(r)$ при малых U , принципиально возможно получение наглядных аналитических решений, позволяющих выделить поляризационные эффекты.

Для получения интегральных уравнений поля зарядового пятна на диэлектрической пленке введем цилиндрическую систему координат (рис. 2.8): ось Z перпендикулярна поверхности диэлектрика, начало координат на его поверхности.

$$\begin{aligned} \text{Введем безразмерные параметры: } \tilde{\varphi} &= \varphi/U_0; \quad \tilde{U} = U/U_0; \quad \tilde{z} = z/a; \\ \tilde{r} &= r/a; \quad \tilde{d} = d/a; \quad \tilde{E} = \vec{E}a/U_0; \quad \tilde{\sigma} = \sigma a/\epsilon_0 U_0. \end{aligned}$$

Здесь U_0 – максимальная величина потенциала на поверхности пленки (в центре пятна); a – параметр, характеризующий эффективный радиус пятна r_0 , который, в свою очередь, соответствует радиусу пятна на половине значения потенциала U_0 . Выбор параметра a и его связь с эффективным радиусом r_0 , зависит от конкретной формы зарядового рельефа.

$$\text{В областях 1, 2 потенциал удовлетворяет уравнению Лапласа} \\ \Delta\varphi_{1,2}=0. \quad (2.4)$$

$$\left. \begin{aligned} \text{Граничные условия и условие на бесконечности имеют вид} \\ \tilde{z} = -d \quad \tilde{\varphi} = 0 \\ \tilde{z} = 0 \quad \tilde{\varphi}_1 = \tilde{\varphi}_2 = \tilde{U}(\tilde{r}) \\ \tilde{z} \rightarrow \infty \quad \tilde{\varphi}_1 \rightarrow 0 \end{aligned} \right\} \quad (2.5)$$

Функция $U(r)$ находится аппроксимацией экспериментальных данных и относится широкому классу распределений типа рис. 2.6 и 2.7.

Решение поставленной задачи ищем методом интегральных преобразований, используя преобразование Ханкеля [186].

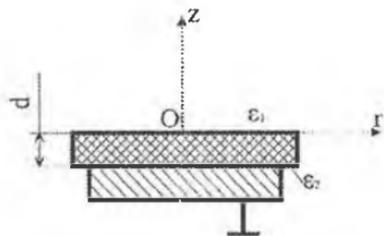


Рис. 2.8. К получению интегральных уравнений поля зарядового пятна

Применив преобразование Ханкеля к потенциалу

$$\tilde{\Phi}_{1,2}^*(p, \tilde{z}) = \int_0^{\infty} \tilde{r} \tilde{\Phi}_{1,2}(\tilde{r}, \tilde{z}) I_0(p\tilde{r}) d\tilde{r} \quad (2.6)$$

(здесь $I_0(p\tilde{r})$ – функция Бесселя нулевого порядка) из (2.4) получим

$$\frac{d^2 \tilde{\Phi}_{1,2}^*}{d\tilde{z}^2} = p^2 \tilde{\Phi}_{1,2}^* \quad (2.7)$$

Здесь и далее значком * будем обозначать преобразованные величины.

Интегрируя (2.7), получим частные решения

$$\tilde{\Phi}_{1,2}^* = A(p) e^{\pm p\tilde{z}} \quad (2.8)$$

К функции $\tilde{U}(\tilde{r})$ тоже применим преобразование Ханкеля. Преобразованная функция будет равна

$$\tilde{U}^* = \int_0^{\infty} \tilde{r} \tilde{U}(\tilde{r}) I_0(p\tilde{r}) d\tilde{r} \quad (2.9)$$

Учитывая условия на бесконечности, получим для общих решений выраже-

$$\Phi_1^*(p, \tilde{z}) = A_1(p) e^{-p\tilde{z}} \quad (2.10)$$

$$\Phi_2^*(p, \tilde{z}) = A_{21}(p) e^{p\tilde{z}} + A_{22}(p) e^{-p\tilde{z}} \quad (2.11)$$

Из граничных условий получим

$$z=0 \quad A_1(p) = A_{21}(p) + A_{22}(p) = \tilde{U}^*(p) \quad (2.12)$$

$$z=-\tilde{d} \quad A_2(p) = A_{21}(p) e^{p\tilde{d}} + A_{22}(p) e^{-p\tilde{d}} = 0 \quad (2.13)$$

Отсюда

$$A_1(p) = \tilde{U}^*(p)$$

$$A_{21}(p) = 2\tilde{U}^*(p) \frac{e^{p\tilde{d}}}{\text{sh } p\tilde{d}}$$

$$A_{22}(p) = -2\tilde{U}^*(p) \frac{e^{-p\tilde{d}}}{\text{sh } p\tilde{d}}$$

Тогда

$$\Phi_1^*(p, \tilde{z}) = \tilde{U}^*(p) e^{-p\tilde{z}} \quad (2.14)$$

$$\Phi_2^*(p, \tilde{z}) = \tilde{U}^*(p) \frac{\text{sh } p(\tilde{d} + \tilde{z})}{\text{sh } p\tilde{d}} \quad (2.15)$$

Продстав обратное преобразование Ханкеля, получим

$$\tilde{\Phi}_1(\tilde{r}, \tilde{z}) = \int_0^{\infty} \tilde{U}^*(p) \cdot p \cdot e^{-p\tilde{z}} I_0(p\tilde{r}) dp \quad (2.16)$$

$$\tilde{\Phi}_2(\tilde{r}, \tilde{z}) = \int_0^{\infty} \tilde{U}^*(p) \cdot p \cdot \frac{\text{sh } p(\tilde{d} + \tilde{z})}{\text{sh } p\tilde{d}} I_0(p\tilde{r}) dp \quad (2.17)$$

Из (2.16) и (2.17) находим напряженность поля

$$\tilde{E}_{1n} = -\frac{\partial \tilde{\Phi}_1}{\partial \tilde{z}} = \int_0^{\infty} \tilde{U}^*(p) p^2 e^{-p\tilde{z}} I_0(p\tilde{z}) dp; \quad (2.18)$$

$$\tilde{E}_{2n} = -\frac{\partial \tilde{\Phi}_2}{\partial \tilde{z}} = -\int_0^{\infty} \tilde{U}^*(p) p^2 \frac{\text{ch } p(\tilde{d} + \tilde{z})}{\text{ch } p\tilde{d}} I_0(p\tilde{z}) dp; \quad (2.19)$$

$$\tilde{E}_{1r} = -\frac{\partial \tilde{\Phi}_1}{\partial \tilde{r}} = \int_0^{\infty} \tilde{U}^*(p) p^2 e^{-p\tilde{r}} I_1(p\tilde{z}) dp; \quad (2.20)$$

$$\tilde{E}_{2r} = -\frac{\partial \tilde{\Phi}_2}{\partial \tilde{r}} = \int_0^{\infty} \tilde{U}^*(p) p^2 \frac{\text{sh } p(\tilde{d} + \tilde{z})}{\text{sh } p\tilde{d}} I_1(p\tilde{r}) dp; \quad (2.21)$$

Здесь $I_1(p\tilde{r})$ – функция Бесселя первого порядка.

На поверхности диэлектрика должно выполняться граничное условие электростатики

$$\epsilon_1 \tilde{E}_{1n} - \epsilon_2 E_{2n} = \frac{\sigma}{\epsilon_0},$$

где ϵ_1 – диэлектрическая проницаемость воздуха; ϵ_2 – диэлектрическая проницаемость барьера. В безразмерных переменных получим

$$\epsilon_1 \tilde{E}_{1n} - \epsilon_2 \tilde{E}_{2n} = \tilde{\sigma} \quad (2.22)$$

Из (2.18...2.22) получим для поверхности диэлектрика

$$\tilde{\Phi}_1(\tilde{r}) = \tilde{\Phi}_2(\tilde{r}) = \tilde{U}(\tilde{r}) = \int_0^{\infty} \tilde{U}^*(p) p I_0(p\tilde{r}_0) dp \quad (2.23)$$

$$\tilde{E}_{1r}(\tilde{r}) = \tilde{E}_{2r}(\tilde{r}) = \int_0^{\infty} \tilde{U}^*(p) p^2 I_0(p\tilde{r}) dp \quad (2.24)$$

$$\tilde{E}_{1n}(\tilde{r}) = \int_0^{\infty} \tilde{U}^*(p) p^2 I_0(p\tilde{r}) dp \quad (2.25)$$

$$\tilde{E}_{2n}(\tilde{r}) = - \int_0^{\infty} \tilde{U}^*(p) p^2 \text{cth}(p\tilde{d}) I_0(p\tilde{r}) dp \quad (2.26)$$

$$\tilde{\sigma}(\tilde{r}) = \int_0^{\infty} \tilde{U}^*(p) p^2 [\epsilon_1 + \epsilon_2 \text{cth}(p\tilde{d})] I_0(p\tilde{r}) dp \quad (2.27)$$

Поскольку для $p\tilde{r} > 10$ можно приближенно считать $I_1(p\tilde{r}) \approx 0$, то для $\tilde{r} \gg \tilde{d}$ в (2.27) существенными будут члены, для которых $p\tilde{d} \ll 1$.

Используя приближенное соотношение

$$\text{cth}(p\tilde{d}) \approx \frac{1}{p\tilde{d}},$$

получим

$$\tilde{\sigma}(\tilde{r}) \approx \epsilon_2 \frac{\tilde{U}(\tilde{r})}{\tilde{d}}$$

или

$$\sigma(r) \approx \epsilon_0 \epsilon \frac{U(r)}{d}. \quad (2.28)$$

Если пленка тонкая (в нашем случае $d/\tau_0 \sim 10^{-3}$), то выражение (2.23) справедливо почти для всего зарядового пятна (кроме области $r \sim d$).

Вычислим поверхностную плотность $\eta(r)$ эффективных зарядов, т.е. сумму индуцированных и связанных зарядов. Для η можно записать

$$\eta = \epsilon_0 (E_{1n} - E_{2n})$$

или

$$\eta = \tilde{E}_{1n} - \tilde{E}_{2n} = \int_0^{\infty} \tilde{U}^*(p) p^2 [1 + \text{cth}(p\tilde{d})] I_0(p\tilde{r}) dp \quad (2.29)$$

Из (2.22) и (2.29), учитывая, что нормальная составляющая напряженности поля зарядов без зарядов небольшой окрестности рассматриваемой точки, равна $E_n = E_{1n} - E_{2n}/2$, легко получить

$$\eta = \frac{2\sigma}{\epsilon_1 + \epsilon_2} + 2E_n(\epsilon_1 - \epsilon_2),$$

что, естественно, совпадает, например, с /59, 184/. Для расстояний $r \gg d$ легко получить, как это сделано выше для σ ,

$$\eta \approx \epsilon_0 \frac{U}{d} \approx \frac{\sigma}{\epsilon_2} \quad (2.30)$$

Дальнейшие вычисления проделывались в двух вариантах: аналитически и численно.

Аналитические вычисления могут быть проделаны для очень небольшого числа колоколообразных распределений $U(r)$, которые позволяют вычислить интегралы, приведенные выше.

Мы исходим из формулы /61/

$$\int_0^{\infty} e^{-pr} I_n(pr) dr = \frac{(\sqrt{a^2 + r^2} - a)^n}{r^n \sqrt{a^2 + r^2}} \quad (2.31)$$

Дифференцируя по параметру a , можно вычислить интегралы в выражениях (2.23...2.25).

Большей частью экспериментальную зависимость $U(r)$ нельзя аппроксимировать табличной функцией. В таком случае аналитическое решение становится невозможными, приходится использовать численные методы расчета. При этом экспериментальные данные аппроксимировались сплайнами, а сам расчет проводился методом /111/.

2.2.2. Расчет электрического поля по заданным распределениям потенциала

Распределения потенциала $U/U_0(r)$, приведенные на рис. 2.6, с высокой достоверностью описывались с помощью функции

$$U = \frac{U_0 a^3}{(a^2 + r^2)^{3/2}} \quad (2.32)$$

или

$$\tilde{U} = \frac{1}{(1 + \tilde{r}^2)^{3/2}} \quad (2.33)$$

Для функции (2.32) связь параметров a и r_0 выражается соотношением $r_0 = 0.59a$. Исходя из вида выражений (2.31) и (2.33), для зависимостей (2.23...2.25), получим:

$$\tilde{U}^*(p) = e^{-p} \quad (2.34)$$

$$\tilde{E}_{in} = \frac{2 - \tilde{r}^2}{(1 + \tilde{r}^2)^{3/2}} \quad (2.35)$$

$$\tilde{E}_{tr} = \frac{3\tilde{r}}{(1 + \tilde{r}^2)^{3/2}} \quad (2.36)$$

Графики функций $E_{in}(r)$, $E_{tr}(r)$ для трех значений эффективного радиуса пятна ($r_0 = 2, 4, 8$ мм) приведены на рис. 2.9, 2.10.

Нормальная составляющая напряженности поля $E_{in}(r)$ меняет знак при $\tilde{r} = \sqrt{2}$, а ее модуль $|\tilde{E}_{in}|$ имеет два максимума: при $r=0$, $\tilde{E}_{in} = 2$; при $r=2$, $\tilde{E}_{in} = 0,04$. Малая величина максимума для отрицательных значений и его размытость объясняются малой крутизной границы зарядового пятна. Тангенциальная

составляющая напряженности \tilde{E}_τ , имеет максимум в точке $\tilde{r} = 0,5$ ($r = 0,5a$). При этом $E_\tau^{\text{макс}} = 0,85$ ($E_\tau^{\text{макс}} = 0,85 \frac{U_0}{a}$).

Несмотря на простоту аналитического решения и малую крутизну границ распределения U/U_d (см. рис. 2.6) при степени перенапряжения $\beta < 1,6$, на рис. 2.9 и 2.10 прослеживаются условия для получения периферийного поляризованного эффекта, названного в [59] полярной «окантовкой». В нашем случае положительная «окантовка» визуализируется на всех электрограммах (см. рис. 2.5) в виде наружной кольцевой области, из которой поляризованные проявляющие частицы порошка смещаются на внешнюю границу зарядного пятна, совпадающую с областью максимума составляющей $E_\tau(r)$ поля.

Другой крайний случай решения задачи с численным расчетом составляющих $E_n(r)$, $E_\tau(r)$ поля для распределения $U/U_0(r)$ с провалом (см. рис. 2.7) был выполнен в [131]. Решение задачи проводилось методом интегральных преобразований Фурье. Функция $U(r)$ раскладывалась в ряд по функциям Бесселя первого рода нулевого порядка, полученные выражения для распределения составляющих поля $E_n(r)$ и $E_\tau(r)$, поверхностной плотности нанесенных зарядов σ и потенциала U имеют вид

$$\begin{aligned} E_n &= \sum_{i=1}^{\infty} A_i k_i I_0(k_i r); & \sigma &= \epsilon_0 \sum_{i=1}^{\infty} [1 + \epsilon_2 \text{cth}(k_i d_0)] A_i k_i I_0(k_i r) \\ E_\tau &= \sum_{i=1}^{\infty} A_i k_i I_1(k_i r); & U &= \sum_{i=1}^{\infty} A_i I_0(k_i r) \end{aligned} \quad (2.37)$$

Здесь A_i — амплитуды ряда Фурье-Бесселя; k_i — нули функции $I_0(r)$; I_1 — функция Бесселя первого рода первого порядка.

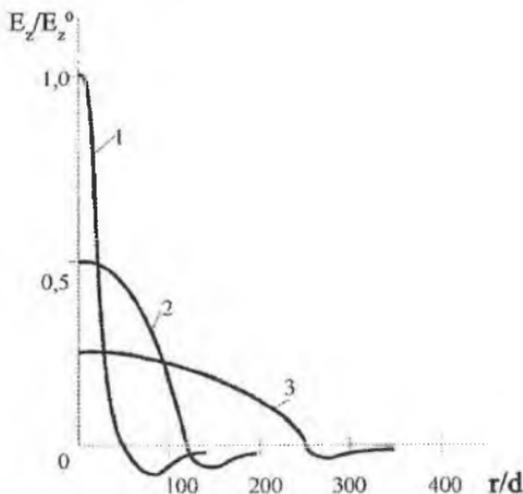


Рис. 2.9. Распределение нормальной составляющей E_z в зарядовом пятне: 1— $r_0/d=25$; 2—50; 3—100; E_z^0 — нормальная составляющая поля в центре пятна для $r_0/d=25$

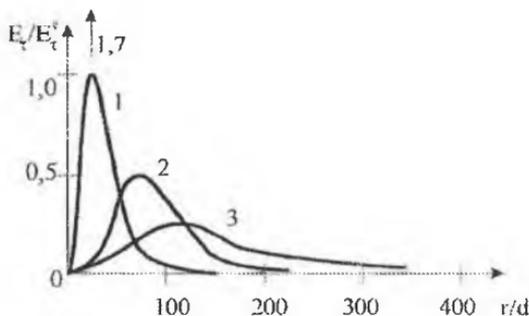


Рис.2.10. Распределение касательной составляющей в зарядовом пятне: 1— $r_0/d=25$; 2—50; 3—100; E_t^0 — максимальное значение E_t при $r_0/d=25$

Так как относительная толщина диэлектрической пленки

$$d_0 = \frac{d}{r_0} \sim 10^{-3}, \text{ то } \operatorname{cth}(k_i d_0) \approx \frac{1}{k_i d_0} \text{ и } \sigma \approx \epsilon_0 \epsilon \frac{U}{d}.$$

Из системы (2.37) видно, что, зная распределение по диэлектрику одной величины, легко определить три других. Вычисление амплитуд ряда Фурье-Бесселя и параметров поля производилось численными методами с использованием ЭВМ.

Найденное распределение составляющей $E_n(r)$ поля дано на рис. 2.11. Область двухглавого максимума поля $E_n(r)$ достаточно хорошо согласуется с расположением промежуточного порошкового кольца на электрограмме в рис. 2.5б. Таким образом реальный механизм формирования порошкового кольца связан со смещением поляризованных частиц в область максимумов нормальной и тангенциальной составляющих электрического поля, которые в случае крутых фронтов ($\Delta r/d \rightarrow 1$) должны находиться при близких $r/59, 163, 194$. Появление провала в распределениях $\sigma(r)$ и $U(r)$ обычно связывается с расширением поперечного размера зарядового пятна и проявлением действия поля индуцированных в экране зарядов.

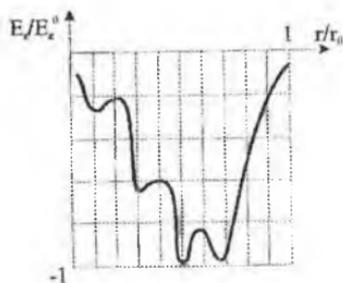


Рис. 2.11. Относительное распределение нормальной составляющей напряженности электрического поля: $E_n^0 = 5,4 \cdot 10^4$ В/м

В данном решении не удалось проследить поляризационную «окантовку». Однако неожиданными оказались две промежуточные неоднородности в распределении $E_n(r)$ в области провала (см. рис. 2.11). Дополнительная электрографическая визуализация структур зарядовых пятен, проведенная на полимерных пленках с односторонней металлизацией, выполненной методом вакуумного напыления, дала экспериментальное подтверждение правомерности результатов численных расчетов. На рис. 2.12 приведена полученная впервые трехкольцевая структура зарядовых рельефов на полимерной подложке.

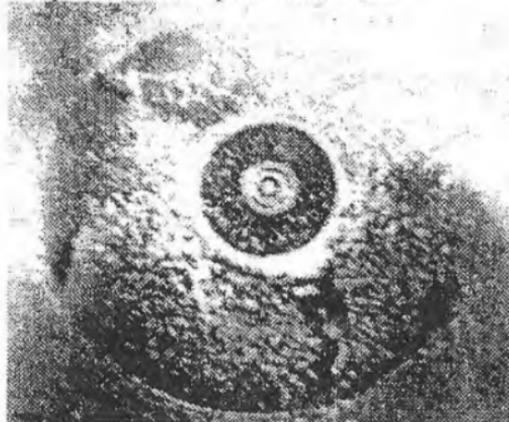


Рис. 2.12. Электрограмма зарядового пятна с трехкольцевой структурой рельефов в приповерхностной области (лавсан, $d=10^{-4}$ м, $h=1\cdot 10^{-3}$ м, $U\geq 10$ кВ)

Заметно, что развитая методика численного расчета конфигурации электрического зарядового пятна по заданной с помощью электрограмм структуре зарядовых рельефов и определенному с помощью электрического зонда распределению потенциала представляется в виде экспериментально-численного метода решения задачи по моделированию стабилизирующих потенциальных барьеров на высокоомных полимерных пленках в промежутках с коронирующим электродом.

Повышение достоверности метода может быть достигнуто совершенствованием как математических, так и экспериментальных методик. Наиболее несовершенным звеном в методе являются зондовые измерения. Применение электрических контактных зондов приводит к погрешностям в распределениях потенциальных рельефов, особенно значительным в области больших градиентов $\Delta U/\Delta r$, а также в области фоновых уровней $U_d(r)$. Они оправданы лишь на начальных этапах получения оценочных данных. С этим связана неполнота результатов численного моделирования в [31] на внешней границе зарядного пятна (область переполюсовки E_n и максимума E_r) и на периферии структуры (поляризационная «окантовка»). Для отслеживания совокупности поляризационных искажений в распределениях параметров зарядовых пятен с центрально-симметричной структурой в

первом приближении применимы результаты, наработанные для анализа распределений зарядов и полей в полосовых структурах /59, 163, 194/. Это связано с тем, что, как видно из электрограмм на рис. 2.5б и 2.12, при больших перенапряжениях $\beta \geq 3$, малых d и h , порошковые структуры приобретают форму колец (замкнутых полос).

Общий недостаток развитого метода решения задачи по моделированию стабилизирующих барьеров связан с наличием временного интервала $\Delta t \geq \xi^{-1}$, разделяющего этапы формирования в газоразрядном промежутке зарядового пятна на диэлектрическом слое и экспериментального анализа распределений $\sigma(r)$ и $U_n(r)$. Это затрудняет переход к исходным структурам зарядовых рельефов, создаваемых газовым разрядом /68/, снижает точность и достоверность результатов численного моделирования картины поля в момент разряда /75, 74/ на основе искусственного наложения поля остаточного зарядного пятна на однородное поле плоского конденсатора.

2.3. Качественные модели приборьерных проводящих слоев и однородных форм поверхностного разряда

Выполненные исследования показали на наличие особенностей в характере протекания газового разряда в электродной системе: острый электрод – воздушный промежуток – диэлектрическая подложка – заземленный экран, отличающих его от разрядов /54, 74, 75, 78, 112, 162, 168, 200/ с диэлектрическим барьером в промежутке с плоскими электродами. Применение острейшего электрода с резконеоднородным полем E в газовом промежутке с $h \geq 10^{-3}$ м позволяет говорить об униполярном коронном разряде с потенциальным барьером на диэлектрической подложке или барьерной короне. Линейно нарастающее отрицательное напряжение U_3 на ВВЭ с радиусом $r \sim 10^2$ мкм при $h = (0,5 \dots 1,5) \cdot 10^{-3}$ м и $d = 50 \dots 100$ мкм приводило к визуализации первичных подвижек частиц порошка при $U_3 \approx 2,3 \dots 2,6$ кВ, которое принималось за напряжение зажигания $U_{зж}$. Это соответствует выводу в /47/, где для отрицательной короны в воздухе с тонким слоем диэлектрика ($d < h$) было показано, что незаряженная пленка в пределах точности измерений ($\sim 1,5\%$) не дает изменения напряжения $U_{зж}$, которое связывалось с появлением импульсов Тричела.

В работе /47/ использовались предварительно заряженные пленки. Поэтому полученный вывод о том, что отрицательно заряженная пленка увеличивает $U_{зж}$ на величину поверхностного потенциала диэлектрика U_d , недостаточно корректен, так как в реальных условиях распределение $\sigma(r)$ на подложке определяется конфигурацией поля $E_n(r)$ короны /160/, которые в свою очередь зависят от плотности $q(r, z)$ объемного заряда в промежутке /36, 123, 128/ и параметров диэлектрического слоя /59/. Связь между режимом работы короны и распределением $\sigma(r)$ в остаточном зарядном пятне на подложке с $C_{пл} \sim 1,8 \cdot 10^{-8}$ Ф/м² исследовалась в /57, 65, 68/. Однако выявленные в /56, 65, 68/ закономерности не объясняют механизма формирования зарядных структур на подложке, так как до настоящего времени

не разработана физическая картина процессов в газовом разряде с диэлектрическим слоем на заземленном экране.

На основании развитых в /36, 123, 128, 160/ представлений о физике процессов в классической короне пока можно говорить лишь об отличительных особенностях коронного разряда с диэлектрическим слоем. Специфика разряда связана с высоким уровнем стабилизирующих функций потенциального барьера $\delta U_d(r)$ на диэлектрике, приводящих к необходимости работы в перенапряженных промежутках с $\beta \geq 2$. Последнее увеличивает поле у ВВЭ до $E_0 \geq 5 \cdot 10^4$ кВ/м и приводит к определяющей роли автоэлектронной эмиссии на развитие процессов /32/. Известно, что большое число иницирующих электронов N_0 в области у катода уже при малых β способствует быстрому размножению электронов в обычных условиях и реализации стримерного пробоя. Введение в промежуток предварительно заряженного диэлектрического слоя повышает устойчивость газового разряда /47/ за счет уменьшения поля вблизи острия. В /47/ показано, что увеличение β в этом случае приводит к дальнейшему запираанию ионизационных процессов у ВВЭ, так как сопровождается снижением частоты следования тричелевских импульсов до их исчезновения при $\beta \approx 2$. Отрицательная корона в воздухе должна гореть здесь в режиме близком к высоковольтному поднормальному разряду /77/ с ионизационными процессами, вынесенными в газовый промежуток.

Формирование зарядовых рельефов на диэлектрике в поле короны значительно усложняет картину взаимосвязанных процессов в газовом промежутке, приповерхностном газовом слое и материале подложки. Некоторая информация о механизме формирования зарядовых структур на подложке в газовом разряде может быть получена с помощью электрографических картин, визуализирующих динамические процессы порошковых подвижек в реальном масштабе времени. Малая плотность тока стационарной фазы разряда при $\beta \geq 2$, возможность поддержания слабоионизированной плазмы в электроотрицательных газах при E/p существенно меньших порогового значения /160/ позволяют замедлять образование порошковых структур на электрограммах.

Основываясь на результатах исследования потенциальных барьеров с помощью развитого экспериментально-численного метода и используя представления /36, 123, 128, 160/ об основных физических процессах в промежутке коронного разряда, проведем анализ электрографических картин, полученных в короне при различных $\Delta U/\Delta t$ и h , с целью разработки механизма формирования поверхностных структур при $\Delta t < \xi^{-1}$.

Прежде остановимся на общих принципах записи электрографических картин зарядных рельефов, которые не были выявлены в работах /108, 109/.

Как показали наши исследования структуры зарядового пятна, ее геометрические размеры на электрограмме зависят от целого ряда факторов, связанных со скоростью снижения U , при выключении разряда, характеристик диэлектрических слоев и проявляющего порошка. Прежде всего, размеры будут приближаться к зарегистрированным реальным зонам ионизации при применении подложек с достаточно малыми d (большими $C_{уд}$). Это необходимо для снижения эффекта пере-

распределения внешнего поля E_0 на этапе осаждения переносимого заряда Δq на подложке, связанного с вытеснением электрического поля заряда Δq в газ из материала диэлектрика [178]. Подбор d подложки может производиться экспериментально по снижению протяженности зарядных структур на электрограмме.

Близкое возрастанию d подложки воздействие на размеры зоны ионизации оказывает увеличение крутизны фронта импульса напряжения $\Delta U/\Delta t$. Экспериментальным подтверждением последнего являются структуры зарядных рельефов, приведенные на рис. 2.4а,б. Осаждение заряда Δq на подложку сопровождается проявлением полей наведенных зарядов, которые могут влиять на распределение поля E_0 , изменять режим работы газового разряда. Так, полярная окантовка на периферии зарядного рельефа может расширять основание разряда на подложке, горящего в режиме безимпульсного тлеющего разряда.

Момент выключения коронного разряда приводит к дополнительным изменениям в структуре пятна за счет усиления роли полей наведенных зарядов. Здесь можно выделить эффекты, связанные с индукционными зарядами в проводящем экране и поляризационными зарядами в диэлектрике. Структура зарядного пятна на диэлектрической подложке состоит из двух связанных областей (см. например, рис. 2.5а). Центральная область обусловлена непосредственным переносом зарядов на подложку лавинами, стримерами. В зависимости от крутизны создаваемого при этом зарядного рельефа центральная область оконтуривается более или менее выраженной полярной окантовкой. Полярная окантовка имеет потенциал, противоположный знаку зарядов $\sigma(r)$ в центральной области и острия. Это приводит к усилению внешнего поля E_0 на периферии пятна и может обеспечивать «оттягивание» пространственного заряда отрицательных ионов, который, как известно, ограничивает ток коронного разряда при усилении $e^{ab} > 10^4$. Для визуализации приповерхностных процессов растекания пространственного заряда ионов и электронов была применена методика записи электрографических структур в поле коронного разряда. Предварительное нанесение монослоя проявляющего порошка в виде стеклянных шариков диаметром не более 60 мкм (без тонера) на полимерные пленки толщиной $d \leq 10^{-4}$ м совместно с регулированием скорости нарастания напряжения $\Delta U/\Delta t$ на ВВЭ от 0,1 до 1,5 кВ/с и ограничением ионизационного размножения в объеме за счет малой ширины промежутка $d \leq 10^{-3}$ м впервые позволило провести экспериментальное моделирование газоразрядных процессов формирования приповерхностных электроразрядных структур (см., например, рис. 2.4а,б, 2.12, 2.13, 2.14), обеспечить визуализацию в реальном масштабе времени распространяющегося фронта волны потенциала диэлектрика и определение его характерной скорости v_b ($v_b \approx 10^{-2}$ м/с) по электрограммам типа рис. 2.12, 2.13, 2.14. Малые h и $\Delta U/\Delta t$ при перенапряжении $\beta \leq 2$ обеспечили получение дискретного режима записи структуры зарядного пятна, где приповерхностный электроразрядный слой растекался в виде последовательной серии мгновенных подвижек, формируя характерное зонное образование в области поляризационной окантовки (см. рис. 2.4а и 2.14). Такой режим продвижения ионизированного слоя газа должен говорить о дискретности возбуждения газоразрядного механизма переноса

зарядов на подложку и восстановления плотности $\rho(r)$ объемного заряда в промежутке h . Более детальные исследования показали, что при $\Delta U_s/\Delta t \leq 3 \cdot 10^2$ центральная область структуры формировалась лавинной серией, которая создавала визуализируемые при $U_s \approx U_{\text{злж}}$ осесимметричное пятно с начальным диаметром $D_0 = (2 \dots 3) \cdot 10^{-3}$ м и полярную окантовку с шириной стороны $\Delta l_0 \approx 10^{-3}$ м.

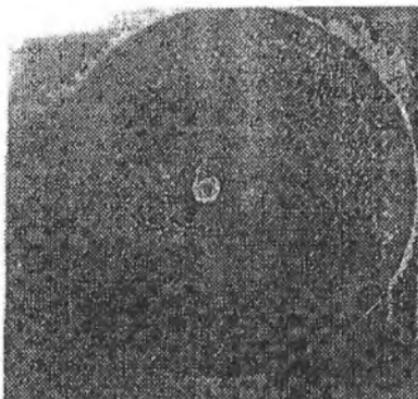


Рис. 2.13. Структура остаточного зарядового пятна, сформированного при непрерывном распространении фронта напряжения (лавсан, $d=50$ мкм, $h=8 \cdot 10^{-4}$ м, $U_0^{\text{макс}}=11$ кВ)

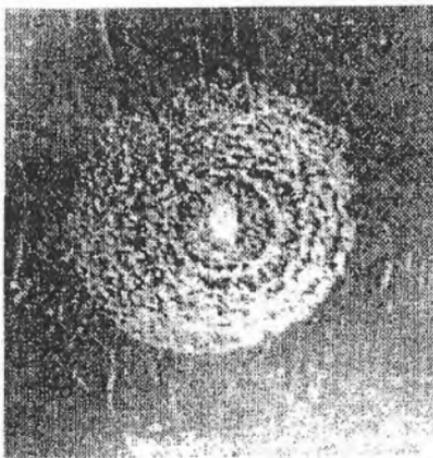


Рис. 2.14. Характерный вид электрограммы остаточного зарядового пятна, полученного в режиме, приведенном на рис. 2.4,а после повторного нанесения проявляющего порошка

Более важен общий размер начального образования $D_{k0} \approx (4 \dots 5) \cdot 10^{-3}$ м, так как дискретный переход к следующей структуре, проходивший после возрастания напряжения на $\Delta U_s = 0,6$ кВ, визуализировался как мгновенный переход образования с D_{k0} к $D_{k1} = (1,2 \dots 1,3) D_{k0}$. Характерно, что приосевая часть структуры уже не восстанавливалась, а от каждой предыдущей подвижки порошка сохранялся кон-

тур частиц в кольце поляризацiонной окантовки на уровне $D_{кi}$. Дискретный механизм формирования структур, таким образом, должен быть связан с периодическим характером лавинных серий и релаксационных процессов, вызванных увеличением емкости диэлектрического слоя при расширении пятна.

Остается неясным механизм выноса объемного заряда из промежутка h в виде приповерхностных электроразрядных структур. Для его конкретизации требуется дальнейшее изучение электрографических картин. На рис. 2.15 приведена электрограмма зарядного пятна, полученного в двух режимах формирования структур. Первоначальная структура, как и на рис. 2.4а, 2.14, формировалась в виде последовательных серий подвижек. Однако после достижения $D_{кi} \approx 4 \cdot 10^{-2}$ м произошел переход к непрерывному распространению фронта волны потенциала. Такой режим обеспечивался при некотором ослаблении поля короны в процессе возрастания ширины промежутка h . Для этого проводился подъем электрода 1 (см. рис. 2.3) с помощью микрометрического винта 7 при $U_3 \approx 5 \dots 6$ кВ. Малый уровень контрастности волновой структуры в реальном масштабе времени (рис. 2.15а) потребовал для ее выделения повторного нанесения визуализирующего порошка после выключения U_3 (рис. 2.15б, в). Как видно из рис. 2.15б, в, зарядовая структура с $D > 4 \cdot 10^{-2}$ м имеет однородное порошковое заполнение, что отличает ее от зонной структуры поляризацiонных окантовок на рис. 2.5, которые оставались свободными от частиц порошка при выключении U_3 . Самораспространение волновой структуры при $D > D_{кi}$ говорит о формировании приповерхностного слабоионизированного слоя и замедляющемся расширении его в ослабленном поле короны.

Постоянная скорость распространения фронта с $V_f \approx 10^{-2}$ м/с была получена при $h \leq 5 \cdot 10^{-4}$ м и $\Delta U_3 / \Delta t = 5 \cdot 10^2$ В/с (см. рис. 2.12, 2.13). Здесь волновой фронт распространялся непосредственно от центральной области с $D_0 \leq 10^{-2}$ м (присоевая двухкольцевая структура) и отслеживал изменение параметра $\Delta U_3 / \Delta t$. На рис. 2.12 промежуточное кольцо с $D_k \approx 2,5 \cdot 10^{-2}$ м было получено за счет фиксирования напряжения на ВВЭ при $U_3 \approx 7$ кВ ($\beta = 2,8$) в течение 30–40 с. Запуск приповерхностного волнового процесса производился при $\beta \approx 1,5$. Однородность порошкового поля на рис. 2.13 говорит о том, что даже при $\beta_{\max} = 4,4$ в промежутке h не создавались условия для перехода к стримерному механизму пробоя. Это подтверждает высокий уровень стабилизирующих функций барьера, который может быть усилен при $h \leq 5 \cdot 10^{-4}$ м за счет искажения поля короны E_0 полем некомпенсированного объемного заряда. В [123] для малых h и больших E/p , соответствующих левой ветви кривой Папена, рассмотрен механизм подавления нарастания тока лавинных генераций, когда, несмотря на усиление поля $E_{эф}$ между положительным пространственным зарядом и ВВЭ за счет сокращения $h < h_{эф}$ уменьшается $\alpha_{эф} h_{эф}$ и условие самостоятельности разряда ($\mu = \gamma e^{\alpha_{эф} h_{эф}} - 1 - 1 \geq 1$) в присоевой области не выполняется. В нашем случае электроотрицательная среда должна приводить к дополнительному сокращению $h_{эф}$, путем экранирования поля острия объемным зарядом отрицательных ионов [27, 160]. Известны [117] два механизма поверхно-

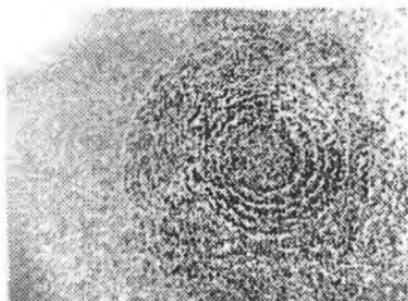
стной генерации отрицательных ионов в прикатодном слое: непосредственно из микроотрицательных атомов и молекул самой среды (в процессе десорбции с ВВЭ) и из молекул, образовавшихся в результате химического взаимодействия среды с материалом электрода. В воздухе атмосферного давления основным является прилипательный механизм образования отрицательных ионов вследствие резкого уменьшения $n(E)$ при удалении от ВВЭ /26,160/. Возобновление ионизационных процессов в этом случае возможно при дальнейшем увеличении U_0 за счет перехода короны от импульсов Тричела в режим высоковольтного подпорного тлеющего разряда (ВТР) /47, 62, 77/, который характеризуется безыонностью и слабым током. Разряд горит по внешнему контуру зарядного барьера в области усиления поля E_0 полем поляризации окантовки. Непрерывное возрастание U_0 при $h \leq 5 \cdot 10^{-4}$ м приводит к медленному расширению основания разряда на подложке, что визуализируется в реальном масштабе времени в виде распространения фронта волновой структуры с характерной v_w . Фиксирование U_0 обеспечивает остановку волнового фронта (основания ВТР) на некотором радиусе r . Повторное проявление электрограммы (см. рис. 2.12 и 2.15в) выявляет на радиусе r кольцевую структуру, обусловленную повышенным значением $\sigma(r)$. Это может говорить о том, что остановка основания ВТР не приводит к мгновенному выключению разряда и на подложку наносится дополнительный поверхностный заряд.

При $h \sim 10^{-3}$ м происходит переход в область умеренных значений E/r (правая ветвь кривой Пашена). Усиление поля $E_{эф}$ здесь приводит к резкому увеличению $\alpha_{эф}$, которое компенсирует сокращение $h_{эф}$ и при $\mu > 1$ развивается серия лавинных генераций с нарастанием электронного компонента тока /164/

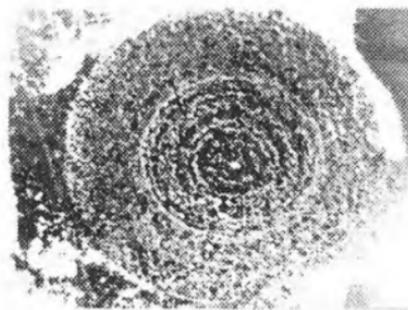
$$i(t) \sim i_0^0 \exp\left\{\frac{t}{T}(\mu - 1)\right\}. \text{ Здесь } \bar{T} - \text{среднее время между двумя генерациями электронных лавин, связанное с временем дрейфа электронов } T_c = h_{эф}/v_c \text{ соотношением}$$

$$\bar{T} = T_c \left(1 + \frac{1}{\alpha h}\right).$$

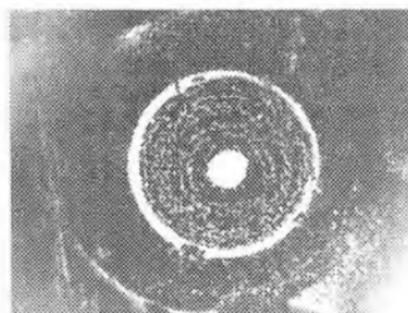
Быстрое нарастание $i(t)$ в канале разряда приводит к резким границам зарядовых рельефов ($\delta\sigma/\Delta r \rightarrow \infty$) на подложке с уровнем тангенциальной составляющей поля E_t , достаточным для развития ПР. Аксиальная однородность порошковых структур на электрограммах (см. рис. 2.4, 2.14, 2.15) подтверждает диффузный характер ПР. Близкие формы ПР наблюдались в ячейке ЧР в /137/ при $\sigma_0 \geq 10^{-4}$ Кл/м и составляющих поля зарядного пятна E_t , $E_n \leq 5 \cdot 10^6$ В·м⁻¹. Однако однородное поле E_0 в ячейке в /137/ приводило к однократному импульсу ПР на возрастающей части волны $U_0(t)$. Это говорит об ограничении стабилизирующих функций барьеров на основе ПР в ячейке ЧР и послужило основанием для развития в /74, 75/ механизма повышения поверхностной проводимости γ_s диэлектрического слоя. Применение острейшего ВВЭ в нашем случае способствовало многократному инициированию сериями лавинных импульсов подвижек ПР, что подтверждает высокую стабилизирующую роль электроразрядных барьеров, создаваемых в резкоеднородном внешнем поле.



а



б



в

Рис. 2.15. Характерные временные видоизменения остаточных структур зарядового пятна, полученного в комбинированном режиме формирования (лавсан, $d=50$ мкм, $h_1=1 \cdot 10^{-3}$ м, $\Delta U_0/\Delta t \leq 3 \cdot 10^{-3}$ в/с; $h_2 \leq 4 \cdot 10^{-3}$ м при $U_0=8$ кВ)

При скорости движения фронта свечения ПР на уровне $v_c \sim (0,8 \dots 2) \cdot 10^5$ м/с /137/ и ширине одиночной подвижки $\Delta \sim 4 \cdot 10^{-2}$ м время выравнивания потенциала в приборьерном слое составляло $t \sim (2 \dots 5) \cdot 10^{-7}$ с. Механизм стабилизации газового разряда связан с периодическим выравниванием потенциала на подложке за счет

электропроводности диффузной структуры ПР. Дискретный механизм продвижения ПР связан с периодическим расширением зарядного пятна на ширину Δr кольца поляризационной окантовки, приводящий по мере увеличения r_1 к снижению крутизны рельсов $d\sigma/dr$ и ширины зон ПР.

Однако остается не выясненной связь между режимом записи электрографических картин и характером развития различных форм ПР.

2.4. К механизму формирования однородного поверхностного разряда на диэлектрической подложке в резонансном электрическом поле игольчатого коротрона

Исследование динамики развития электрографических картин в поле отрицательного коронного разряда на диэлектрической подложке впервые позволило выделить за счет регулирования уровня ионизационного усиления в воздушном промежутке три характерных режима формирования однородных зарядных структур, условно классифицированных как непрерывно-замедленный (см. рис. 2.12 и 2.13), импульсно-кольцевой (см. рис. 2.4а, 2.14, 2.15) и вспышечно-зонный (см. рис. 2.4б).

Такие динамические структуры должны соответствовать образованию на диэлектрике приповерхностного слоя слабоионизованной плазмы, поддерживаемого газовым разрядом и реализующегося в виде распространяющихся однородных форм поверхностного разряда (ОПР). Однородность разряда характеризуется отсутствием на электрографических картинах радиальных рельефов, которые образуются при распространении контрагированных структур типа стримерных каналов избыточного заряда [168, 200]. Обоснование данной гипотетической интерпретации электрографических картин необходимо для подтверждения возможности применения потенциального барьера ΔU_d на подложке не только для записи униполярного газового разряда при $U_0 < U_{зак} + \Delta U_d / 47$, но и для повышения его устойчивости за счет проводимости распределенных приповерхностных слоев плазмы [105, 112], обеспечивающих электродинамическое выравнивание градиентов осесимметричных потенциальных барьеров в основании короны на подложке. Для полноты представлений выделим те особенности развития структур на электрограммах, которые могут быть связаны с проводимостью приповерхностного слоя газа. Непрерывно-замедленный режим распространения порошковой подвижки воспроизводился при ширине разрядного промежутка $h < 5 \cdot 10^{-4}$ м и скорости увеличения напряжения на коротроне $dU/dt \approx 5 \cdot 10^4$ В/с. Развитие порошковой картины представляется в виде расходящейся кольцевой волны с начальной скоростью движения на уровне 10^{-2} м/с и конечным диаметром образования $D_{ki} \leq 2 \cdot 10^{-1}$ м при толщине диэлектрической пленки $d = 50$ мкм и максимальном напряжении $U_0 = 11$ кВ (см. рис. 2.13).

Характерным является возможность остановки волны на некотором промежуточном диаметре D_1 при фиксировании величины напряжения U_0 на коротроне. Последующее восстановление скорости увеличения напряжения dU/dt обеспе-

чивало повторное возбуждение волнового процесса подвижек порошка от промежуточного диаметра D_1 (см. рис. 2.12). Первичная электрографическая картина представляется как однородное порошковое поле с промежуточным кольцевым рельефом, который соответствовал моментам остановки первого волнового процесса и запуску второго. Электрограмма отличается предельно малой контрастностью. Однако контрастность может быть усилена при повторном нанесении порошка после выключения напряжения. Получаемая вторичная картина (см. рис. 2.12) имеет следы структурных изменений, связанных с поляризационными эффектами, поверхностным растеканием заряда. Наиболее существенными электрографическими структурами являются проявление в приосевой области пары высококонтрастных порошковых колец с пятном на оси.

Два других режима формирования однородных зарядных структур (импульсно-кольцевой и вспышечно-зонный) уверенно воспроизводились при ширине промежутка $h \sim 10^{-3}$ м и скорости увеличения напряжения dU/dt соответственно $\sim 3 \cdot 10^2$ В/с и $\sim 7 \cdot 10^2$ В/с. Конечный диаметр импульсно-кольцевой структуры составлял $D_{к2} \leq 6 \cdot 10^{-2}$ м при максимальной напряженности $U_0 \approx 10$ кВ. Характерно, что данная высококонтрастная структура после достижения диаметра $D_{к2}$ могла оконтуриваться однородным малоcontrastным кольцом шириной $(3..4) \cdot 10^{-2}$ м. Широкое наружное кольцо записывалось в режиме непрерывно-замедленной волны (см. рис. 2.15) при медленном отведении коротрона (увеличение размера h) без выключения напряжения ($U_{э} = \text{const}$). Так как увеличение ширины промежутка h при $U_{э} = \text{const}$ приводит в обычных условиях незапертого разряда к снижению напряженности поля E , то наблюдавшийся повторный запуск порошковой подложки получил название «самораспространяющегося» волнового процесса.

Отсутствие аналогов записи подобных динамических электрографических картин потребовало разработки ряда гипотез для объяснения механизма построения наблюдавшихся структур. Одна из них основана на предположении о неполном запирании ионизационных процессов в промежутке разряда за счет непрерывного возрастания напряжения на коротроне и проявления в структуре отрицательного потенциального барьера на диэлектрике искажений в виде положительной «окаптовки» и приосевого «провала» в распределениях плотности зарядов $\sigma(r)$ и потенциала $\phi(r)$ при смещении их максимумов на периферию пятна. Составляющие электрических полей поляриной «окаптовки» и приосевого индукционного «провала» перераспределяют поле разряда в приповерхностном слое подложки и могут координировать область ионизационного размножения зарядов в промежутке. При этом результирующее поле непрерывно видоизменяется, отслеживая динамику структуры потенциального барьера в основании разряда на подложке, которая, в свою очередь, определяется характером газового разряда в промежутке, уровнем электропроводности слабоионизованной плазмы в приповерхностном слое газа. Многошановость задачи и взаимосвязанность явлений в ней усложняется наличием масштабнo-временных факторов, когда, например, динамическая структура потенциального барьера на подложке, определяющаяся как газоразрядными, так и поляризационными процессами, приводит к распростране-

нию приповерхностных слабоионизованных слоев в режиме непрерывно-замедленных, импульсных и всплывающих подвижек.

Известно [109, 163], что структура зарядного рельефа в основании газового разряда на подложке может существенно отличаться от структуры остаточного зарядного пятна, получаемого при выключении напряжения на коротроне. Для высокоомных диэлектриков ($\rho_v > 10^{10}$ Ом и $\rho_s > 10^{12}$ Ом) эти отличия растут как при увеличении ширины промежутка h , так и толщины подложки d . Поэтому получившие развитие экспериментально-теоретические методы исследования остаточных зарядных пятен не могут быть достаточными для построения математической модели установившегося разряда в промежутке с диэлектрическим барьером при постоянном U_3 на коротроне [65].

Надо отметить, что установившаяся корона в промежутке с диэлектриком при $U_{31} = \text{const}$ является достаточно экзотическим объектом с предельно малым уровнем тока, что связано с запириением ионизационных процессов полем барьера. Однако полного прекращения зарядных процессов не происходит в силу острой неоднородности электрического поля коротрона. Такая корона может рассматриваться как частный случай полученного нами режима с непрерывно-замедленным распространением порошковой подвижки при заданной скорости возрастания напряжения dU/dt . Фоновый уровень ионизационных процессов в промежутке частично запертого барьером разряда может поддерживаться, например, за счет усиления поля короны в полях соответствующих поляризационных структур. Первично проявляющаяся положительная «окантовка» при малых диаметрах зарядных пятен, по видимому, способна обеспечивать поддержание ионизационных процессов в форме высоковольтного тлеющего разряда на границе зарядного рельефа, что подразумевает возможность расщепления основания разряда на подложке в кольцевую структуру. Зарядка емкости кольца «окантовки» соответствует удалению положительной поляризационной структуры от оси пятна. Возникающее при этом затухание разряда, связанное с ослаблением поля за счет расширения промежутка, постоянно компенсируется возрастанием U_3 на коротроне. Следовательно, можно представить некоторый согласованный процесс непрерывного продвижения границы потенциального барьера. Конечный диаметр высококонтрастной структуры зарядного пятна даже при $U_3^{\text{max}} \approx 11$ не превышал $D_{k2} = 6 \cdot 10^{-2}$ м, что определяется, скорее всего, условием поддержания высоковольтного тлеющего разряда с основанием на кольце полярной «окантовки». Однако слабоконтрастная порошковая подвижка на электрограмме имела конечный диаметр $D_{k2} = 2 \cdot 10^{-1}$ м. Это говорит о том, что на медленный процесс расширения основания разряда накладывается более быстрый процесс распространения волны зарядов на подложке. Такое явление можно связывать с проявлением тангенциальной составляющей $E_{\text{тд}}$ поля «окантовки», которая способствует выносу отрицательных ионов из приосевой области на периферию пятна, где силы составляющей $E_{\text{тд}}$ поля «окантовки» создают условие для переноса зарядов на подложку (рис. 2.16).

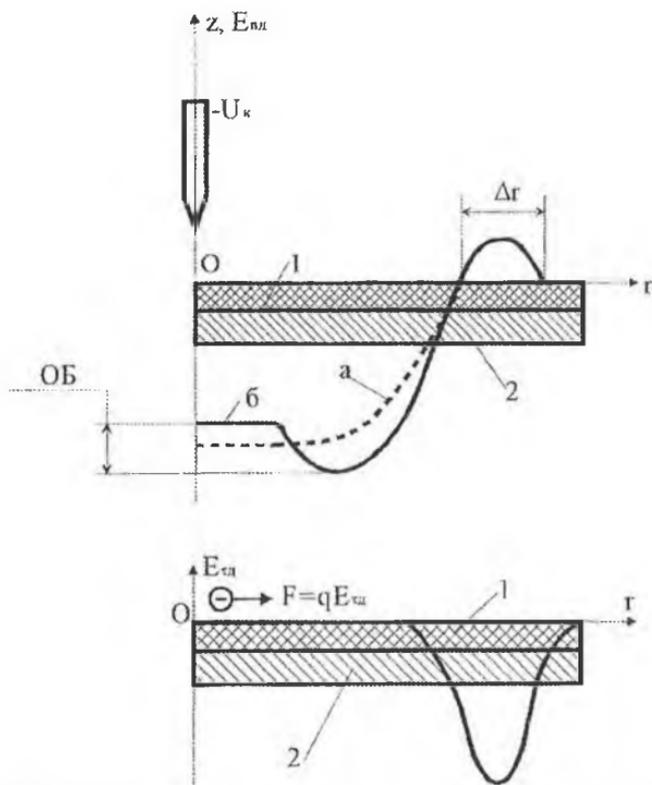


Рис. 2.16. Качественное распределение нормальной $E_{нд}$ и тангенциальной $E_{тд}$ составляющих поля E_d аксиально-симметричного потенциального барьера: а–без «провала»; б–с «провалом» и ограничительным барьером (ОБ); Δr –ширина кольца полярной «окантовки»; U_k –напряжение на коротроне; F –сила, действующая на отрицательный заряд q в поле $E_{тд}$; 1–диэлектрик; 2–экран

Отмеченная инерционность возбуждения волны зарядов, возникавшей после достижения некоторого промежуточного значения $U_{зг} \approx 4$ кВ на коротроне, позволяет предположить проявление следующего вида поляризационно-индукционных искажений в форме потенциального барьера – рюссового «провала» в распределениях заряда $\sigma(r)$ и потенциала $\phi(r)$ со смещением их максимумов на периферию пятна.

Стень снижения потенциала диэлектрика U_d в приосевой области можно характеризовать высотой ограничительного барьера (ОБ) на периферии пятна (см. рис. 2.16). Вторичность этого эффекта связана с необходимостью предварительного увеличения ширины зарядного пятна, когда обеспечиваются условия для искажения формы барьера полем индуцированных зарядов на металлическом экране. Экспериментальным подтверждением факта образования «провала» в осесим-

метричном зарядном пятне могут являться кольцевые структуры в приосевой области электрограммы, приведенной на рис. 2.13. Вторичность этого эффекта приводит к тому, что уверенная регистрация приосевых колец достигалась только при повторном нанесении проявляющего порошка. Это говорит о том, что кольцевые структуры формировались уже по первичному порошковому рельефу, который, как было установлено в [8, 109, 157], переписывается последующими изменениями в структуре зарядов $\sigma(r)$ с большим отставанием во времени. Можно предположить, что усиленное в «провале» поле короны (рис. 2.17) является достаточным для поддержания в приосевой области 1 фонового уровня ионизационных процессов. Образующийся в приповерхностном слое пространственный заряд отрицательных ионов удерживается в центре зарядного пятна за счет ослабления поля короны в аксиально-симметричной области 2 (рис. 2.17а), соответствующей ширине кольца $\Delta r_{об}$ барьера ОБ.

По мере увеличения поля пространственного заряда $E_{пз}$ в «провале» происходит перераспределение результирующего поля барьера ($E_d + E_{пз}$), что изменяет, подобно [36], конфигурацию силовых линий разряда в газе. Усиление поля \vec{E} разряда может приходиться, как показано на рис. 2.17б, на кольцевую область $\Delta r_{ок}$ полярной «окантовки». При этом нормальная составляющая $E_{нл}$ поля «окантовки» будет способствовать сохранению условий для поддержания фонового уровня ионизационных процессов в конусообразном газовом объеме, опирающимся на кольцо $\Delta r_{ок}$, а тангенциальные составляющие E_t и $E_{тд}$ полей разряда и барьера должны обеспечивать вынос зарядов из объема с формированием приповерхностного волнового фронта. При выполнении неравенства $E_{нл} \ll E_t + E_{тд}$ последний процесс может быть преобладающим и отрицательные ионы не будут осаждаться на диэлектрик на радиусе $\Delta r_{ок}$, что подтверждается сохранением диаметра барьера на подложке на уровне $D \leq 6 \cdot 10^{-2}$ м. Распространение волны зарядов за границы барьера может происходить в виде приповерхностного диффузного потока с выносом части отрицательных ионов на подложку силами поляризации диэлектрика с формированием эквипотенциальной поверхности, облегчающей поддержание направленности распространения потока. Косвенным подтверждением наличия приповерхностного слоя плазмы в основании короны на диэлектрической подложке является близкая к идеальной радиальная симметричность однородной порошковой структуры при значительной величине конечного диаметра $D_{к1}$ на электрограмме (см. рис. 2.13), соответствующей прекращению визуально различимых подвижек при достижении $U_{з1}^{макс}$ на электроде.

Более важным свидетельством в пользу существования приповерхностной слабоионизованной плазмы является обнаруженный с помощью динамической электрографии эффект «самораспространения» волны зарядов при отведении коротрона с $U_{з1} = \text{const}$ от подложки с барьером (увеличение h), приводящий к окантовыванию широким однородным кольцом предварительно записанной приосевой структуры (см. рис. 2.15а,б). Подъем включенного коротрона ($U_{з1} = \text{const}$) от запирающего потенциального барьера должен приводить к существенному ослаблению электроразрядных процессов переноса зарядов на подложку.

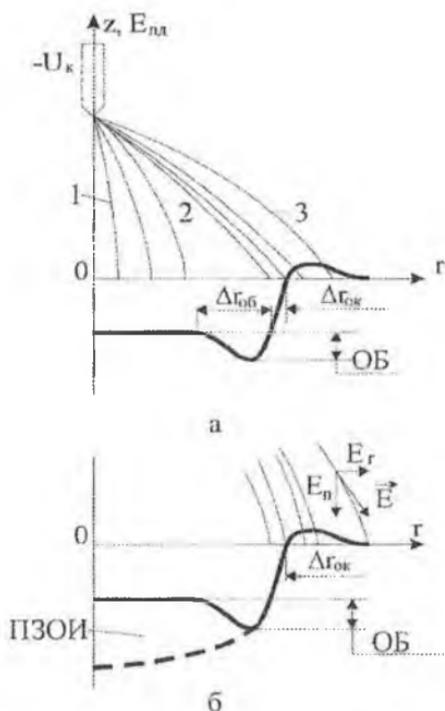


Рис. 2.17. Изменение конфигурации силовых линий поля \vec{E} газового разряда нормальной составляющей E_n барьера на диэлектрической подложке: а–без пространственного заряда отрицательных ионов; б–с пространственным зарядом отрицательных ионов (ПЗОИ); 1–3–области с характерной структурой силовых линий поля \vec{E} ; $\Delta r_{ок}$ –ширина кольца «окантовки»; $\Delta r_{об}$ –ширина кольца ограничительного барьера (ОБ)

Несмотря на это в приповерхностном слое подложки сохраняются условия для поддержания слабоионизованной плазмы, которая проявляется в виде визуально различимого (с помощью электрографии) процесса «стекания» зарядов к основанию барьера в поле составляющей $E_{пл}$ «окантовки».

Механизм поддержания слабоионизованной плазмы в ослабленном поле короны может быть связан с описанным в литературе [160] процессом отлипания электронов от отрицательных ионов, который характерен для стационарных разрядов в электроотрицательных газах при малых значениях приведенной напряженности поля E/p . В слабоионизованной плазме поддерживается некоторый уровень концентрации отрицательных зарядов, которые выносятся на периферию зарядного рельефа полем $E_{пл}$ «окантовки». Зарядка распределенной емкости подложки потоком ионов воспринимается на электрограмме в виде «саморасходящейся» волны зарядов (рис. 2.15а,б). Практически более интересными являются импульсно-кольцевые и вспышечно-зонные режимы образования аксиально од-

народных поверхностных структур, которые воспроизводят более естественный механизм импульсного пробоя приповерхностного слоя газа в промежутке с $h=10^{-3}$ м и соответствующих скоростях увеличения dU/dt на коротроне.

Увеличение скорости нарастания ионизационных процессов, связанное с повышением ширины h промежутка приводит, как видно на рис. 2.46 и 2.15, к записи осесимметричных порошковых картин, образованных распространяющимся рядом дискретных «мгновенных» подвижек, которые ассоциируются с согласованным возбуждением периодических импульсов ОПР, ограниченного шириной колец полярной «окантовки» при $dU/dt=3 \cdot 10^2$ В/с и расширяющего кольцевую структуру до зонных образований при $dU/dt=7 \cdot 10^2$ В/с.

Построение моделей получения различных форм ПР требует развития физических представлений о потенциальных электродах /76/, когда задаются условия пробоя не из идеализированных «кирпичных» форм зарядных пятен /163, 200/, а на основании анализа реальных распределений составляющих поля барьера, ответственных за пространственно-временное развитие ионизационных процессов на подложке /137/. Это позволяет связать получение различных форм ПР с крутизной рельефов, уровнем предионизации, степенью перенапряжения, характеристиками подложки.

Физическая модель потенциального электрода в условиях дозированного нагружения подложки в воздушном промежутке с отрицательным игольчатым электродом определяется режимом работы разряда, который в приближении короны /47/ включает в зависимости от степени перенапряжения β прерывистую генерацию токовых импульсов (типа импульсов Тричела), безимпульсный тлеющий разряд (БТР) и искровой пробой. В приближении частичного разряда (ЧР) /75/ для газового промежутка характерен многолавино-стримерный режим, где частота следования импульсов тока определяется скоростью растекания поверхностных потенциальных структур. Важной составляющей в модели потенциального электрода в электроотрицательных газах должен служить эффект отлипания электронов /160/. Наличие такого механизма генерации электронов приводит к тому, что в интервале между импульсами в запертом потенциальном барьере разрядном промежутке при малых E/r может поддерживаться достаточно долго слабоионизированный газ, который способен размывать внутри барьерные рельефы в основании разряда на подложке.

Проявление роли слабоионизованного газа наглядно демонстрируется на порошковых электрограммах, полученных в /168/ для воздуха при различной полярности высоковольтного электрода. Электрограммы, соответствующие положительной полярности электрода имеют развитую структуру радиальных каналов. Электрографическая картина зарядного рельефа при отрицательной полярности высоковольтного электрода имеет вид однородного пятна. Столь явное отличие структур барьеров подтверждается в работе /137/, где показано, что поверхностный частичный разряд формируется по стримерному механизму, если полярность осевших на подложку зарядов положительная и по лавиному, если полярность осевших на подложку зарядов отрицательная.

С самогенерацией электронов за счет отлипания может быть связано так же различие в структурах разрядов, обнаруженное в /74, 75/ при подаче на высоковольтный электрод переменного напряжения с малым перенапряжением β и низкой частотой ($f=50$ Гц). На полупериоде, соответствующем отрицательной полярности ВВЭ, на осциллограмме тока появляется несколько импульсов разряда малой амплитуды. Малые импульсы соответствуют лавинным сериям пробоя. При положительной полярности металлического электрода регистрируется усиленный импульс канала разрядки диэлектрика на ВВЭ.

/53/ Экспериментально показано, что в промежутке барьерного разряда с неоднородным электрическим полем существует приосевая контрагированная область, которая замыкается на диффузный поверхностный разряд. Из предположения о малой величине сопротивления контрагированной области, делается заключение, что практически вся разность потенциалов разрядного промежутка приходится на область ПР. Выполненные в /53/ оценки показали, что толщина слоя ПР составляла $\sim 4 \cdot 10^{-2}$ см, концентрация электронов $n_e \sim 2,7 \cdot 10^{13}$ см $^{-3}$, приведенная напряженность поля $E/N \sim 7,5 \cdot 10^{-16}$ В/см 3 .

Выявленная в /53/ структура разряда связана с подачей на ВВЭ переменного напряжения, обеспечивающего координирование искровых каналов зарядки-разрядки подложки в приосевой области. При частоте питающего напряжения $f=3500$ Гц и действующем значении тока разряда $I_n=1,3 \cdot 10^{-4}$ А средний диаметр светящегося пятна на поверхности диэлектрика для одной активной зоны составлял $\sim 0,3$ см, что более чем на порядок меньше конечного диаметра $D_{к2}$ зарядных структур, полученных в наших условиях при $h=1 \cdot 10^{-3}$ мм и $dU/dt=3 \cdot 10^2$ В/с (см. рис. 2.4а, 2.15). Значительные размеры $D_{к2}$ подтверждают, по крайней мере, двухрежимность /47/ горения отрицательной короны в промежутке с диэлектрическим слоем, возможность пространственного смещения (расщепления) основания разряда на подложке с барьером $\sigma(r)$. Более «подвижным» является безимпульсный высоковольтный тлеющий разряд, который, сдвигаясь в область кольца «окантовки», обеспечивает предионизацию приповерхностного слоя (см. рис. 2.17).

На рис. 2.18 рассматривается идеализированная картина формирования импульсов ПР, периодически продвигающегося на ширину колец Δr «окантовки» с образованием динамически перестраиваемого потенциального барьера. Данный барьер развивается во времени неравномерно, что связано с малой скоростью возрастания напряжения $dU/dt=3 \cdot 10^2$ В/с на ВВЭ. Имеются достаточно протяженные этапы $\Delta t_1=t_2-t_1$, $\Delta t_2=t_3-t_2$ зарядки, где распределенный ток газового разряда $j(r)$, создает значительную крутизну рельефа $\Delta\sigma/\Delta r$, приводящую к росту составляющих $E_{пл}$ и $E_{тл}$ поля «окантовки» (рис. 2.18). В соответствии с /137/ при $E_{тл} \geq E_{т\text{ макс}}$ происходит согласованный по длине контура барьера импульс пробоя газа и однородный ПР распространяется на ширину кольца Δr_1 . Импульс ПР приводит к быстрому перераспределению формы барьера за счет расширения основания до $r_3 > r_2$ и снижения крутизны распределения $\Delta\sigma/\Delta r$. Характерно, что приосевая вершина барьера $\sigma(r=0)$ может оставаться на уровне, который был достигнут во время t_2 пробоя газа. Таким образом, поле E разряда должно усиливаться после за-

вершения ПР не на оси, а на некотором близком к оси радиусе r , что соответствующим образом перераспределяет ток $j(r)$ зарядки барьера, приводя на этапе $\Delta t_2 = t_4 - t_1$ к возрастанию ширины барьера в области вершины при незначительном расширении основания. Усиливающееся в процессе возрастания крутизны рельефа поле «окантовки» вытягивает силами составляющей $E_{\text{тд}}$ отрицательные ионы из приосевой области на периферию, где составляющая поля $E_{\text{нд}}$ создает условия для направленного дрейфа зарядов в область полярного кольца на подложке.

При достижении условия $E_{\text{тд}} > E_{\text{т}}^{\text{макс}}$ повторяется цикл с согласованным возбуждением ПР и т.д. Рассмотренный механизм расширения барьера подразумевает возможность перераспределения внешнего поля в промежутке h за счет компенсации его полем барьера на оси и относительным усилением на периферии. Усиление поля E на периферии может быть согласовано с полем полярной «окантовки», которая отслеживает область максимального градиента $\Delta\sigma/\Delta r$ на границе пятна. Это должно приводить к периодическому выносу тока разряда от оси с вероятным расщеплением основания в кольцевую область.

При паличи предела на уровень перенапряжения β периодический процесс заряжания динамического барьера является ограниченным, Это подтверждается электрографическими картинками (см. рис. 2.15). При $\beta \approx 2,5$ радиус кольцевых структур достигал $r \approx 2,5 \cdot 10^{-2}$ м. Ослабление поля E разряда за счет поднятия электрода без выключения U , после достижения $\beta > 2,5$ создавало возможность для окоптуривания периодической кольцевой структуры однородной слабоконтрастной зоной (см. рис. 2.15), формируемой «самораспространяющейся» волной зарядов, когда поле пространственного заряда ионов $E_{\text{п}}$ в индукционной «яме» становилось достаточным для превышения результирующего поля на оси E_{Σ} над полем ограничительного барьера $E_{\text{об}}$ на периферии пятна.

Симметричность кольцевых структур на рис. 2.15 подтверждает одномерность возбуждения импульсов ПР по периметру барьера. Малая ширина подвижек говорит о низком уровне перенапряжения при пробое. Эти особенности структур позволяют высказать предположение о достаточно высокой концентрации зарядов в приповерхностном слое. Однако проводимость плазмы остается недостаточной для непрерывного замыкания распределенных лавинно-стримерных каналов в промежутке h на полярное кольцо «окантовки». Существующая временная задержка между импульсами ПР обуславливается необходимостью восстановления крутизны рельефа $\Delta\sigma/\Delta r$, когда составляющая $E_{\text{тд}}$ поля E_{Σ} становится достаточной для пробоя приповерхностного слоя газа между потенциальным электродом в основании разряда на подложке и кольцом полярной «окантовки». Снижение сопротивления приповерхностной плазмы возможно за счет сокращения газового промежутка между основанием разряда и полярной «окантовкой», Это требует увеличения скорости переноса зарядов на подложку в промежутке h , что обеспечивается при дальнейшем возрастании dU/dt на высоковольтном электроде.

Предельная граница сохранения однородности ПР обеспечивалась газовым разрядом в промежутке s с $h = 1 \cdot 10^{-3}$ м при максимальной скорости возрастания па-

пряжения $dU/dt=7 \cdot 10^7$ В/с. Однако характер развития ИП при этом несколько видоизменился.

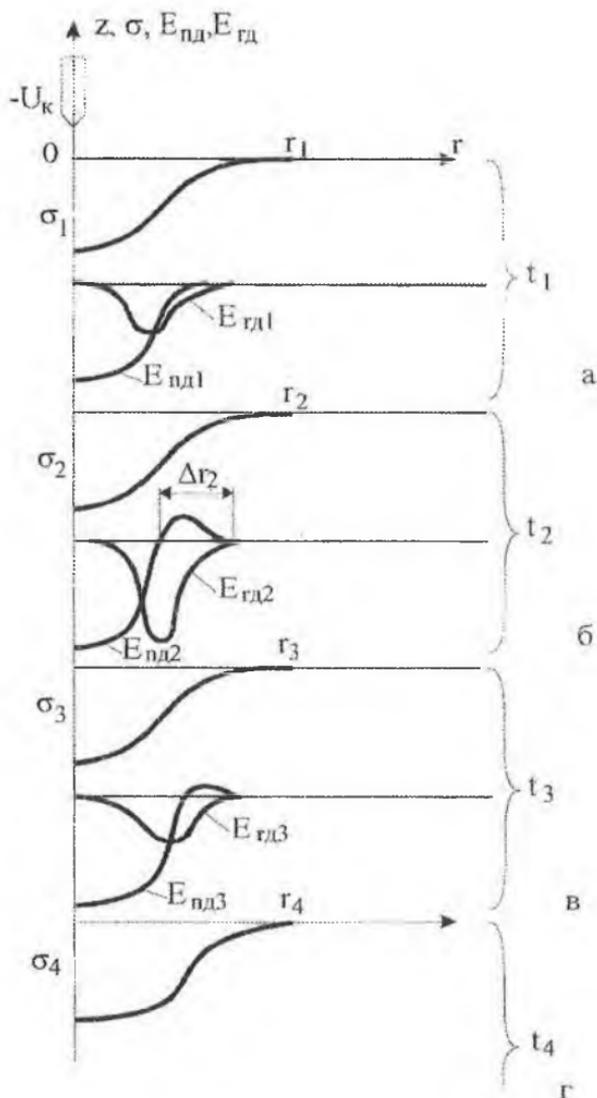


Рис. 2.18. К механизму генерации периодических импульсов однородного поверхностного разряда с образованием кольцевой структуры остаточных зарядов: σ —распределение поверхностных зарядов; $E_{\text{нд}}$ и $E_{\text{рд}}$ —распределения нормальной и тангенциальной составляющих поля «окантовки», соответственно; $t_1 \dots t_4$ —характерные моменты времени; r —текущий радиус пятна; Δr_2 —ширина кольца «окантовки» в момент времени t_2

Из рис. 2.4 видно, что остаточная электрографическая картина имеет здесь близкую к осесимметричной двух-трех зонную периодическую структуру, связанную, но видимо, с одномоментным формированием как динамического барьера, так и поверхностного разряда. По аналогии с /54/ можно предположить, что нарастающий в промежутке h пропорционально увеличению перенапряжения β ток лавинно-стримерных генераций, частота следования микроимпульсов которых доходит до гигагерц /167/, поддерживает квазинепрерывный барьер с высокой крутизной рельефа в течении некоторого Δt , связанного с продолжительностью серии колебаний. Это приводит к возбуждению на подложке за время $dU/dt = \text{const}$ двух-трех серий квазинепрерывного однородного ПР, расширяющего кольцевые структуры подвижек до зонных областей шириной $(1,5...2) \cdot 10^{-2}$ м и сопровождающегося образованием приповерхностных газодинамических процессов, приводящих к сдвигу порошковых рельефов подобно /157/.

Полученные радиально однородные зонные структуры подтверждают возможность стабилизации униполярного газового разряда импульсным прибарьерным поверхностным разрядом за счет увеличения проводимости однородного плазменного слоя.

Однако необходимость ограничивания скорости возрастания напряжения на ВЭЭ говорит о конечных возможностях таких стабилизаторов.

2.5. Разработка модели поверхностной волны зарядов затухающего коронного разряда

Как уже говорилось выше, отрицательная корона в воздушном промежутке между острием и плоскостью с высокоомной диэлектрической пленкой довольно быстро запирается из-за формирования на поверхности диэлектрика зарядового барьера. Однако проведенный в разделе 2.4 анализ экспериментально полученных динамические электрограммы в виде расходящихся волновых структур, которые возбуждались в момент ослабления напряженности E электрического поля коронным полем зарядового говорит о том, что после запирающего разряда при перенапряжении $\beta \geq 2$ слабоионизированная плазма в промежутке h не исчезает мгновенно. При этом для распределения поля барьера E_0 с присосвм провалом (рис. 2.19) должен поддерживаться приповерхностный слой отрицательных ионов, удерживаемых тангенциальной составляющей E_t поля на оси зарядовой ячейки (рис. 2.20). Характерная скорость распространения фронта порошковых подвижек на электрограммах составляла единицы см/с /191/, что более чем на порядок превосходит скорость растекания остаточных зарядов для подложки с поверхностным сопротивлением $\geq 10^{14}$ Ом /75, 168/.

Связывая динамические электрограммы с выпуском на подложку зарядов слабоионизированного поверхностного слоя газа в электрическом поле потенциального барьера, в работе /158/ сделана попытка аналитического описания поверхностного волнового процесса.

Запишем систему уравнений, объединяющих процессы во внешней области коронного разряда с поверхностными процессами на подложке, в виде:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\operatorname{div} \vec{j}; \quad (2.38)$$

$$\rho = (n^+ z^+ - n^- z^-) e \quad (2.39)$$

$$\vec{j} = (\mu^+ n^+ z^+ + \mu^- n^- z^-) e \vec{E} \quad (2.40)$$

$$\operatorname{div} \vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0 \epsilon}; \quad (2.41)$$

$$\frac{\partial \sigma}{\partial t} = -j_z. \quad (2.42)$$

В уравнении (2.42) не учтены поверхностные токи на диэлектрике, что допустимо, если поверхностное сопротивление пленки велико.

Оценим отношение времени осаждения ионов из приповерхностного слоя на диэлектрик τ_1 , ко времени перемещения ионов от коротрона до диэлектрика τ_2 . Очевидно, можно принять $\tau_1/\tau_2 \approx l/h \approx 2 \cdot 10^{-3}$, где l — толщина приповерхностного слоя слабоионизованного газа. Так как первый процесс протекает значительно быстрее второго, то процесс осаждения зарядов из приповерхностного слоя на диэлектрик является определяющим. Ясно, что сложная система уравнений (2.38)–(2.42) не может быть решена аналитически без упрощающих предположений.

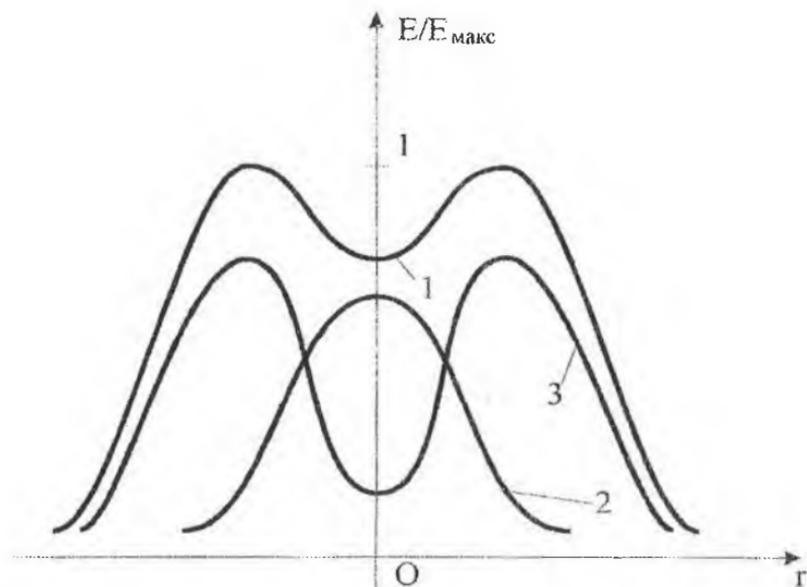


Рис. 2.19. Качественные распределения напряженности электрического поля на поверхности диэлектрической пленки E_d (1), электродной системы E , (2) и зарядов на поверхности диэлектрика E_σ (3)

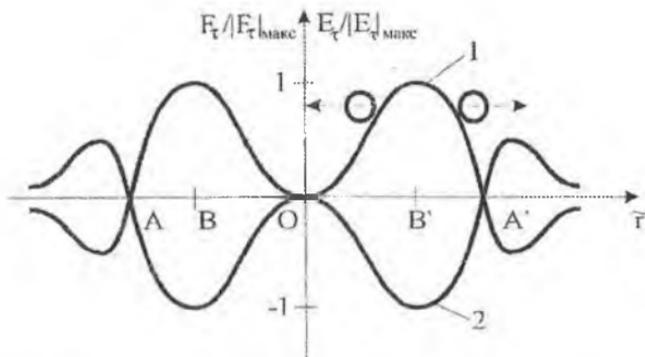


Рис. 2.20. Распределение тангенциальной составляющей E_t напряженности электрического поля (1) и тангенциальной составляющей F_t силы (2), действующей на отрицательную частицу

Сделаем ряд допущений, которые позволят нам в более или менее удовлетворительной форме проанализировать процесс дозарядки пленки. Допустим, что в приповерхностном слое $n^+ \ll n^-$ и обозначим $\mu^- = \mu$, а $\epsilon = 1$. Тогда уравнение (2.40) с учетом (2.39) примет вид;

$$\vec{j} = -\mu \rho \vec{E} \quad (2.43)$$

Из уравнений (2.43) и (2.41) получим:

$$\text{div } \vec{j} = -\mu \cdot \text{div}(\rho \vec{E}) = -\mu \rho \cdot \text{div} \vec{E} - \mu \vec{E} \cdot \text{grad } \rho = -\mu \rho^2 / \epsilon_0 - \mu \vec{E} \cdot \text{grad } \rho \quad (2.44)$$

Подставив (2.44) в (2.38), получим уравнение для изменения плотности объемного заряда в виде:

$$\partial \rho / \partial t = \mu \rho^2 / \epsilon_0 + \mu \vec{E} \cdot \text{grad } \rho \quad (2.45)$$

Будем считать известными для момента окончания разряда ($t=0$) функции $\rho^0(r, z)$; $E^0(r, z)$; $\sigma^0(r)$.

Электрическое поле создается электродной системой, зарядами на диэлектрике и объемными зарядами

$$\vec{E} = \vec{E}_s + \vec{E}_\sigma + \vec{E}_\rho \quad (2.46)$$

В процессе дозарядки пленки составляющие \vec{E}_σ и \vec{E}_ρ будут изменяться. Будем предполагать, что эти изменения невелики. Такое предположение оправдано, если суммарный объемный заряд меньше поверхностного заряда. Отсюда

$$\vec{E} \approx \vec{E}^0 \quad (2.47)$$

Кроме того, положим

$$\rho^2 = \rho(\rho + \Delta \rho) \approx \rho \cdot \rho_0 \quad (2.48)$$

Поскольку, как указывалось выше, пространственный заряд сосредоточен в тонком слое l , определяемом высотой ограничительного барьера, то получим:

$$\text{grad}_z \rho = \partial \rho / \partial z \approx -\rho / l. \quad (2.49)$$

Уравнение (2.45) примет вид:

$$\partial \rho / \partial t = \mu E_r^0 \cdot \partial \rho / \partial r + \mu (\rho_0 / \epsilon_0 \epsilon - E_z^0 / l) \rho \quad (2.50)$$

Предположим, что можно разделить время и пространственные переменные:

$$\rho = T(t)f(r). \quad (2.51)$$

Подставив (2.51) в (2.50), получим для функции $T(t)$:

$$\frac{1}{T} \frac{dT}{dt} = \mu \left[\frac{E_n^0}{l} - \operatorname{div} \vec{E} - E_z^0 \frac{df/dt}{f} \right] \quad (2.52)$$

Т.к. переменные разделились, то левая и правая части могут быть только константой:

$$1/T \cdot dT/dt = -\alpha \quad (2.53)$$

Неизвестная пока константа α должна быть больше нуля, иначе плотность зарядов будет неограниченно возрастать с течением времени, что не имеет физического смысла. Интегрируя (2.53) и учитывая, что при $t \rightarrow \infty$ $\rho \rightarrow 0$, получим

$$T = e^{-\alpha t} \quad (2.54)$$

Для функции $f(r)$ получим выражение:

$$\frac{1}{f} \frac{df}{dt} = \frac{[\alpha / \mu - \operatorname{div} \vec{E}^0 + E_n^0 / l]}{E_z^0} = F(r) \quad (2.55)$$

Поскольку поле в момент записывания мы считаем известным, то функция $F(r)$ задана. Тогда, интегрируя уравнение (2.55) от r_1 до произвольного r , получим:

$$\ln f - \ln f_1 = \int_{r_1}^r F(\theta) d\theta = \Phi(r). \quad (2.56)$$

Для $r=r_1$ и $t=0$ из (2.51) и (2.54) имеем:

$$\rho_1^0(r) = f_1(r), \quad (2.57)$$

т.е. плотность зарядов в начальный момент времени должна быть задана. Окончательно получим:

$$\rho = \rho_1^0 e^{-\alpha t + \Phi(r)} \quad (2.58)$$

При $t=0$ начальное распределение зарядов описывается зависимостью:

$$\rho^0 = \rho_1^0 e^{\Phi(r)} \quad (2.59)$$

Тогда (2.58) можно записать в таком виде:

$$\rho = \rho^0 \cdot e^{-\alpha t}. \quad (2.60)$$

Подставив (2.60) в (2.50), получим

$$\mu E_z^0 \cdot \partial \rho^0 / \partial r = (\mu E_n^0 / l - \alpha) \rho_0 - \mu \rho_0^2 / \epsilon_0. \quad (2.61)$$

Это уравнение накладывает ограничение на задаваемые функции ρ_0 , \vec{E}^0 , что естественно, так как поле зависит от распределения ρ^0 и σ^0 .

Из (2.43) и (2.60) получим

$$\vec{j} = \vec{j}_0 e^{-\alpha t}, \quad (2.62)$$

где

$$\vec{j}_0 = -\mu \rho^0 \vec{E}^0. \quad (2.63)$$

Подставив (2.62) в (2.42), получим

$$\partial \rho / \partial t = -j_n^0 e^{-\alpha t}, \quad (2.64)$$

отсюда

$$\sigma = \sigma^0 + (j_n^0 / \alpha) (e^{-\alpha t} - 1). \quad (2.65)$$

Плотность осевших зарядов

$$\Delta \sigma = (j_n^0 / \alpha) (e^{-\alpha t} - 1). \quad (2.66)$$

При $t \rightarrow \infty$ получим

$$\Delta \sigma_\infty = -j_n^0 / \alpha; \quad (2.67)$$

$$j_n^0 = -\mu \rho^0 E_n^0. \quad (2.68)$$

При вычислении плотности тока следует учитывать, что ρ^0 зависит от координаты z . В выражениях (2.61), (2.62), (2.63) следует брать плотность зарядов на поверхности диэлектрика. Там, где $E_n < 0$, отрицательные заряды будут отталкиваться полем от поверхности, и следует считать $\rho^0 = 0$. Там же, где $E_n > 0$, заряды прижимаются полем к поверхности, и следует считать $\rho^0 = \rho$ — максимальным в слое 0

Константу α можно найти из следующих соображений. Естественно допустить, что все заряды в слое осядут на диэлектрик. Тогда получим

$$\frac{1}{2} \int_0^\infty \rho^0(r) 2\pi r dr = - \int_0^\infty j_n^0 2\pi r dr / \alpha, \quad (2.69)$$

где введена средняя плотность зарядов в слое $\langle \rho \rangle \approx \rho^0 / 2$.

Отсюда

$$\alpha = -2 \int_0^\infty j_n^0 r dr / \int_0^\infty \rho^0 r dr \quad (2.70)$$

Постоянная времени $\tau = 1/\alpha$.

Граница пятна, как всегда, размыта, поэтому задавать ее можно только условно. Выбираем произвольно значение $\sigma_{гп}$ — плотность зарядов на границе пятна. Тогда из (2.65) получим уравнение для границы пятна

$$\sigma_{гп} = \sigma^0 + \tau j_n^0 (e^{-\alpha t} - 1). \quad (2.80)$$

Дифференцируя (2.80) по t , получим

$$\frac{d\sigma^0}{dr} \dot{r} + \frac{1}{\alpha} (e^{-\alpha t} - 1) \frac{dj_n^0}{dr} \dot{r} - e^{-\alpha t} j_n^0 = 0 \quad (2.81)$$

Отсюда находим выражение для скорости расширения зарядового пятна в виде:

$$\dot{r}_{гp} = \frac{e^{-\alpha \cdot 0} j_n^0}{d\sigma^0/dr + \frac{1}{\alpha} (e^{-\alpha t} - 1) dj_n^0/dr} \quad (2.82)$$

Для проведения оценочного расчета скорости движения границы зарядового пятна в пространстве и во времени примем следующие значения параметров отрицательного коронного разряда.

Напряжение на острейшем электроде	$U_0 = -5$ кВ;
Напряженность электрического поля	$E_0 = 50$ В/см;
Плотность тока	$j_0 = 50$ мкА/см ² ;
Крутизна профиля пятна	$a = 0,1$ д;
Диэлектрическая проницаемость газа	$\epsilon = 1$;
Радиус острия	$r_0 = 50$ мкм;
Высота электрода над поверхностью диэлектрика	$h = 5$ мм;
Толщина диэлектрика	$d = 0,1$ мм;
Относительная проницаемость диэлектрика	$\epsilon = 3$;
Толщина приповерхностного слоя слабоионизованного газа	$l = 10$ мкм;
Подвижность ионов	$\mu^+ = \mu^- = 2$ см ² /(В·с)

Для вычисления распределения плотности тока короны по радиусу r можно воспользоваться соотношением /44/:

$$j = \frac{j_0}{(1 + r^2/h^2)^3} \quad (2.83)$$

Дальнейший расчет проводился на ЭВМ с использованием программных пакетов «Maple» и «Mathcad». Результаты расчета представлены на рис. 2.21.

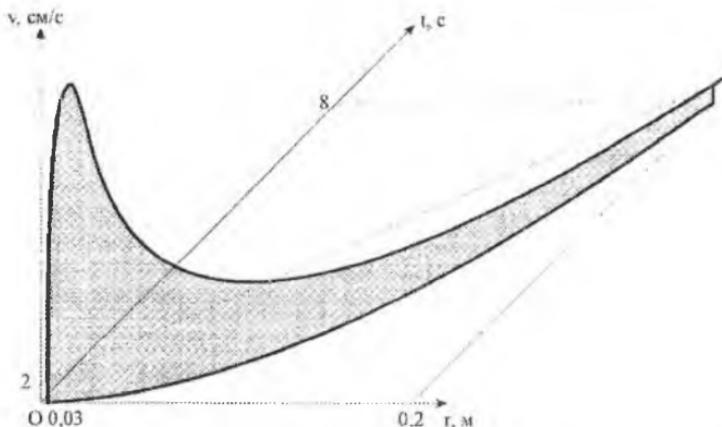


Рис. 2.21. Характерный вид графиков изменения скорости распространения волны зарядов затухающего коронного разряда для модельной установки с неподвижным диэлектрическим слоем

В процессе дозарядки пленки электрическое поле электродной системы играет стабилизирующую роль. Без него приповерхностный слой внутренними силами отталкивания рассеивался бы в окружающую среду, а не оседал на диэлектрике.

Рассмотренная модель поверхностной волны зарядов способствует развитию физических представлений о зарядовых барьерах, как о потенциальных электродах, позволяющих не только усиливать поле на границе зарядового пятна, но и регулировать уровень предионизации приповерхностного слоя газа путем выноса на периферию диффузной фазы газового разряда.

2.6. Выводы

1. Выделение роли поляризационных и индукционных эффектов в распределениях зарядовых структур и потенциальных рельефов на диэлектрических подложках с односторонней металлизацией является содержательной задачей электрофизики.

Проявление полярной «окантовки» и индукционного «провала» в зарядовой структуре на диэлектрической подложке в основании униполярного коронного разряда обеспечивает формирование протяженных стабилизирующих барьеров в виде кольцевых зон однородного поверхностного разряда. Это намного усложняет теоретическую интерпретацию процессов за счет необходимости совместного решения задач электрофизики, физики газового разряда и низкотемпературной плазмы.

Развитая методика численно-аналитического расчета конфигурации зарядового пятна по заданной с помощью спектрограмм структуре порошковых образований и определенному с помощью электрического зонда распределению потенциала может стать основой экспериментально-численного метода решения задач по моделированию стабилизирующих газовый разряд потенциальных барьеров и прибарьерных проводящих слоев на высокоомных диэлектрических пленках в промежутках с острым электродом.

2. Особенности механизма формирования потенциального барьера на подложке отрицательной короной в ограниченном воздушном промежутке и больших перенапряжениях связана со значительной шириной получаемого зарядового пятна, которое создается не только за счет слияния микропятен образующих дисперсной структурой токовых каналов, но и за счет вытеснения основания разряда из приосевой области полем первичного зарядового пятна с возможностью расщепления в кольцевую форму.

3. Электрографическая запись динамики развития зарядовых рельефов в основании отрицательной короны на подложке с дозированным нарастанием тока лавинно-стримерных генераций впервые позволила выделить три режима преобразования дисперсной структуры токовых каналов в высокочастотные радикально однородные порошковые подвижки с формированием характерных непрерывно-замедленных, импульсно-кольцевых и вспышечно-зонных структур.

4. Разработаны качественные представления о механизме формирования отрицательной короной на подложке приборьерных электропроводящих слоев, развивающихся в виде пространственно-ограниченных форм радиально-однородного поверхностного разряда.

5. Однородность поверхностного разряда может быть обусловлена предварительной ионизацией газа в поле барьерно запертого коронного разряда, выпающего приосевым потенциальным барьером на кольцо полярной «окантовки» и поддерживающегося в воздухе при малой приведенной напряженности поля E/p за счет эффекта отлипания электронов.

6. Инерционность пространственной структуры высоковольтного барьерно запертого коронного разряда, как предионизатора, связанная с ионным механизмом переноса зарядов через воздушный промежуток на подложку, ограничивает устойчивость однородного импульсного поверхностного разряда, снижает его стабилизирующие функции.

Это приводит к необходимости уменьшения скорости нарастания тока лавинно-стримерных генераций стабилизируемого газового разряда.

7. Показано, что для повышения протяженности зон однородного поверхностного разряда необходимо увеличение толщины d подложки (уменьшение удельной емкости $C_{вд}$) и, соответственно, снижение переносимого в импульсе заряда Δq .

8. Сделано предположение о том, что при больших перенапряженностях возможно горение газового разряда одновременно в двух режимах: в виде периодической серии импульсов тока (Т-корона) и безимпульсного тлеющего разряда.

9. Есть вероятность пространственного разделения составляющих разряда, поддерживающих приповерхностную плазму как в приосевой области, так и на ширине кольца полярной окантовки.

10. Рассмотренная модель поверхностной волны зарядов способствует развитию физических представлений о зарядовых барьерах, как о потенциальных электродах, позволяющих не только усиливать поле на границе зарядового пятна, но и регулировать уровень предионизации приповерхностного слоя газа путем выноса на периферию диффузной фазы газового разряда.

11. Развитые гипотетические представления о поверхностных разрядах в основании ушполярного газового разряда на подложке требуют перехода к системе электродов, обеспечивающих прямую визуализацию свечения приповерхностного слоя слабоионизированной плазмы. Такая система электродов может быть обеспечена за счет введения движущейся диэлектрической подложки.

3. ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ФОРМИРОВАНИЯ БАРЬЕРНОЙ КОРОНЫ ПОСТОЯННОГО ТОКА В ВОЗДУШНОМ ПРОМЕЖУТКЕ С ПОДВИЖНЫМ ЭЛЕКТРОДОМ

Широкое применение коронного разряда в технике принципиально ограничено его малой мощностью. Сила тока в короне сдерживается пространственным зарядом внешней области разряда, так как ионизационные процессы в электроотрицательных газах прекращаются в непосредственной близости от рабочей кромки коротропа, где напряженность поля E заметно снижается и $\alpha[E(x_1)] \approx a$. Здесь коэффициенты ударной ионизации α и прилипания a связаны с полем E и координатой x в промежутке с помощью известного критерия зажигания самостоятельного разряда /160/

$$\int_0^{x_1} [\alpha(x) - a(x)] dx = \ln(l + \gamma^{-1}), \quad (3.1)$$

где γ – эффективный коэффициент вторичной эмиссии электронов.

Перспективным направлением решения проблемы увеличения мощности коронного разряда постоянного тока явилось применение движущегося диэлектрика для адсорбции объемного заряда и его переноса на дополнительный заземленный электрод /80, 81, 83/.

Переход к движущемуся диэлектрическому слою, объединяющему коронирующей и дополнительный электроды, получил обоснование в выполненных в главе 2 электрофизических исследованиях. Предложенная система электродов, способствуя усилению ионизационных процессов, обеспечивает возможность прямой визуализации перехода коронного разряда в стационарный тлеющий разряд, сопровождающегося заполнением межэлектродного промежутка диффузным свечением низкотемпературной плазмы /47, 135/. Кроме этого, должны получить реализацию развитые в главе 2 гипотетические представления о роли формируемых зарядовых рельефов на диэлектрической подложке в возбуждении однородного поверхностного разряда.

Совокупность возбуждаемых в предложенной системе электродов газоразрядных процессов имеет специфические особенности, связанные со стабилизирующей ролью движущегося диэлектрического барьера. Это позволяет говорить о получении нового вида газового разряда, который будем называть барьерной короной постоянного тока.

3.1. Разработка и исследование характеристик электродной системы возбуждения барьерной короны постоянного тока

Исследования процессов формирования барьерной короны постоянного тока (БКПТ) проводились в экспериментальных установках, создаваемых на базе роторного устройства /142/ (рис. 3.1). Основными элементами устройства являются два электрода острейного типа, объединенные в общую разрядную цепь подвижным электродом. Подвижный электрод (ПЭ) состоит из токопроводящего ци-

цилиндра – ротора 1, имеющего на образующей покрытие в виде высокоомной диэлектрической пленки 2. Высоковольтный электрод (ВВЭ) – катод 3 имеет острейшую форму и выполнен в виде игольчатого или ножевого коротрона. Токосъемный электрод (ТЭ) 4 имеет заземление и выполнен в виде ножа или лезвия. Особенностью установки является наличие регулируемых опор для закрепления электродов 3, 4 с целью обеспечения размеров рабочих промежутков h и h_1 . Для эффективной поляризации диэлектрика 2 ротор 1 заземляется посредством скользящего контакта 5.

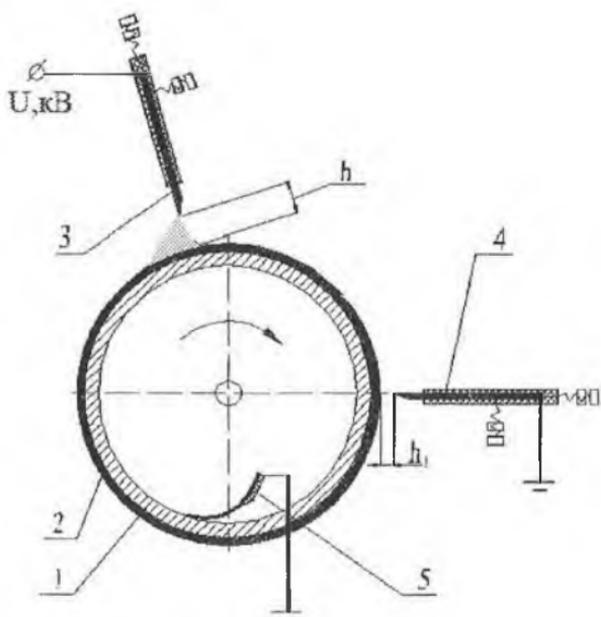


Рис. 3.1. Схема устройства для возбуждения барьерной короны постоянного тока: 1 – токопроводящий цилиндр – ротор; 2 – диэлектрическая пленка; 3 – высоковольтный электрод; 4 – токосъемный электрод; 5 – скользящий контакт; h – рабочий промежуток; $h_1 \leq 0,1h$

Рассмотрим схему одной из экспериментальных установок (рис. 3.2), которая применялась для получения вольт-амперной характеристики БКПТ /196/. В рассматриваемой установке катод 1 имел радиус кривизны рабочей кромки ~ 50 мкм и протяженность ~ 15 мм. В качестве диэлектрической подложки 2 использовалась лента из полиэтилентерефталата (лавсан) /200/, имеющая ширину рабочей поверхности 42 мм и толщину слоя $d=0,2$ мм. Лента располагалась на боковой поверхности металлического ротора 3 шириной 40 мм и радиусом $R=50$ мм. Анод 4 был выполнен в виде заземленного электрода с радиусом рабочей кромки 50 мкм и имел протяженность 37 мм. Электроды 1 и 4 размещались на расстоянии 90 мм относительно друг друга вдоль по образующей поверхности ПЭ. Величина зазора между катодом и поверхностью диэлектрика составляла $h_k=1,5$ мм. Ширина про-

межутка между диэлектриком и анодом в ходе экспериментов принимала фиксированные значения $h_a = (0,5; 1,0)$ мм.

Вращательное движение ротора задавалось электродвигателем с плавной регулировкой угловой скорости в диапазоне (0–8000) об/мин. Измерение скорости вращения ротора с диэлектрическим слоем проводилось часовым тахометром ГЧ10-Р (относительная погрешность $\delta = 1\%$).

Величина напряжения U , подаваемого от источника питания на катод, контролировалась посредством электростатического киловольтметра 6 типа С197 ($\delta = 1\%$). Измерение разрядного тока проводилось в анодной цепи микроамперметром 7 типа М2003-М1 ($\delta = 2,5\%$).

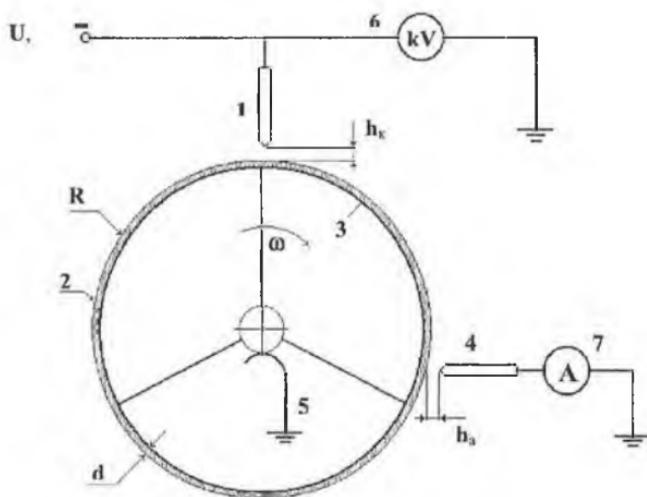


Рис. 3.2. Схема экспериментальной установки: 1—высоковольтный электрод; 2,3—подвижный электрод; 4—гокосъемный электрод; 5—заземление ротора; 6—киловольтметр; 7—миллиамперметр; $h_k = 1,5$ мм; $h_a = 0,5-1$ мм; $d = 0,2$ мм; $R = 50$ мм

При подаче на ВВЭ высокого напряжения $U_{зак}$ возбуждался разряд коронного типа и происходило формирование поверхностного заряда на диэлектрической подложке. Начиная с некоторой пороговой величины напряжения на катоде $U \geq 1,1U_{зак}$, потенциал поверхностных зарядов становится достаточным для инициирования на токосъемном электроде ещё одного разряда коронного типа (формируется «положительная корона»). В результате при участии движущегося диэлектрика осуществляется переход от униполярного коронного разряда к биполярному. При этом проводимость внешней области разряда становится величиной зависимой от скорости переноса заряда диэлектрической подложкой и параметров, характеризующих её ёмкость. Скорость перемещения диэлектрика изменялась в пределах от 2,28 до 5,04 м/сек.

Сравнение ВАХ (рис. 3.3, 3.4) показало, что с увеличением скорости переноса объёмного заряда наблюдается увеличение угла наклона ВАХ, что эквивалентно росту проводимости внешней области разряда.

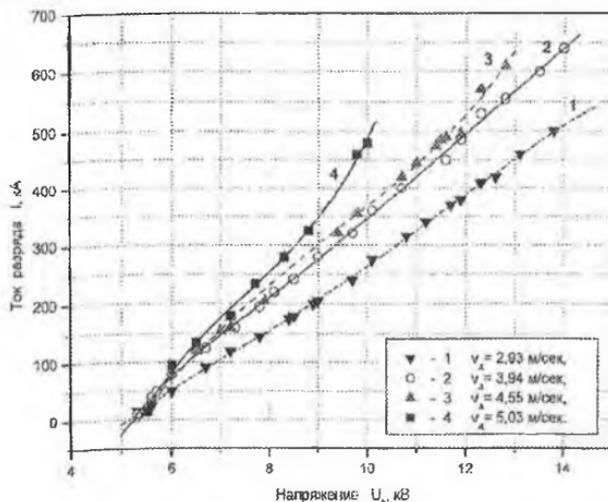


Рис. 3.3. Вольт-амперные характеристики разряда при разных скоростях перемещения диэлектрика V и промежутке на аноде $h_a=1$ мм

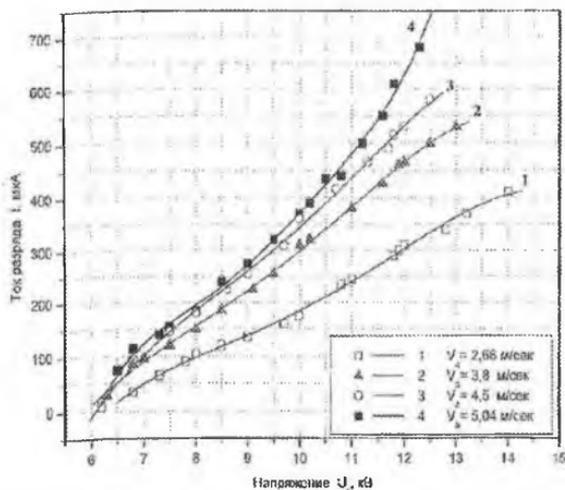


Рис. 3.4. Вольт-амперные характеристики разряда при разных скоростях перемещения диэлектрика V и промежутке $h_a=0,5$ мм

При этом наличие линейных участков у графиков свидетельствуют о том, что параметры разряда в соответствующих интервалах изменений напряжения U_k

целиком определяются транспортными возможностями диэлектрика. Однако сопоставление относительных величин изменений проводимости внешней области и скорости V диэлектрика выявило некоторое их несоответствие, несмотря на кажущийся прямо пропорциональный характер связи данных параметров. Так, например, для промежутка на аноде 0,5 мм увеличение скорости перемещения слоя на 72% (с $V_1=2,93$ м/сек до $V_4=5,03$ м/сек) приводит к повышению проводимости внешней области только на 63%. Окончательным подтверждением того, что связь между данными величинами не носит строго линейный характер, стали прямые измерения зависимостей тока разряда I от скорости движения V диэлектрика (рис. 3.5).

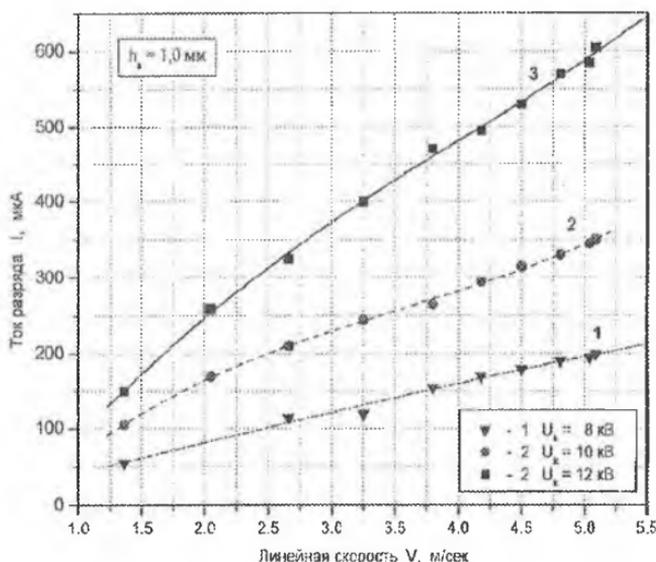


Рис. 3.5. Зависимость тока разряда I от скорости перемещения диэлектрика V при различных значениях напряжения U_k и промежутке $h_k=1$ мм

Практически на всех графиках на рис. 3.5 можно отметить несколько больший угол наклона для начальных участков кривых до точки перегиба, которая находится в интервале скоростей 2,0–2,5 м/сек.

Для качественного анализа динамики роста барьерного заряда на диэлектрической подложке можно воспользоваться экспериментальной зависимостью $\sigma=f(V)$, связывающей поверхностную плотность зарядов со скоростью перемещения слоя относительно разрядной зоны. Среднее значение поверхностной плотности заряда, доставляемого диэлектриком на токоёмный электрод, оценивалось по формуле:

$$\sigma_{cp} = I / (v \cdot l), \quad (3.2)$$

где l – поперечный размер поверхностного разряда.

За ширину разрядной зоны принималось среднее значение между длинами рабочих участков катода и анода.

Анализ графиков на рис. 3.5 в соответствии с (3.2) показал, что существует некоторое значение скорости ($V_1 \sim 2,3$ м/сек), при которой на диэлектрической подложке реализуется максимальная поверхностная плотность зарядов. Дальнейшее повышение скорости движения диэлектрика приводит к медленному снижению формируемой поверхностной плотности заряда, которая при скорости $V_4 = 5,03$ м/сек уменьшается примерно на 9% по отношению к максимуму. Эта величина соответствует отмеченной ранее разнице между повышением проводимости внешней области разряда и ростом скорости переноса заряда.

Следующая серия экспериментов была связана с исследованием динамического распределения заряда на поверхности ПЭ. Для проведения данных исследований использовалась установка со следующими размерами основных элементов: длина коротрона 1 ~ 22 мм; протяженность токосъемного электрода 4 ~ 63 мм, ширина ротора 3 и подложки 2 подвижного электрода 94 мм (рис. 3.6).

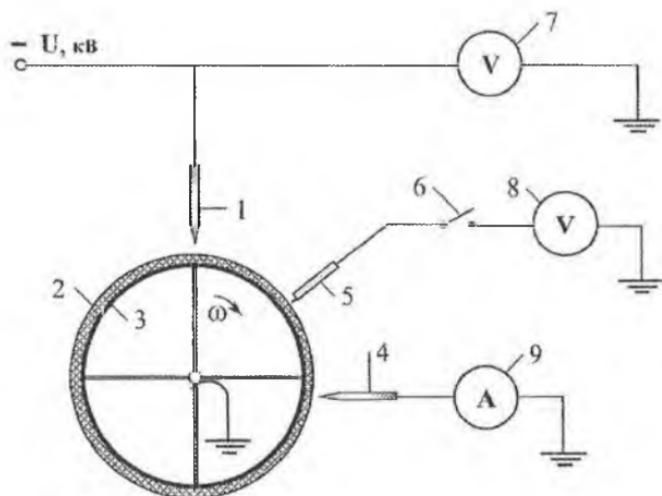


Рис. 3.6. Схема экспериментальной установки для измерения распределения заряда на поверхности ПЭ: 1—высоковольтный электрод; 2,3—подвижный электрод; 4—токосъемный электрод; 5—зонд; 6—геркон; 7,8—киловольтметры; 9—микроамперметр

Расстояние между коротроном и диэлектриком составляло 1,5 мм, а аналогичный зазор для ТЭ был равен 1 мм. Электроды размещались на расстоянии 102 мм относительно друг друга вдоль по образующей поверхности ПЭ. В качестве диэлектрической подложки на ПЭ применялась лента из лавсана толщиной $d = 0,2$ мм и полиимидная пленка толщиной 80 мкм /200/.

Исследование профилей потенциала ϕ проводилось с помощью зонда 5 и электростатических киловольтметров 8 типа С50 и С197. Коммутация зонда на киловольтметр осуществлялась посредством высоковольтного геркона 6. В промежутках между измерениями остаточный потенциал на приборе удалялся при помощи коммутации высоковольтного ввода на «землю». Позиционирование зонда относительно поверхности ПЭ обеспечивалось координатным столом с ценой деления измерительной шкалы 1 мм и интервалом перемещения ± 30 мм. Напряжение на коротроне контролировалось по киловольтметру 7 (С197). Измерения разрядного тока проводились в цепи ТЭ микроамперметром 9 типа М2003-М1.

Для анализа результатов измерения профилей потенциала ϕ воспользуемся представлением графиков в едином координатном поле (рис. 3.7).

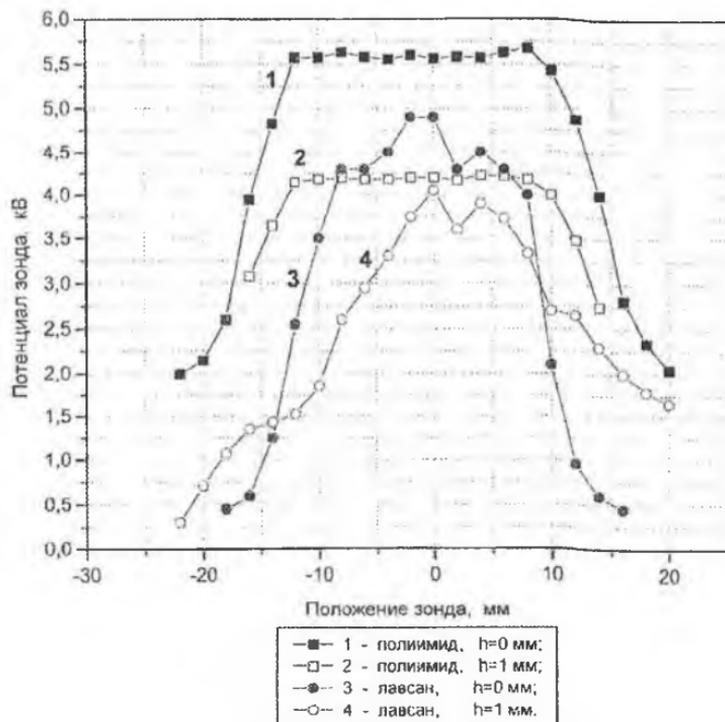


Рис. 3.7. Профили потенциала ϕ на поверхности диэлектрика и на удалении 1 мм от нее для разных материалов ($U=8$ кВ, $L=70$ мм, $v=2,66$ м/с)

Потенциальные профили на полиимиде 1, 2 своим подбием указывают на достаточно высокую стабильность формируемого на данном диэлектрике зарядового рельефа. На лавсановой пленке потенциальные профили 3, 4 отличаются отсутствием стабильности распределения. Предполагается, что причиной такой неодно-

родности зарядовой структуры на поверхности подложки из лавсана является как более значительная толщина пленки по сравнению с полиимидом (0,2 мм и 0,08 мм соответственно), так и разница в величинах диэлектрической проницаемости материалов. Данное предположение подкреплено тем обстоятельством, что при одном и том же потенциале на коротропе $U=8$ кВ максимум потенциального профиля поверхности диэлектрика из полиимида существенно выше, чем в случае применения лавсана.

Представленная на рис. 3.6 экспериментальная установка применялась также для исследования фаз развития разряда в БКПТ. При малом уровне перенапряжения $\beta \sim 1,1$ визуализируются две области свечения разряда – одна в промежутке между высоковольтным и подвижным электродами, а другая в зазоре между ПЭ и ТЭ. Первая область, по сути, является комбинацией коронного и барьерного разрядов. Диэлектрическая поверхность, выполняющая роль приемника зарядов, для стационарного тока в промежутке h является распределенным сопротивлением, поддерживающим однородность тока по сечению и затягивающим его контрагирование. При небольших уровнях перенапряжения $\beta < 1,2 \dots 1,5$ область свечения разряда в промежутке ВВЭ – ПЭ (при виде с торца ПЭ) имеет почти симметричную форму равнобедренного треугольника, а при $\beta > 1,5$ она деформируется, смещаясь навстречу движению ПЭ. Происходит удлинение промежутка h . Вторая область – это газоразрядная структура, обеспечивающая стекание поверхностного заряда σ с диэлектрика на ТЭ.

При дальнейшем увеличении перенапряжения из структуры второй разрядной области, существующей в зазоре между ПЭ и ТЭ, вдоль поверхности ПЭ прорастает светящийся слой поверхностного разряда. Этот слой практически однороден и может поддерживаться при широком изменении давления среды. При $\beta \geq 3$ этот слой разряда может занимать всю поверхность ПЭ от ТЭ до ВВЭ. В то время как области разряда в зазорах ВВЭ – ПЭ и ПЭ – ТЭ являются необходимыми для существования тока, то описанная область приповерхностной однородной плазмы может существовать или отсутствовать. Подобно положительному столбу тлеющего разряда, она может иметь различную длину в зависимости от давления и толщины диэлектрика. Путем фоторегистрации свечения, а также на основании результатов зондовых измерений было показано, что характерная толщина плазменного слоя при атмосферном давлении не превышает 0,5 мм. При пониженных давлениях толщина диффузного свечения разряда может многократно возрастать.

Формируемый на поверхности ПЭ разряд можно классифицировать как однородный стационарный поверхностный разряд /103, 105/. В зависимости от состояния области приповерхностного однородного свечения разряд может существовать в завершённой или незавершённой формах. Характерно, что наличие диффузного свечения на поверхности ПЭ может не приводить к закорачиванию ВВЭ на ТЭ искровыми каналами при значительном диапазоне изменения уровня перенапряжения в промежутке. Специфика проводимых экспериментов заключалась в предпочтительности режимов с высоким уровнем перенапряжения β на ВВЭ, что связано с исследованием стабилизирующих функций диэлектрического барьера.

Эксперименты проводились в воздухе, в качестве ВВЭ применялись нож с радиусом рабочей кромки $r \sim 50$ мкм, танталовая проволока с $r = 50$ мкм и профилированный электрод с $r \sim 5$ мм /84/. Общий вид свечения разряда в рабочем промежутке приведен на рис. 3.8, где показаны диффузная фаза на пожевом коротроне (а) и многоканальная (стримерная) фаза (б), полученная на профилированном электроде. Характерной особенностью разряда при высоких U на ВВЭ является распространение свечения на всю ширину h промежутка. Это говорит о том, что при вращении подложки ионизационные процессы не ограничиваются областью у рабочей поверхности коротрона, а вытягиваются в зазор, который составлял $h \approx (5 \dots 20)$ мм.

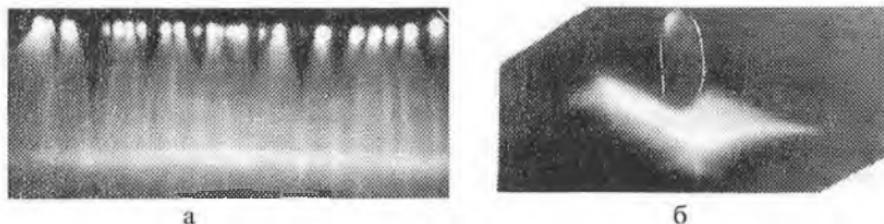


Рис. 3.8. Картина свечения разряда для двух типов высоковольтных электродов: а — диффузное свечение при $r \sim 50$ мкм (пожевой электрод), $h = 15$ мм, $U = 10$ кВ; б — многоканальная структура при $r \sim 5$ мм (профилированный электрод), $h = 6$ мм, $U = 15$ кВ

Анализ первичных характеристик разряда позволяет рассмотреть картину процессов. Высоковольтный электрод при $U \approx 10 \dots 15$ кВ, $r \geq 20$ мкм и $h \leq 20$ мм является эффективным поставщиком электронов /31, 32/, которые, ускоряясь в поле E , приобретают энергию, достаточную для организации ионизационных процессов, распространяющихся на всю длину h промежутка также за счет УФ-излучения. Это обеспечивает получение в промежутке с острым ВВЭ ($r \leq 50$ мкм) объемной фазы квазинепрерывного самостоятельного разряда, который, по-видимому, занимает промежуточное состояние между коронным и тлеющим /192/ или является высоковольтным тлеющим разрядом, который в /47/ классифицируется как безимпульсный тлеющий разряд (БТР). Переходу короны в новое состояние может способствовать конвекционный вынос медленно дрейфующих молекулярных ионов /51/. Вынос молекулярных ионов из промежутка должен осуществляться с помощью движущейся полимерной пленки, которая эффективно поляризуется во внешнем поле E за счет малой толщины и наличия металлизации. Перераспределяя электродное поле E , поляризованный диэлектрик может вытягивать на себя отрицательные ионы пространственного заряда.

Так как скорость дрейфового движения атомарных ионов существенно выше скорости v перемещения пленки, то происходит столь быстрая зарядка емкости C_0 при входе подложки в разрядный промежуток, что область диффузного свечения в месте замыкания ОР на поверхность пленки смещается в сторону против движения диэлектрика. Происходит удлинение промежутка h , и плазменное

образование приобретает форму тонкого «листа», что также может повышать устойчивость ОР /177/. Увеличение U на ВВЭ снижает устойчивость объемной фазы и при перенапряжении $\beta \geq 2$ реализуется высокодисперсная структура токовых каналов, которая визуализируется на фоне диффузного свечения ОР. Проведенные оценки показали, что ОР характеризуется следующими параметрами при $U = U_{\text{зак}} + (6...9)$ кВ, $r \leq 50$ мкм и $h \leq 7$ мм: усредненная по длине промежутка h напряженность поля $E \sim 2 \cdot 10^4$ В/см, линейная плотность тока на коротроне $j_e \sim 200...300$ мкА/см, приведенный параметр $E/N \geq 8 \cdot 10^{-16}$ В см². Увеличение радиуса r кромки ВВЭ, как и ширины промежутка h , приводит к снижению границы перехода разряда в режим совместного существования многоканальной структуры токовых микроимпульсов и диффузной фазы БТР. Феноменология разряда при $r \geq 50$ мкм, $h \geq 2$ мм и перенапряжении $\beta \geq 1,5$ напоминает барьерный разряд /167, 168, 177/, реализующийся в виде суперпозиции большого числа элементарных импульсов-микроразрядов, имеющих длительность 15...20 пс. Вместе с тем полученный разряд должен обладать характерными особенностями, связанными с питанием от источника постоянного напряжения, наличием подвижного диэлектрического барьера с дополнительным токоотъемным электродом, применением в промежутке h остронеднородного внешнего поля E .

Полученный разряд не требует введения в цепь питания балластного сопротивления, реализуя КПД энерговклада на уровне 100%. Вращающийся полый ротор может быть использован для размещения крыльчатки вентиляторов, что позволяет организовать прокачку газа в межэлектродном промежутке.

Разработанная электромеханическая система возбуждения однородных и высокодисперсных фаз газового разряда в воздухе может быть использована не только в прикладных задачах, связанных с созданием электрофизических и электротехнологических устройств, но и для исследования начальных стадий униполярного газового разряда в плотных средах /142/. Возможность широкого изменения степени перенапряжения $\beta = U/U_{\text{зак}}$ в промежутке h и скорости v движения ПЭ при резко неоднородном поле E впервые позволяют проводить прямую визуализацию динамических картин взаимодействия газового разряда с создаваемым им потенциальным барьером и поверхностным разрядом на ПЭ.

3.2. Визуализация динамических картин взаимодействия барьерной короны с формируемыми на движущейся диэлектрической подложке потенциальным барьером и поверхностным разрядом

Формирование электрического разряда переменного напряжения в газовом промежутке с диэлектриком на электроде приводит к развитию многоканальных поверхностных электроразрядных процессов /49, 168/, интерес к которым обусловлен в связи со слабой изученностью явления и возможностью практического применения в качестве плазмодистовых электродов в разрядных камерах лазеров /21, 125/, рабочих промежутках озонаторов, УФ-стерилизаторов /53, 113/.

Известно /153/, что разряд в газе в системе электрод – газ – диэлектрик – электрод имеет многолавино-стримерную форму и приводит к осаждению на диэлектрике распределенного заряда q , который собственным полем E_0 ослабляет поле E в газовом промежутке вплоть до полного погасания разряда. Поле E_0 создается не только в результате дрейфа зарядов в газовом промежутке, но и в процессе поверхностного разряда, развивающегося на диэлектрической подложке от места соприкосновения головки стримера в газе с поверхностью диэлектрика в виде достаточно равномерно распределенных радиальных стримерных каналов /54, 168/.

При переменном напряжении изменение полярности U усиливает поле в газовом промежутке за счет осевшего q и снижает начальное напряжение $U_{\text{зж}}$ зажигания разряда в газе /135/.

В связи с неполной нейтрализацией заряда q на подложке при последующих полупериодах U /168/, разряды в газе, происшедшие в первый полупериод U , определяют места развития разрядов в последующие полупериоды. Это должно приводить к неравномерности распределения энергетической нагрузки на подложке и ускорению процессов деструкции диэлектрика. Остались не выясненными в /168/ причины существенного отличия остаточных электрографических картин распределения зарядов на подложке в зависимости от полярности U на электроде. Отсутствие канальных структур на электрограммах при отрицательной полярности высоковольтного электрода может говорить о превалировании лавинных механизмов над стримерными. Процессы в /51, 168/ изучались при малом перепаде напряжений в газе $U/U_{\text{зж}} \leq 1,5$. Соответственно, поверхностная плотность зарядов составляла $\sigma = q/s \leq 1 \cdot 10^{-4}$ Кл/м². Не исследовалась связь поверхностных электроразрядных процессов с толщиной диэлектрика d или удельной емкостью подложки $C_{\text{уд}} = \epsilon_0 \epsilon / d$.

Особый интерес имеют вопросы инициирования газовым разрядом однородных электроразрядных образований на протяженных диэлектрических подложках. Экспериментальное моделирование фаз развития протяженных поверхностных разрядов на подвижной диэлектрической подложке в нашем случае /86/ проводилось на установке, которая помещалась в вакуумную камеру 1 (рис. 3.9). Высоковольтный электрод 4, выполненный в виде ножа, имел длину $L \sim 0,5$ м и находился на расстоянии $h = 10$ мм от поверхности ПЭ (поз. 2, 3), создавая газовый разрядный промежуток. Заряд σ , возникавший на подложке 3 в момент зажигания разряда, как и в случае /93, 130/, переносился поверхностью ПЭ с линейной скоростью $v = 3$ м/с к ТЭ 5, который имел длину $\sim 1,2L$ и находился на расстоянии ~ 6 см от ВВЭ 4. Рабочие кромки электродов ТЭ и ВВЭ имели радиус кривизны $r \sim 0,1$ мм. Электрод ТЭ отстоял от поверхности ПЭ на расстоянии $\delta \leq 0,1$ мм. В качестве подложки ПЭ использовались близкие по относительной проницаемости ϵ высокоомные ($\rho_s \geq 10^{14}$ Ом) диэлектрические пленки: полиэтилентерефталат с минимальной толщиной 175 мкм и полиимид (40 мкм). Толщина подложки d определялась количеством слоев диэлектрической пленки на экране. При напряжении на ВВЭ $U \sim 1,1 U_{\text{зж}}$ наблюдалось одновременное зажигание коронных разрядов в ос-

новном и вспомогательном промежутках, связанных конвекционным током I_x на ПЭ. При малых U ток I_x можно оценить через поверхностную плотность зарядов σ по известному соотношению (3.2).

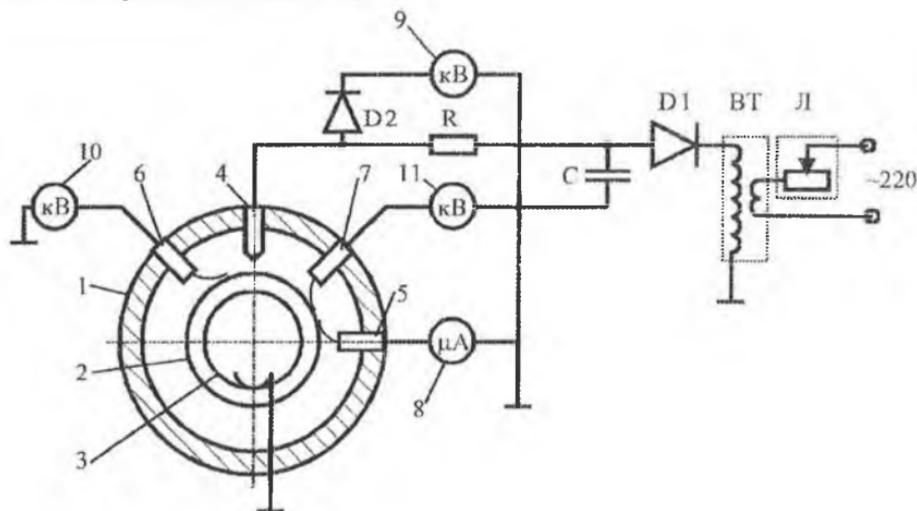


Рис. 3.9. Схема экспериментальной установки с электрическими зондами на рабочей поверхности подвижного электрода: 1—вакуумная камера; 2—поверхность диэлектрика; 3—металлический цилиндр; 4—высоковольтный электрод ножевого типа; 5—токосъемный электрод; 6,7—электрические зонды; 8—миллиамперметр; 9,10,11—киловольтметры; Л—лампа; ВТ—высоковольтный трансформатор; D1, D2—диоды; R—резистор ($R=120$ кОм, 60 Вт); C—емкость ($C=0,48$ мкФ, $U_{\max}=20$ кВ)

Величина I_x в цепи установки определялась с помощью миллиамперметра 8 (рис. 3.9), а плотность зарядов σ находилась из соотношения $\sigma_s \approx C_{\text{пл}} \phi_s$, где ϕ_s — потенциал на поверхности ПЭ в зазоре ВВЭ — ТЭ, который измерялся с помощью контактных электрических зондов 6, 7. При $\beta > 1,1$ возникало неравенство $\sigma_1 = \frac{I}{vL} > \sigma_s$, которое при $\beta \geq 2$ приводило к $\sigma_1 \sim 5\sigma_s$, за счет возрастания роли электроразрядных процессов как на поверхности ПЭ, так и в газовом промежутке ВВЭ — ТЭ. Характер развития поверхностных структур на ПЭ контролировался визуально по изменению ширины полосы свечения (ПС) на подложке, которое возникало у основания разрядов в газовых промежутках h и ПЭ — ТЭ. Полоса свечения расширялась с увеличением интенсивности и окраски светового поля с увеличением U на ВВЭ. Степень однородности и скорость расширения ПС существенно возрастали по мере снижения давления газа P в вакуумной камере (рис. 3.10). При этом снижался уровень начального напряжения $U_{\text{н}}$ и возрастал предельный ток $I_{\text{п}}$ в цепи, превышение которого ($I \geq I_{\text{п}}$) приводило к развитию стримерных каналов в световом поле ПС. Однако при $P \leq 3 \cdot 10^{-4}$ Па ток I ограничивался раньше, так как

при I_n происходило закорачивание ВВЭ на ТЭ диффузной дугой непосредственно через остаточную газовую среду.

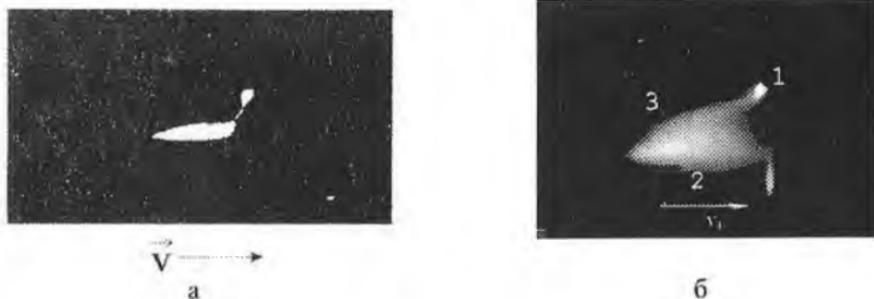


Рис. 3.10. Усредненная картина свечения разряда в промежутке между высоковольтным и подвижным электродами при $U > 1,5U_{зж}$ (вид с торца подвижного электрода) для двух значений давления p в камере: а— $p=760$ тор; б— $p=280$ тор (1—коротрон, 2—поверхность подвижного электрода, 3—область диффузного разряда)

Зажигание диффузной дуги в промежутке ВВЭ – ТЭ выявило дополнительный механизм переноса зарядов между электродами, способствующий возникновению неравенства $\sigma_1 > \sigma_3$ при больших U на ВВЭ. Основные исследования проводились на лавсановой подложке толщиной $d_0=350$ мкм. Это было обусловлено тем, что при $d < d_0$ отмечалось возрастание предела по току I_n , но происходило относительное сокращение ширины ПС. Снижение роли поверхностных процессов можно связать с увеличением доли тока I_0 на ПЭ, так как $I_0 \sim d^{-1} \sim C_{дл}$. При $d > d_0$ наблюдалось увеличение ширины ПС на ПЭ при том же U на ВВЭ, но при этом в 1,2...1,5 раза снижался предел I_n перехода к поверхностным стримерным каналам.

Вне зависимости от полярности ВВЭ и уровня разрежения воздуха в камере с увеличением U (начиная с $U \approx 1,3U_{зж}$) происходило смещение основания полосы газового разряда в промежутке h из плоскости ВВЭ вверх против вектора \vec{v} движения подложки (см. рис. 3.10а, б).

При этом ПС, обрамлявшая с двух сторон основание разряда на ВВЭ до $\beta \leq 1,1$, также смещалась вверх и при $\beta \sim 1,3$ полностью выносилась на внешнюю сторону разряда (рис. 3.11а, б, в).

Три первых картины свечения (см. рис. 3.11а, б, в) надежно визуализировались при давлении остаточного воздуха $P \leq 0,3P_{атм}$ соответственно при $U_a \approx U_{зж}$, $U_b \approx (1,1...1,2)U_{зж}$ и $U_v \approx 1,3U_{зж}$. Ширина полосы диффузного свечения (к-т) на подложке в вакууме может в 2–3 раза превосходить величину h промежутка ВВЭ – ПЭ. Картина на рис. 3.11б соответствует промежуточному положению полосы свечения (к-т) в основании газового разряда. Подобный эффект может быть получен также при $\beta \sim 1,2$ за счет снижения скорости движения v подложки. Характерно, что смещение полосы (к-т) обратимо, соответственно, при увеличении v

или снижении U . Картины свечения γ и δ) визуализируются как в разреженном воздухе ($U_r \approx 1,7U_{заж}$ и $U_d \approx 2U_{заж}$), так и в воздухе атмосферного давления.

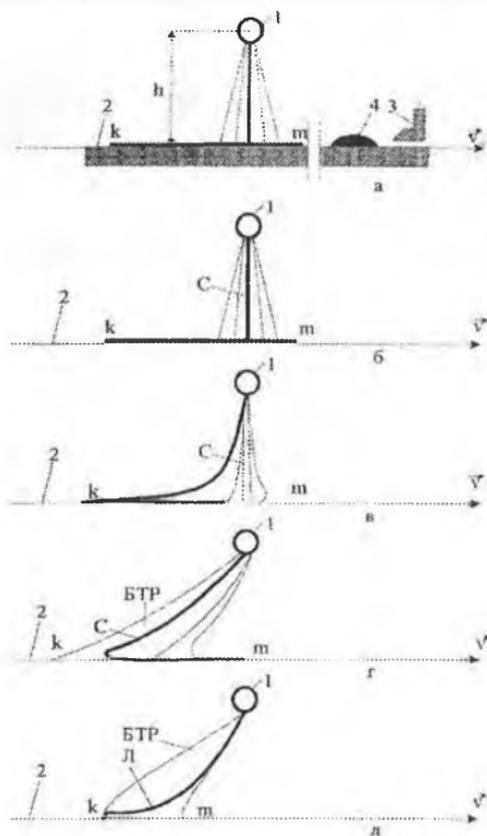


Рис. 3.11. Стилизованные структуры свечения газового разряда в воздушном промежутке h с подвижным электродом, расположенные по мере возрастания напряжения U на высоковольтном электроде (вид с торца электродов, давление $p=0,3$ атм): 1—высоковольтный электрод; 2—рабочая поверхность подвижного электрода; 3—токосъемный электрод; 4—полоса свечения у токосъемного электрода; \vec{v} —вектор скорости движения подложки; k — m —полоса свечения в основании газового разряда; C —стримерная зона; $Л$ —канал лидера; БТР—безимпульсный тлеющий разряд

Однако при атмосферном давлении эти структуры достигаются при уровне перенапряжения $\beta_r \sim 2...2,5$ и $\beta_d \sim 3...4$. Перенапряжению β_r соответствуют петлевой вид фазовой неоднородности на шпиренграмме разрядного промежутка в воздухе при $P=10^5$ Па (рис. 3.12) /86/. Из рис. 3.12 видно, что «профиль» газового разряда (темная шпиря на светлом фоне) на высоте $1/3$ промежутка ВВЭ – ПЭ изменял ориентацию на обратную, создавая вид «петли», и переходил на подложке в тонкий слой приповерхностной плазмы. Данный слой распространялся вниз по v и

мог прослеживаться ниже плоскости «ножа». Как следует из рис. 3.12, толщина полосы газового разряда в промежутке h была соизмерима с толщиной полотна «ножа» ($\sim 1,5 \dots 2$ мм).

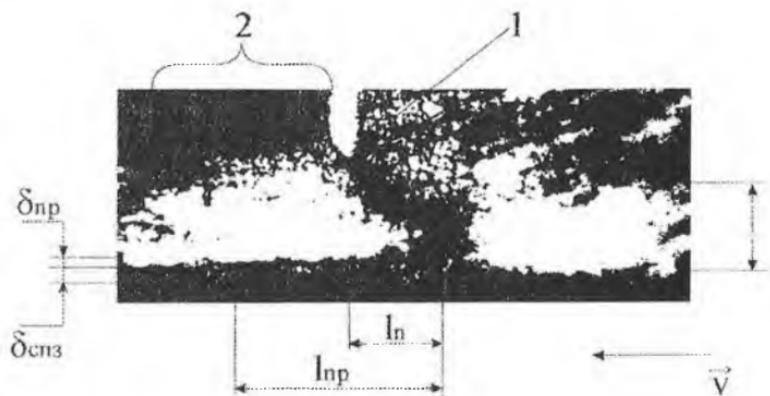


Рис. 3.12. Шлиренграмма разрядного промежутка h в воздухе атмосферного давления при перенапряжении $\beta \approx 2$ (кратность увеличения $K \sim 10^4$): 1-область привязки разряда на ВВЭ (катодное пятно); 2-область нагретого воздуха на выходе из разрядного промежутка; l_n -величина выноса разряда; l_{np} -ширина полосы поверхностного разряда; δ_{np} -толщина полосы поверхностного разряда ($\sim 0,1$ мм); $\delta_{спз}$ -толщина слоя пространственного заряда ($\sim 0,3$ мм); \vec{v} -вектор скорости подвижного электрода

Толщина слоя приповерхностной плазмы в режиме обратной «петли» была на уровне $\delta_{np} \approx 0,1 \dots 0,2$ мм. Характерно, что плазменный слой на анализируемых шлиренграммах отделен от поверхности диэлектрика слоем слабозмущенного воздуха.

Толщина воздушного слоя $\delta_{спз}$, по-видимому, может превосходить толщину полосы свечения поверхностного разряда δ_{np} . Полученная с помощью шлиренграмм приповерхностная структура слоев может быть идентифицирована по модели, принятой в работах Гаммала В.С. /53, 54/, как биполярная барьерная корона, характеризующаяся наличием в разрядном промежутке областей контрагированного и поверхностного разрядов. Область поверхностного разряда в зависимости от уровня перенапряжения β может иметь диффузный, стримерный или лидерный характер и значительную протяженность вдоль подложки (рис. 3.13). При ограничении плазмы диэлектрической пленкой возникает СПЗ толщиной $\delta_{спз} \approx 0,4 \dots 0,5$ мм. На границе этого слоя и плазмы, а также внутри слоя должна возникать высокая напряженность электрического поля, так как практически вся разность потенциалов разрядного промежутка при больших β приходится на область поверхностного разряда.

Стилизованная токовая структура на рис. 3.11 д частично соответствует при-

веденной на рис. 3.14 усредненной картины свечения, которая была получена при $P \leq 3 \cdot 10^4$ Па и $\beta \geq 1,5$ на составном ВВЭ.

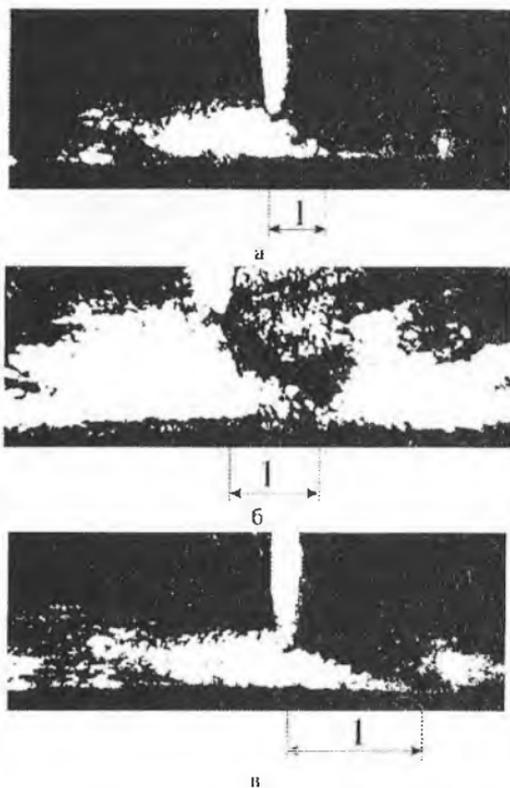


Рис. 3.13. Шлиренграммы разрядного промежутка в воздухе для трех значений l выноса основания в зависимости от перенапряжения β : $\beta_a < \beta_b < \beta_n \sim 3,5$; $l_a < l_b < l_n \sim 15$ мм

Конструкция ВВЭ включала «нож» А и профилированную полосу Б. Это позволило получить двойной разряд в промежутках «нож» – ПЭ и ТЭ – ПЭ – профилированная часть ВВЭ. При этом, если ножевая часть ВВЭ работала в режиме с высоким перенапряжением, то диффузный поверхностный разряд в промежутке ТЭ – ПЭ – ВВЭ имел $E/L \sim 5$ кВ/см. Характерным на рис. 3.14 является темный промежуток (без свечения) между разрядными структурами как на ВВЭ, так и на поверхности ПЭ, обусловленный потенциальным барьером, который формируется на подложке разрядом, вынесенным вверх против \vec{v} .

Полоса свечения поверхностного разряда в промежутке ТЭ – ПЭ – ВВЭ приводила к некоторому снижению сопротивления барьерной короны, что соответствовало изменениям в ходе графиков 1–4 (рис. 3.15) ВАХ устройства.

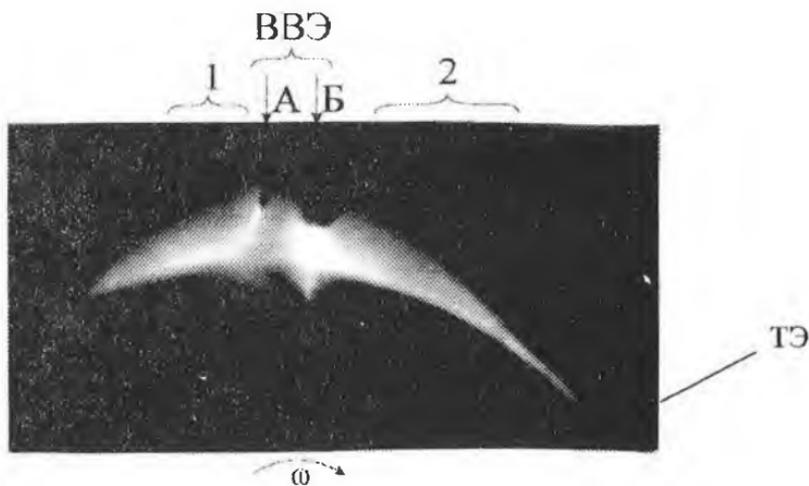


Рис. 3.14. Усредненная картина свечения квазинепрерывного двойного разряда, разделенного потенциальным барьером под ВВЭ на подвижном электроде (вид с торца электродов): ВВЭ—высоковольтный электрод составной (А—нож, $r \sim 100$ мкм; Б—профилированная полоса, $r \sim 3$ мм); ТЭ—токосъёмный электрод; 1—полоса свечения, вынесенная вверх навстречу вектору \vec{v} ; 2—полоса свечения однородного поверхностного разряда в промежутке ТЭ – ПЭ – ВВЭ

На графиках 1–4 стрелками отмечены режимы, которые соответствовали приходу внешней границы полосы свечения поверхностного разряда от ТЭ к основанию газового разряда в промежутке $h/80, 81/$.

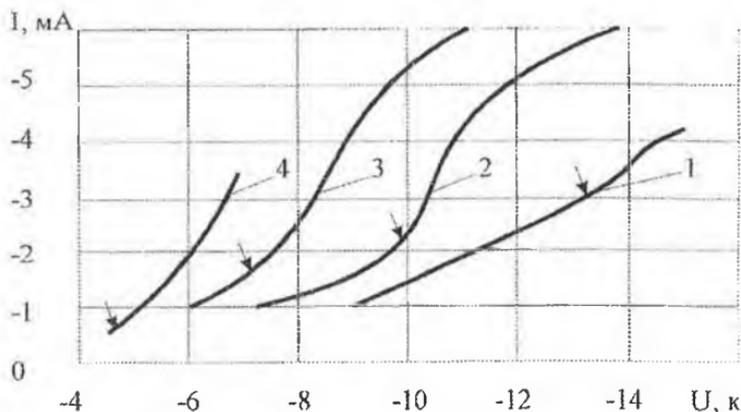


Рис. 3.15. Вольт-амперные характеристики газового разряда с ножевым электродом: ширина промежутка $h=1$ см; толщина диэлектрика $d=350$ мкм (лавсан); 1— $p=2,8 \cdot 10^4$ Па; 2— $2 \cdot 10^4$ Па; 3— $1,3 \cdot 10^4$ Па; 4— $9,3 \cdot 10^3$ Па; скорость $v \sim 3$ м/с

3.3. Экспериментальное моделирование приповерхностных электроразрядных структур на подвижном электроде в поле барьерной короны с игольчатым электродом

Генерация каналов скользящей искры (СИ) на ПЭ экспериментально отрабатывалась в схеме (рис. 3.16) с игольчатым ВВЭ ($r_0 \sim 50$ мкм) и протяженным ножевым ТЭ 4, которые были установлены на расстоянии $L \approx 9 \cdot 10^{-2}$ м друг от друга. Радиус ротора ПЭ составлял $\sim 5,5 \cdot 10^{-2}$ м, а скорость движения поверхности подложки $v = (1 \dots 10) \text{ м/с} / 84$. Для получения завершенных каналов СИ на незаряженной подложке 1 применялся вспомогательный электрод 6, который был подобен по геометрии электроду 4 и находился на расстоянии $L_1 \approx 0,4L$ от ВВЭ 3 при $h \sim 0,5$ мм. Приведенная на рис. 3.16 схема расположения электродов 3, 4 и 6 на ПЭ позволяла одновременно контролировать изменение свечения структур поверхностных разрядов в промежутках L и L_1 , связывая их с переходами в газовом разряде в промежутке h . Игольчатый электрод 3 применялся для моделирования одиночной ячейки разряда с ножевым или проволочным ВВЭ /84, 95, 98, 99, 102/, что упрощало визуализацию фазово-структурных переходов в промежутке с остронеоднородным электрическим полем.

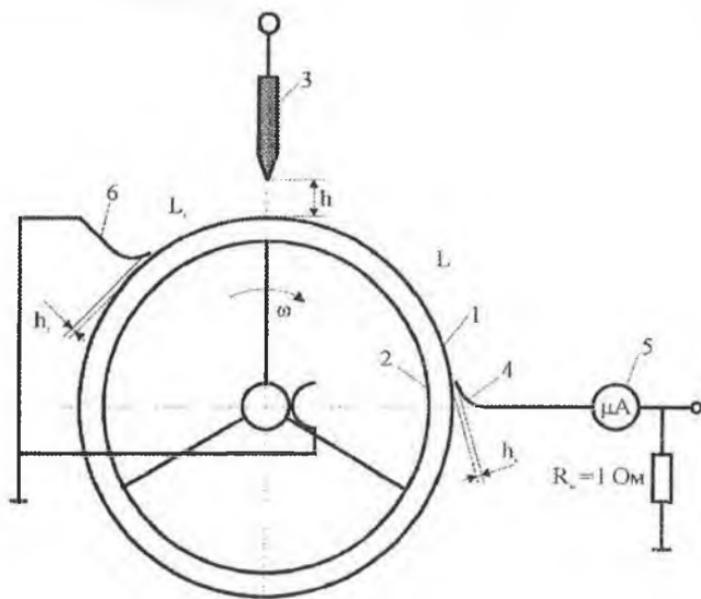


Рис. 3.16. Схема экспериментальной установки: 1,2—подвижный электрод (1—диэлектрическая подложка; 2—заземленный экран); 3—острый электрод; 4—токосъемный электрод; 5—миллиамперметр; 6—дополнительный электрод; ω —угловая скорость вращения подвижного электрода; $L_1 \approx 0,4L$

Исходная структура потенциального барьера на подложке представлялась на основании электрографического распределения зарядов в поле ВВЭ, полученного при $v=0$ /120/. В процессе эксперимента варьировались такие параметры, как рабочий промежуток h коротрона и скорость v движения подложки.

На рис. 3.17 даны ВАХ разряда, которые являются усредненными во времени и соответствуют участку цепи от ВВЭ до ТЭ, включая газовый разряд в промежутке h , ток переноса заряда на участке L с замыканием его через промежуток h_1 на ТЭ в поле индукционной короны.

Характеристики 3, 4 и 5 получены для начальной стадии разряда, когда $U_0 < U_{стр}$, где $U_{стр}$ соответствует переходу от режима с диффузным разрядом (рис. 3.18) к лавинно-стримерной фазе, когда на фоне однородного свечения в промежутке h появляются стримерные капалы (рис. 3.19).

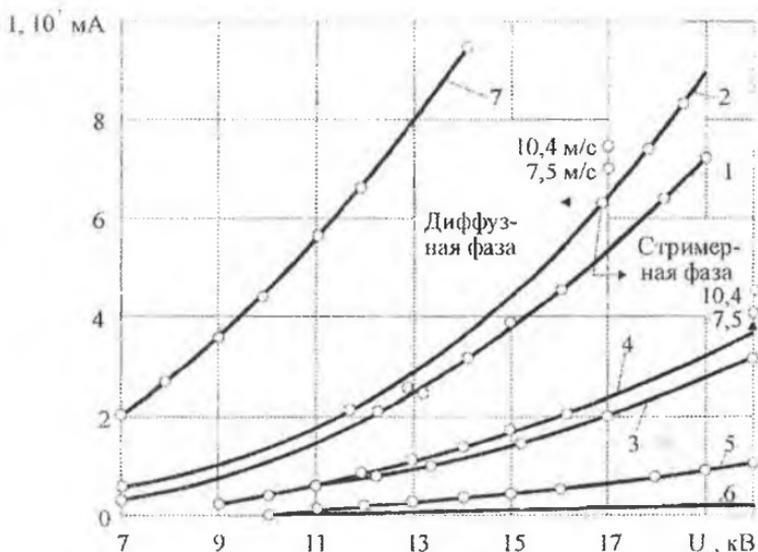


Рис. 3.17. Вольт-амперные характеристики разряда в воздухе между игольчатым коротроном ($r_0 \sim 50$ мкм) и подложкой (лавсан, 175 мкм) при изменении ширины промежутка h и скорости движения подложки v : 1, 2— $h=3 \cdot 10^{-3}$ м, 1— $v=4,9$ м/с, 2—5,7 м/с; 3, 4— $h=7 \cdot 10^{-3}$ м, 3—4,9 м/с, 4—5,7 м/с; 5, 6— $h=13 \cdot 10^{-3}$ м, 5— $v=4,9$ м/с, 6— $v=0$; 7—расчетная кривая

Широкий диапазон изменения тока I в диффузной фазе при $h=3 \cdot 10^{-3}$ м (графики 1 и 2, рис. 3.17), где при площади острейшего электрода $S \approx 3 \cdot 10^{-8}$ м² достигаются плотности тока на ВВЭ от $j \approx 1,5$ А/см² при $v \approx 4,9$ м/с до $j \approx 2,1$ А/см² при $v \approx 10,4$ м/с, достаточно малые напряжения $U_{стр}$ перехода в лавинно-стримерный режим ($U_{стр} \approx 17$ кВ) позволяют говорить о доле электронов в токе разряда. Характерно, что при $h=1,3 \cdot 10^{-2}$ м увеличение v от 4 до 10 м/с не приводило к заметным изменениям зависимости $I=f(U)$ (график 5). В то же время остановка ПЭ ($v=0$) давала резкое снижение тока.

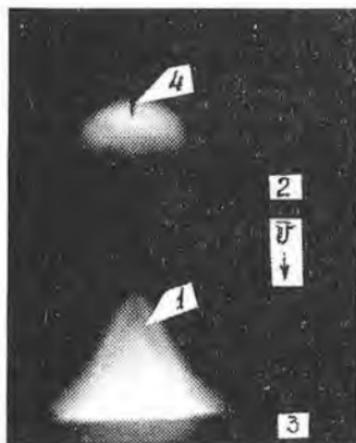


Рис. 3.18. Общий вид свечения разряда при $U_0=15$ кВ, $d=175$ мкм, $h=3 \cdot 10^{-3}$ м, $v \approx 5$ м/с, $L=6 \cdot 10^{-2}$ м, $\beta=3$; 1—поверхностный разряд; 2—подвижный электрод; 3—гокосъемный электрод; 4—игольчатый коротрон; \bar{v} —направление движения ПЭ

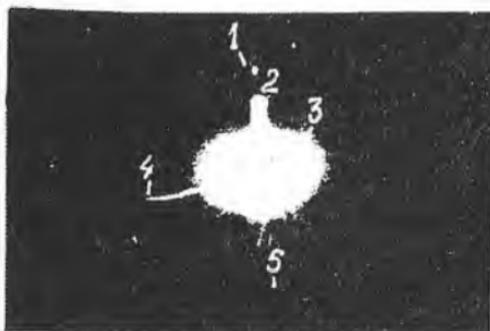


Рис. 3.19. Общий вид свечения газового разряда при $U_0 \approx 17$ кВ, $d=175$ мкм, $h=3 \cdot 10^{-3}$ м и $v \approx 5$ м/с со стороны выноса основания разряда из промежутка: 1—игольчатый ВВЭ ($r_0 \sim 100$ мкм); 2—ионизационный центр; 3—внешняя область заряда; 4—боковой стример; 5—прямой стример

Осциллографические измерения показали, что, начиная $U_0 \approx 7,5$ кВ, в разрядном промежутке на фоне низкочастотных и малоамплитудных импульсов ($f \leq 1$ кГц, $\Delta I \leq 50$ мА) возникала генерация аперриодических импульсов I и U с резким фронтом и экспоненциальным спадом при частоте в диапазоне от 1 до 10 кГц, амплитуде тока $\leq 0,3$ А и длительности по основанию ≤ 10 мкс.

Моделирование каналов СИ производилось при ширине газового промежутка $h=3 \cdot 10^{-3}$ м, который был достаточно большим для непосредственного перекрытия его электронами и достаточно малым для визуализации каналных струк-

тур без применения специальной оптики. На рис. 3.19 приведено свечение газового разряда у ВВЭ с развитой структурой поверхностных стримеров. Примечательна выраженная ориентация поверхностных стримеров в прямом (против \vec{v}), обратном (по \vec{v}) и перпендикулярном к \vec{v} направлениях на незаряженной подложке в промежутке L_1 (см. рис. 3.16). Регистрация свечения разряда в подобном режиме с торца ПЭ (рис. 3.20) подтверждает возможность углового перераспределения диффузной и стримерной фаз. При этом диффузное свечение 5 визуализируется выше стримерных каналов 2, которые как бы оконтуривают со стороны подложки область однородного свечения в промежутке h с учетом выноса основания разряда до $(1,5...2)h$ вверх против \vec{v} . Увеличение $U_0 > U_{стр} \approx 17$ кВ приводило к росту протяженности поверхностных каналов, которые при $U_0 \sim 18$ кВ доходили до вспомогательного заземленного электрода б (см. рис. 3.16) и обеспечивали замыкание промежутка L_1 одиночными каналами СИ (рис. 3.21). Регистрация промежутка с торца ПЭ показала (рис. 3.22а,б), что импульсные каналы СИ, выходя от ВВЭ к подложке под большим углом ($\sim 30...50^\circ$), на ширине промежутка h резко изменяют ориентацию и на расстоянии $\leq 1 \cdot 10^{-3}$ м от подложки уже идут почти параллельно образующей ПЭ до выхода из области диффузного свечения, замыкаясь на подложку почти по касательной на внешней границе области диффузного свечения. До выхода за пределы границы диффузного свечения диаметр канала СИ имеет значение ~ 100 мкм.



Рис. 3.20. Свечение газового разряда в промежутке h при наблюдении с торца ротора подвижного электрода и режимах, близких к рис. 3.17: 1—ионизационный центр на ВВЭ; 2—канал стримера; 3—зеркальное отражение поз. 1 в диэлектрике; 4—образующая ПЭ; 5—диффузная фаза

Распространение искрового канала от ВВЭ на $(2...3)h$ вдоль подложки говорит об эффективном ослаблении нормальной составляющей E_n внешнего поля в поле пространственного заряда диффузной фазы и поле E_σ поверхностного заряда σ на подложке. При этом должна усиливаться тангенциальная составляющая поля E_τ , обеспечивающая преимущественную направленность каналов до выхода из объема диффузного свечения газового разряда. Факт замыкания канала СИ на подложку непосредственно за границей области свечения при ассоциировании последней с границей нанесенного поверхностного заряда σ , примечателен тем, что может служить в качестве экспериментального подтверждения действия поля E_n поляризационной «окаптовки» с зарядом противоположного знака /59, 178/.



Рис. 3.21. Общий вид свечения канала скользящей искры при $U_0 \approx 18$ кВ, $d=175$ мкм, $\beta=3,2$, $v \sim 5$ м/с: 1–игольчатый ВВЭ; 2–ионизационный центр; 3–дополнительный заземленный электрод; 4–канал СИ

Анализируя рис. 3.19–3.22, можно сделать заключение, что при соприкосновении каналов разряда с ПЭ возникала область с σ_{\max} . Данная область обеспечивала генерацию поверхностных стримеров избыточного заряда, которые развивались вверх против \vec{v} и при малом приращении ΔU переходили в завершённые структуры СИ (см. рис. 3.21, 3.22).

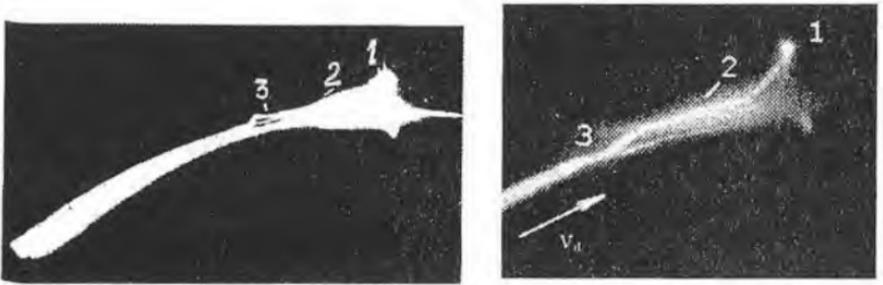


Рис. 3.22. Свечение канала завершённой скользящей искры при $U_0 \sim 18$ кВ (регистрация со стороны торца ротора подвижного электрода): 1–ионизационный центр; 2–диффузная фаза; 3–область замыкания канала СИ на подложку

Для получения представлений о характере распределения относительной плотности зарядов σ/σ_0 в основании разряда на ПЭ можно воспользоваться рис. 3.22, где зафиксированы каналы СИ в промежутке h на участке от ВВЭ до замыкания на подложку на границе потенциального барьера. Принимая, что траектория токового канала задается руслом предшествующего лидера, который в свою очередь распространяется по усредненной структуре стримерных каналов, имеющих максимальную плотность в области максимума напряженности электрического поля в промежутке, можно использовать канал искрового разряда в качестве

проносного электрического зонда и по форме его траектории воспроизводить усредненную топограмму распределения σ/σ_0 в поле барьера.

Анализируя траектории каналов СИ на рис. 3.21, 3.22, была представлена качественная топограмма σ/σ_0 , которая дана на рис. 3.23а, б.

Как видно из рис. 3.23а, б, со стороны падающей подложки в основании 3 газового разряда на ПЭ имеется высокий уровень зарядового рельефа $\Delta\sigma/\Delta x$, который при $U_0 \geq U_{стр}$ определяет механизм развития и структуру поверхностных каналов СИ.

Проведенные оптические исследования структур разряда, стабилизированного подвижным электродом, показывают, что при постоянной v определяющим параметром, задающим фазу развития поверхностных процессов, является степень перенапряжения $\beta = U/U_{лаж}$ на ВВЭ.

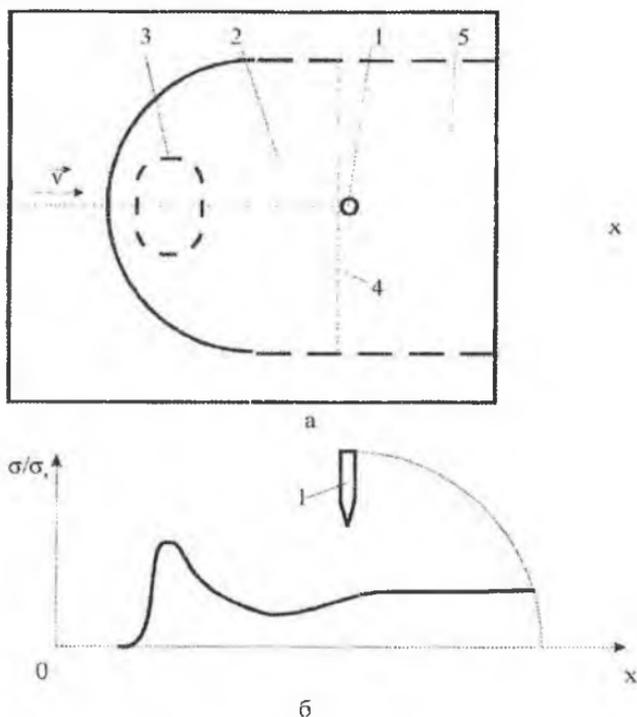


Рис. 3.23. Качественная интерпретация структуры следа газового разряда на ПЭ под игольчатым ВВЭ: а–вид сверху; б–соответствующее виду (а) квазистационарное распределение поверхностной плотности зарядов σ/σ_0 на ПЭ в области оси X ; 1–ВВЭ; 2–область диффузного свечения; 3–основание газового разряда на ПЭ; 4–внутренняя граница поля свечения; 5–полоса поверхностных зарядов на ПЭ

Наиболее характерным как для ножевого, так и игольчатого типов ВВЭ при малых $\beta \leq 1,5$ является квазинепрерывный режим с многолампно-стримерным разрядом в промежутке ВВЭ – ПЭ и полосой однородного свечения у рабочей

кромки ТЭ (см. рис. 3.18). Соответствующие этому режиму стилизованные картины усредненных во времени областей и структур газового разряда в промежутках ВВЭ – ПЭ – ТЭ и ВВЭ – ПЭ даны, соответственно, на рис. 3.24 и 3.25.

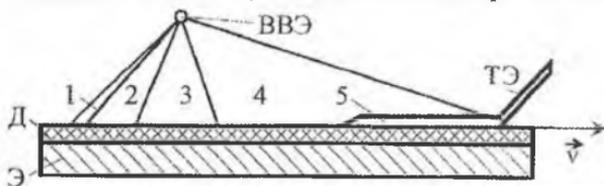


Рис. 3.24. Структура зон перенапряженного газового разряда в промежутке с подвижным электродом: 1—многостримерная область; 2—область квазиднородного свечения; 3—темновая область; 4—область конвекционного переноса зарядов; 5—приповерхностная полоса диффузного свечения; Э—металлический экран; Д—слой диэлектрика; \vec{v} —вектор скорости движения поверхности ПЭ; ВВЭ и ТЭ—соответственно высоковольтный и токосъемный электроды

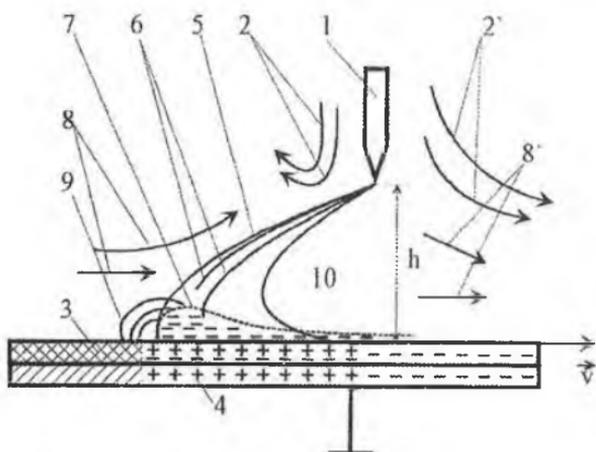


Рис. 3.25. Стилизованная картина усредненных структур газового разряда в промежутке h с подвижным электродом при перенапряжении $\beta > 2$: 1—высоковольтный электрод; 2, 2'—линии тока электрического ветра; 3—диэлектрическая подложка; 4—заземленный экран; 5—диффузный столб разряда; 6—многостримерная область; 7—динамический потенциальный барьер; 8, 8'—линии тока спутного потока воздуха; 9—силовые линии напряженности поля на краях зарядового рельефа; 10—темновая зона под ВВЭ; \vec{v} —вектор скорости поверхности подвижного электрода (поз. 3, 4)

На рис. 3.25 выделена область у внешней границы основания разряда на ПЭ, где поле поверхностных и объемных зарядов, образующихся вследствие дрейфа электронов в неоднородном электрическом поле и неоднородной ионизации, создаст результирующее поле, имеющее вид уединенной волны. Такие условия могут оказаться близкими для формирования фронта СР как волны ионизации [115, 153].

3.4. Моделирование динамического процесса выноса основания барьерной короны из промежутка с подвижным электродом

Квазистационарная БК в воздушном промежутке с ПЭ /80, 81, 83/ формирует на поверхности диэлектрической подложки потенциальный барьер, во многом определяющий характеристики электроразрядных процессов. Наличие ПЭ является отличительной чертой и требует получения связи параметров потенциального барьера со скоростью v движения поверхности ПЭ, обоснования механизма выноса основания газового разряда вверх против вектора v .

Расчетная схема разрядного промежутка представлена на рис. 3.26.

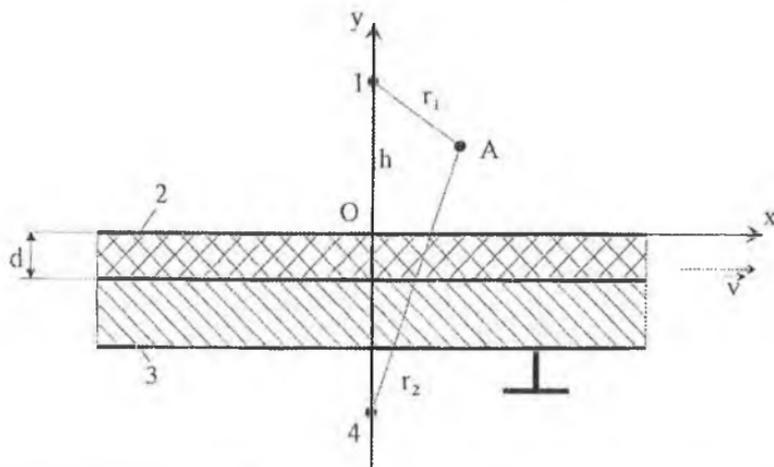


Рис. 3.26. Схема разрядного промежутка: 1—высоковольтный электрод (проволока); 2—диэлектрическая шенка; 3—экран; 4—зеркальное изображение электрода 1; h —ширина воздушного промежутка; d —толщина пленки; A —расчетная точка; \vec{v} —скорость движения подложки

Проволока 1 с радиусом r_0 образует ВВЭ, расположенный на высоте h параллельно плоскости диэлектрика 2. Диэлектрик 2 имеет толщину d и лежит на заземленном металлическом экране 3, образуя движущийся со скоростью \vec{v} ПЭ. Начало координат находится на рабочей поверхности ПЭ, ось y перпендикулярна поверхности диэлектрика, ось x параллельна вектору \vec{v} .

Характерные параметры разрядного промежутка:

Радиус проволоки:	$r_0=50$ мкм
Высота ВВЭ над диэлектриком:	$h=3 \cdot 10^{-3}$ м
Диэлектрическая проницаемость материала диэлектрика:	$\epsilon=3$
Рабочее напряжение на ВВЭ:	$U_0=10$ кВ
Линейная плотность тока:	$i=100$ мкА/см
Скорость движения ПЭ:	$v=10$ м/с

Электростатическое поле ВВЭ в промежутке h при отсутствии диэлектрика моделируется полем нити и ее изображения. Для произвольной точки A (см. рис. 3.26) имеем

$$\left\{ \begin{array}{l} \varphi = k_0 U_0 \ln \frac{r_2}{r_1}; \\ E_\tau = k_0 U_0 x \left(\frac{1}{r_1^2} - \frac{1}{r_2^2} \right); \\ E_n = k_0 U_0 \left[\frac{(y-h)}{r_1^2} - \frac{(y+h+d)}{r_2^2} \right]; \\ r_1^2 = x^2 + (y-h)^2; \\ r_2^2 = x^2 + (y+h+d)^2; \\ k_0 = \frac{1}{\ln \frac{2h}{r_0}} \end{array} \right. \quad (3.3)$$

Введем безразмерные параметры

$$\left\{ \begin{array}{l} \tilde{x} = \frac{x}{h}; \tilde{y} = \frac{y}{h}; \tilde{d} = \frac{d}{h}; \tilde{\varphi} = \frac{\varphi}{k_0 U_0} \\ \tilde{r}_1 = \frac{r_1}{h}; \tilde{r}_2 = \frac{r_2}{h}; \tilde{E}_\tau = \frac{E_\tau}{E_0}; \tilde{E}_n = \frac{E_n}{E_0} \end{array} \right. \quad (3.4)$$

Характерное значение напряженности электростатического поля составляет $E_0 = 2k_0 U_0 = 1,4 \cdot 10^6$ В/м. Т.к. толщина диэлектрика мала, то электростатическое поле при наличии диэлектрика во внешней области (по крайней мере вблизи его поверхности) будет мало отличаться от поля диэлектрика. Тогда для поверхности диэлектрика ($y=0$), учитывая, что $d \ll h$, получим

$$\left\{ \begin{array}{l} \tilde{\varphi} = \frac{\tilde{d}}{\tilde{x}^2 + 1}; \\ \tilde{E}_\tau = \frac{2\tilde{d}\tilde{x}}{\tilde{x}^2 + 1}; \\ \tilde{E}_n = -\frac{1}{\tilde{x}^2 + 1} \end{array} \right. \quad (3.5)$$

В разряде электрическое поле вследствие наличия объемных зарядов сильно видоизменяется.

Запишем уравнения электродинамики для внешнего поля без учета поверхностных зарядов на диэлектрике

$$\begin{cases} \operatorname{div} \vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0}; \\ \vec{E} = -\operatorname{grad} \varphi; \\ \operatorname{div} \vec{j} = 0; \\ \vec{j} = \rho \mu \vec{E} \end{cases} \quad (3.6)$$

Здесь ρ — объемная плотность зарядов, ϵ_0 — электрическая постоянная; μ — подвижность ионов, усредненная по ионам всех типов.

Из (3.6) можно получить выражение

$$\mu(\nabla^2 \varphi)^2 + \operatorname{grad} \varphi \cdot \operatorname{grad}(\mu \nabla^2 \varphi) = 0 \quad (3.7)$$

Подвижность ионов является функцией напряженности поля и времени, т.к. в процессе горения разряда электроны прилипают к нейтральным молекулам, а ионы образуют комплексы ионов. Все это приводит к уменьшению подвижности /62/. Если считать подвижность постоянной, то уравнение (3.7) упрощается

$$(\nabla^2 \varphi)^2 + \operatorname{grad} \varphi \cdot \operatorname{grad}(\nabla^2 \varphi) = 0 \quad (3.8)$$

Но и в таком виде аналитические решения для распределения полей найдены только для трех одномерных задач: плоские электроды, два коаксиальных цилиндра, две концентрические сферы.

Из приближенных аналитических методов наибольшее распространение получил метод, предложенный В. Дейчем и усовершенствованный В.И. Попковым /155/.

Однако метод Дейча-Попкова дает плохие результаты для нецилиндрических электродов. Дальнейшая модификация метода предложена И.П. Верещагиным /36/. В расчетную схему вносятся две идеи.

1. В расчетах необходимо задавать плотность тока j в какой-нибудь точке силовых линий. Обычно задавалась средняя плотность тока на катоде. Верещагин И.П. предлагает использовать обобщенную формулу распределения плотности тока на металлическом аноде. Для провода над плоскостью она имеет вид /113/

$$j_0 = \frac{8i}{3\pi h \left(1 + \frac{x^2}{h^2}\right)^3} \quad (3.9)$$

Здесь i — линейная плотность тока.

2. Предлагается использовать метод итераций. На каждом шаге применяется метод Дейча-Попкова для электрического поля, вычисленного на предыдущем шаге.

Для точки $x=0, y=0$ имеем $j=8i/3\pi h$, а напряженность поля в этой точке равна /113/

$$E = 2 \sqrt{\frac{2i}{3\pi \epsilon_0 \mu} + \frac{r^2 E_{\text{оп}}^2}{h^2}}$$

Отсюда можно оценить электропроводность газа

$$\gamma = \frac{j}{E} = \frac{4i}{3\pi\gamma\sqrt{2ih^2/(3\pi\epsilon_0\mu\gamma^2) + E_{np}^2}} \quad (3.10)$$

В процессе разряда на диэлектрическую пленку осаждаются заряды, поле которых изменяет поле в разрядных промежутках. Вычисление плотности нанесенных зарядов можно проводить методом итераций: на первом шаге вычислять плотность тока без учета поля нанесенных зарядов, а затем, используя результаты первого шага, внести поправки в напряженность поля, плотность тока и плотность зарядов. Процесс зарядки движущейся диэлектрической ленты в заданном внешнем поле рассматривался в /171–174/.

Отличие нашей задачи заключается в следующем. В /160/ заряды на поверхность пленки выносились электрическим полем из глубины диэлектрика. Если, как это часто бывает, электропроводность материала пленки мала ($\gamma_n \rightarrow 0$), то свободные заряды на поверхность пленки практически выносятся не будут.

В нашей задаче заряды на высокоомную пленку выносятся из разряда, поэтому поверхность ее всегда заряжается. Кроме того, и это самое существенное, внешнее электрическое поле зависит от объемных зарядов в газе, что крайне усложняет задачу.

Уравнения, описывающие динамику зарядов на пленке, приведены в /171–174/. Запишем их для верхней поверхности пленки и для стационарного случая газового разряда, как

$$\begin{cases} \sigma_p(Q) = \frac{\sigma(Q)}{\epsilon + 1} + 2\epsilon_0 \frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 1} [E_n(Q) + E_{nc}(Q)]; \\ v \frac{d\sigma(Q)}{dx} = \gamma_n [E_n(Q) + E_{nc}(Q)]; \\ E_{nc}(Q) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int_s \frac{\sigma_p(\Psi) \cos(\vec{r}_{\Psi Q}, \vec{n})}{\vec{r}_{\Psi Q}^2} ds \end{cases} \quad (3.11)$$

Здесь Q – точка на верхней поверхности пленки; Ψ – точка на нижней поверхности пленки; σ_p – поверхностная плотность расчетных зарядов; σ – поверхностная плотность свободных зарядов, нанесенных разрядным током; ϵ – электрическая проницаемость пленки; s – нижняя поверхность пленки, γ_n – электропроводность воздуха в разряде около поверхности пленки. Здесь электрическая проницаемость воздуха принята равной $\epsilon_n = 1$, а \vec{E}_n – напряженность внешнего (для пленки) электрического поля, т.е. напряженность поля, создаваемого нитью и объемными зарядами в газе. Учитывая, что

$$j_n = \gamma_n (E_n + E_{nc}), \quad (3.12)$$

и используя (3.9) и (3.11), получим

$$\frac{d\sigma}{dx} = \frac{8i}{3\pi h v \left[1 + \left(\frac{x}{h} \right)^2 \right]^3} \quad (3.13)$$

Одно условие на бесконечности имеет вид $\sigma(\infty)=0$ (3.14)

Интегрируя (3.13) с условием (3.14), получим /68/

$$\sigma(x) = \frac{i}{v} \left\{ \frac{1}{2} + \frac{x}{h} \frac{5 + 3\left(\frac{x}{h}\right)^2}{3\pi \left[1 + \left(\frac{x}{h}\right)^2\right]^2} + \frac{1}{\pi} \operatorname{arctg}\left(\frac{x}{h}\right) \right\} \quad (3.15)$$

В основном зависимость $\sigma(x)$ определяется функцией

$$f_1\left(\frac{x}{h}\right) = \frac{1}{2} + \frac{1}{\pi} \operatorname{arctg}\left(\frac{x}{h}\right) \quad (3.16)$$

Функция

$$f_2\left(\frac{x}{h}\right) = \frac{x}{h} \frac{\left[5 + 3\left(\frac{x}{h}\right)^2\right]^2}{3\pi \left[1 + \left(\frac{x}{h}\right)^2\right]^2} \quad (3.17)$$

имеет максимум и минимум в точках $x/h = \pm 1,38$:

$$f_2(1,38) = 0,18; \quad f_2(-1,38) = -0,18 \quad (3.18)$$

Таким образом, функция f_2 незначительно увеличивает крутизну функции $\sigma(x)$. График функции $\sigma(x)$ в (3.15) почти совпадает с графиком функции $f_1(x/h)$. При $x \rightarrow \infty$ получим максимальную плотность зарядов

$$\sigma_0 = i/v \quad (3.19)$$

График функции $\sigma(x/h)$ в относительных переменных ($\tilde{x} = \frac{x}{h}$; $\tilde{\sigma} = \frac{\sigma v}{i}$) приведен на рис 3.27.

Поскольку функция (3.09) получена из обобщения экспериментальных данных, то в ней косвенно учтено и поле объемных зарядов в газе. Но функция (3.09) получена для металлического электрода и может считаться верной в случае электрода с диэлектриком только на первых этапах разряда. Таким образом, приведенный расчет, как уже указывалось выше, можно рассматривать как первое приближение.

В следующем приближении рассмотрим электрическое поле зарядов $\sigma(x,h)$ для распределения на рис. 3.27.

Т.к. второе слагаемое в (3.15) мало по сравнению с первым и третьим, то, пренебрегая им, получим

$$\sigma(x) = \frac{i}{\pi v} \left[\frac{\pi}{2} + \operatorname{arctg}\frac{x}{h} \right] \quad (3.20)$$

Поскольку толщина пленки $d \ll h$, то согласно /119/ плотность эффективных зарядов будет равна

$$\sigma_{\gamma} = \sigma / \epsilon. \quad (3.21)$$

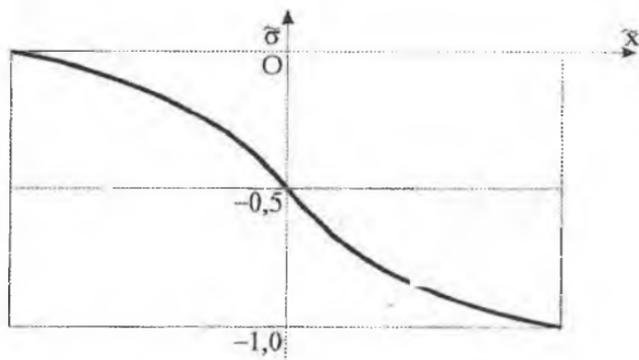


Рис. 3.27. Расчетное распределение плотности поверхностных зарядов на подложке (относительные переменные $\tilde{x} = \frac{x}{h}$; $\tilde{\sigma} = \frac{\sigma v}{i}$)

Используя (3.20) для максимального значения σ_0 , получим

$$\sigma(x) = \frac{\sigma}{2} \left[1 + \frac{2}{\pi} \arctg \frac{x}{h} \right]; \quad (3.22)$$

$$\sigma_{\gamma}(x) = \frac{\sigma}{2\epsilon} \left[1 + \frac{2}{\pi} \arctg \frac{x}{h} \right]. \quad (3.23)$$

Учитывая заряды-изображение, получим двойной электрический слой мощностью

$$r = 2d\sigma_{\gamma}(x). \quad (3.24)$$

Его можно рассматривать как два слоя с мощностями

$$r_1 = \sigma_0 d / \epsilon \quad (3.25)$$

и

$$r_2 = \frac{2\sigma_0 d}{\epsilon \pi} \arctg \frac{x}{h}. \quad (3.26)$$

Первый слой (слой постоянной мощности) не создает во внешнем пространстве поле, следовательно, поле в воздушном зазоре определяется только вторым слоем с зарядом

$$\sigma_{\gamma 2} = \frac{\sigma_0}{\pi \epsilon} \arctg \frac{x}{h}. \quad (3.27)$$

Используя решение [78], получим

$$E_{\tau} = \frac{\sigma_0}{4\pi \epsilon_0 \epsilon} \ln \frac{x^2 + (h-d+y)^2}{x^2 + (h+d+y)^2}. \quad (3.28)$$

$$E_n = \frac{\sigma_0}{4\pi\epsilon_0\epsilon} \left[\operatorname{arctg} \frac{x}{h-d+y} - \operatorname{arctg} \frac{x}{h+d+y} \right] \quad (3.29)$$

На поверхности диэлектрика

$$E_\tau = \frac{\sigma_0}{4\pi\epsilon_0\epsilon} \ln \frac{x^2 + (h-d)^2}{x^2 + (h+d)^2} \quad (3.30)$$

$$E_n = \frac{\sigma_0}{4\pi\epsilon_0\epsilon} \left[\operatorname{arctg} \frac{x}{h-d} - \operatorname{arctg} \frac{x}{h+d} \right] \quad (3.31)$$

Разлагая полученные выражения в ряды (при $h \gg d$), получим

$$E_\tau = -\frac{\sigma_0 h d}{\pi\epsilon_0\epsilon} \frac{1}{h^2 + x^2}; \quad (3.32)$$

$$E_n = -\frac{\sigma_0 d}{\pi\epsilon_0\epsilon} \frac{x}{h^2 + x^2}; \quad (3.33)$$

Используя обозначения, аналогичные ранее введенным, получим в безразмерной форме

$$\tilde{E}_\tau = -\frac{1}{1 + \tilde{x}^2}; \quad (3.34)$$

$$\tilde{E}_n = \frac{\tilde{x}}{1 + \tilde{x}^2}. \quad (3.35)$$

Функция (3.35) имеет максимум и минимум соответственно в точках $\tilde{x}_{1,2} = \pm 1$. Ее значения в этих точках

$$\tilde{E}_n^{(1,2)} = \pm 0,5. \quad (3.36)$$

Графики функций (3.34) и (3.35) приведены на рис. 3.28. Видно, что поле зарядов уменьшает нормальную составляющую общего поля в области $x > 0$ и увеличивает E_n в области поля $x < 0$, что затрудняет разряд в области $x > 0$ и облегчает его в области $x < 0$. Кроме того, тангенциальная составляющая поля зарядов везде направлена против движения диэлектрика.

Таким образом, в приближении коронного разряда для схем «провод над плоскостью» получены аналитические зависимости для распределения плотности поверхностных зарядов на диэлектрическом покрытии подвижного электрода и электрического поля в воздушном промежутке при перенапряжении $1,1 \leq \beta \leq 1,5$. Показано, что составляющая E_τ напряженности поля зарядов направлена против движения диэлектрика, а составляющая E_n способствует усилению поля короны на внешней границе зарядового рельефа. Это согласуется с экспериментально наблюдаемым эффектом выноса основания разряда вверх против движения подложки, подтверждает реальность качественного распределения зарядного рельефа в основании разряда на ПЭ с игольчатым электродом. Ограниченность модели не позволила описать приповерхностные процессы формирования симметричных проводящих слоев выравнивания зарядовых рельефов в основании газового разряда на ПЭ при $\beta \leq 1,3$. Однако реализуемая в модели зарядовая структура в виде

однородной полуплоскости позволяет говорить о принципиальной возможности получения квазинепрерывного поверхностного разряда (КПР) на внешней границе основания газового разряда на ПЭ (в области полярной «окантовки»).

Для возбуждения КПР необходимо увеличение крутизны рельефа зарядовой полуплоскости на ПЭ. При исключении воздушного зазора между ВВЭ и ПЭ поверхностный разряд должен развиваться непосредственно с рабочей кромки ВВЭ. В этом случае обеспечивается максимальное приближение к электродной системе скользящего разряда /96, 125, 199/. Применение ПЭ впервые позволяет возбуждать КПР при постоянном U на ВВЭ.

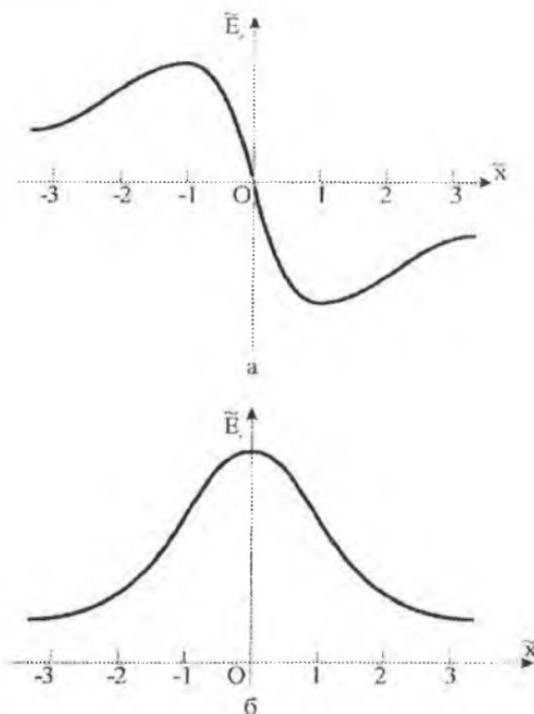


Рис. 3.28. Распределения нормальной (а) и тангенциальной (б) составляющих напряженности электрического поля поверхностных зарядов

3.5. Исследование процессов возбуждения и механизма формирования однородного поверхностного разряда на подвижном электроде с диэлектрическим покрытием

Однородный поверхностный разряд (ОПР) типа тлеющего получен в электромеханическом устройстве /146/ между двумя протяженными пожевными электродами, установленными с минимально допустимым зазором δ относительно диэлектрического барьера на образующей подвижного электрода-ротора (ПЭ).

Основной областью разряда является приповерхностный слой однородного свечения, распространяющийся по мере увеличения напряжения U на ВВЭ от расположенного по ходу движения ПЭ протяженного ТЭ ножевого типа до полного замыкания промежутка (рис. 3.29).

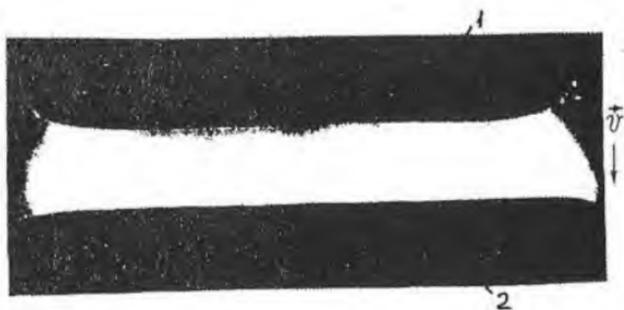


Рис. 3.29. Полоса свечения однородного поверхностного разряда на подвижном электроде в воздухе: 1—высоковольтный электрод; 2—токосъемный электрод; \vec{v} —вектор скорости движения диэлектрика ($v \approx 2$ м/с); толщина диэлектрика $d=875$ мкм; напряжение на ВВЭ $U=19$ кВ; ширина промежутка 2,8 см

На рис. 3.30 приведены ВАХ ОПР в воздухе атмосферного давления при ширине промежутка $l=2,8$ см, где кривые 1–4 имеют два близкие к прямоугольным участка, угол наклона и протяженность которых зависит от толщины барьера d и величины микрозазора δ между диэлектриком и электродами. Начальные токи на кривых 1–4 соответствуют одновременному зажиганию разрядов $U_{\text{зж}}$ в двух воздушных микрозазорах ВВЭ – ПЭ и ПЭ – ТЭ, которые связаны диэлектрическим барьером с поверхностным зарядом σ . Начальные участки кривых 1–4 до областей перегиба а, б, в, и г, соответственно, характеризуют интенсификацию электроразрядных процессов в микрозазорах за счет роста перенапряжения $U/U_{\text{зж}}$, обеспечивающую повышение σ на ПЭ и продвижение полосы диффузного свечения от ТЭ. Изменение угла наклона графиков на рис. 3.30 приходится на снижение степени дисперсности токовых каналов в многолавино-стримерном разряде в зазоре ВВЭ – ПЭ и прорастание в сторону набегающей подложки стримерных каналов избыточного поверхностного заряда. Это приводит к ускорению продвижения внешней границы полосы свечения от ТЭ к ВВЭ. Характерно, что хаотичность поверхностных токовых каналов не нарушала равномерности распределения потенциала диэлектрика ϕ_d за плоскостью ВВЭ, который контролировался на ПЭ с помощью проносных контактных электрических зондов, включенных на малоиндуктивный вход осциллографа. Это подтверждается также однородностью свечения токового слоя ОПР на ПЭ (см. рис. 3.29). Отсутствие корреляции между структурой поверхностных токовых каналов, находящихся выше зазора ВВЭ – ПЭ, и распределениями потенциала ϕ_d и поля свечения ниже ВВЭ говорит о высокой эффективности механизмов выравнивания зарядов σ на барьере. Это может

быть связано с электропроводностью ξ приповерхностного плазменного слоя, обеспечивающей плотность тока $j_s = \xi \cdot \text{grad } U$, с эффектом Пулла-Френкеля, учитывающим ускорение процессов освобождения носителей с ловушек действием имеющегося в образце поля /106/. Выброс электронов из ловушек мог бы рассматриваться в качестве механизма повышения начальной концентрации электронов n_{e0} в приповерхностном слое ПЭ на участке ВВЭ – ТЭ.

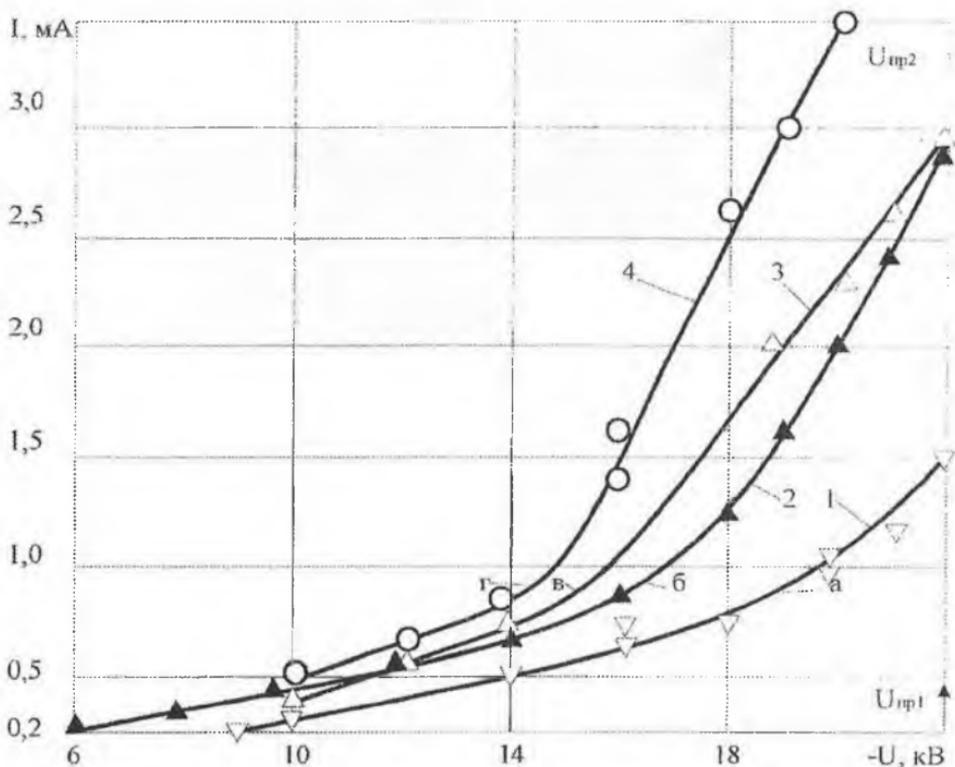


Рис. 3.30. ВАХ однородного поверхностного разряда в воздухе на подвижном электроде диаметром 42 мм при расстоянии между основными электродами $h=28$ мм и их протяженности $L=115$ мм для двух толщин d слоев лавсана и различных типов электродов: 1— $d=700$ мкм, лезвийные электроды; 2— $d=875$ мкм; 2—лезвийные электроды; 3—фольговый подпружиненный ВВЭ; 4—фольговый подпружиненный ВВЭ и ТЭ. Линейная скорость движения поверхности барьера $v \approx 2$ м/с

Важную роль в усилении ионизационных процессов в поле положительной индукционной короны на ТЭ может играть конвекционный механизм поставки электронов с помощью потенциального барьера на ПЭ из основания газового разряда под ВВЭ. Увеличение числа свободных электронов в зазоре ТЭ – ПЭ способ-

ствует повышению электропроводности плазменного слоя у ТЭ и усилению потока положительных ионов в приповерхностном слое ПЭ.

Наличие подобных механизмов позволяет объяснить малые уровни напряжения замыкания U_n промежутка ВВЭ – ТЭ полосой свечения ОПР ($U_n \approx 16 \dots 17$ кВ) и приведенной напряженности поля E/p , которая не превышала $E/p = 10,3$ В(см тор) $^{-1}$ для предельных $U_{пр,2}$ на кривых 1–4 (см. рис. 3.30), соответствующих переходу в режим генерации периодических каналов скользящей искры. Характерно, что искровые каналы в поле свечения завершеного ОПР (рис. 3.31) отличались структурной и ВАХ от периодических каналов, которые были получены на ПЭ в /95/ при незавершеном ОПР, когда для больших l и малых d полоса диффузного свечения от ТЭ не достигает ВВЭ.

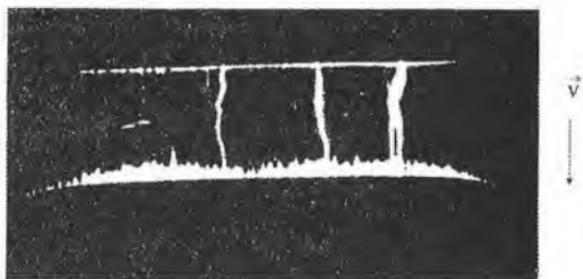


Рис. 3.31. Искровые каналы в полосе свечения однородного поверхностного разряда при $U = 21$ кВ (остальные параметры как на рис. 3.29)

Из рис. 3.30 видно, что применение подпружиненных фольговых ВВЭ и ТЭ позволяет получить линейную плотность тока j_l на уровне от 260 до 300 мкА/см. При этом толщина Δ полосы свечения ОПР на ПЭ не превышает $\Delta \leq 300$ мкм.

Рассмотрим результаты исследования механизма формирования ОПР более подробно.

На рис. 3.32 приведена стилизованная схема электроразрядной ячейки, в которой впервые в /105/ был получен стационарный ОПР в воздухе атмосферного давления при постоянном U в промежутке шириной a между протяженными ножевыми электродами: ВВЭ и ТЭ. Ножевые электроды установлены с минимально допустимым зазором δ относительно поверхности ПЭ, который образован движущейся со скоростью \bar{v} диэлектрической подложкой с односторонней металлизацией. ОПР визуализируется в виде диффузной полосы свечения на поверхности ПЭ, распространяющейся по мере увеличения перенапряжения β на ВВЭ от ТЭ против \bar{v} (незавершенная фаза) до полного замыкания на ВВЭ (завершенная фаза).

Разрядная ячейка на рис. 3.32 характеризуется высокой скоростью ионообразования, обеспечивая при $v \approx 5$ м/с, $\beta \geq 3$, $\delta \leq 100$ мкм и радиусе кривизны рабочих кромок острых электродов $r \approx 50$ мкм линейную плотность тока $j_l \leq 1$ мА/см, имеет малый уровень деструктивного воздействия на диэлектрик и теплового влияния на газовую среду, что связано не только с движением диэлектрика, уни-

поляриностью напряжения U , но и с электропроводностью газа в приповерхностном слое ОПР. Полоса свечения ОПР на ВВЭ разделена потенциальным барьером на ПЭ под ВВЭ от многолавино-стримерной фазы разряда в зазоре ВВЭ – ПЭ /79–83, 102/.

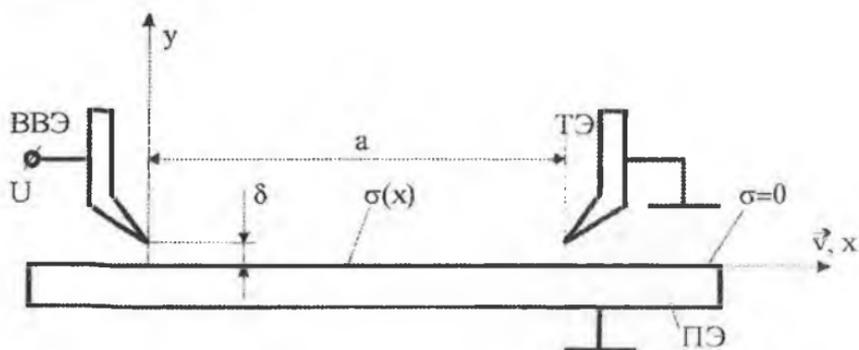


Рис. 3.32. Схема электроразрядной ячейки с промежутком шириной a между высоковольтным и токосъемным электродами на поверхности подвижного электрода с диэлектрическим покрытием: δ – микрозазоры ВВЭ – ПЭ и ТЭ – ПЭ; \vec{v} – вектор скорости движения поверхности ПЭ; $\sigma(x)$ – поверхностная плотность зарядов

Для построения механизма формирования ОПР рассмотрим расчетную модель поверхностных процессов, основанную на электростатических представлениях, связанных с исследованием распределения $\sigma(x)$ в полосе свечения разряда /103/.

Для высокоомных полимерных пленок, применяющихся на ПЭ (полиэтилентерефталат, полиимид, триацетат целлюлозы), и характерных временах прохождения поверхностных зарядов через промежуток ВВЭ – ТЭ $t=a/v \leq 10$ мс можно пренебречь проводимостью материала подложки /173/.

Тогда один из основных механизмов замыкания тока в ячейке при малых перенапряжениях ($\beta \approx 1$) заключается в переносе зарядов с поверхностной плотностью $\sigma(x)$ на ПЭ из основания разряда на ВВЭ к ТЭ с возбуждением на последнем индукционного разряда, обеспечивающего нейтрализацию зарядов на ПЭ. Такой механизм переноса зарядов характерен для электростатических двигателей /119/ и генераторов /122/, устройств электростатической записи /163/. Возможности механизма переноса зарядов $\sigma(x, y)$ на ПЭ связаны с выполнением равенства $I = jI$, где I – экспериментальное значение среднего тока разряда, l – протяженность электродов, а $j = \sigma l$. Плотность зарядов $\sigma(x)$ здесь оценивается по результатам зондовых измерений распределения потенциала $\phi(x)$ по поверхности диэлектрика из соотношения $\sigma(x) = C_{вд} \phi(x)$. Для промежутков шириной $a = 20\text{--}30$ мм и толщины диэлектрического слоя ПЭ $d \approx 0,5$ мм уже при $\beta = 1,2\text{--}1,3$ возникает неравенство $l > jI$ которое достаточно быстро возрастает по мере дальнейшего роста U на ВВЭ. При

$\beta=2$ соотношение для токов достигало $I/j_1 \approx 3$, а ширина полосы свечения незавершенного ОПР на ПЭ составляла $L \approx (0,5-0,6)a$.

На рис. 3.33 приведен характерный график распределения потенциала $\tilde{\varphi} = \varphi(x)/|\varphi|_{\text{макс}}$ по длине промежутка $0 \leq \tilde{x} = x/a \leq 1$ на ПЭ для трех уровней β с учетом знака U на ВЭ. Из рис. 3.33 видно, что только при $\beta \approx 1$ распределение $\tilde{\varphi}(x)$ сохранялось неизменным на большей части промежутка ВВЭ – ТЭ. Это позволяет рассматривать форму зарядовой структуры на ПЭ в виде однородно заряженной полосы с $\sigma(x) = \sigma_0$ при $0 \leq \tilde{x} \leq 1$ и использовать заложенную в /203/ методику расчета распределений тангенциальной $E_t(x)$ и нормальной $E_n(x)$ составляющих напряженности электрического поля на краю рельефа $\sigma(x)$ для определения условий зажигания индукционной короны на ТЭ. Возрастание β приводило к пропорциональному увеличению потенциала $\varphi_{\text{макс}}$ на ПЭ непосредственно за плоскостью ВВЭ. Характерным является проявление ступеньки в распределениях $\tilde{\varphi}_2(x)$ и $\tilde{\varphi}_3(x)$ (см. рис. 3.33) со стороны ТЭ. При этом ширина ступеньки совпадала с шириной L полосы свечения у ТЭ. Из рис. 3.33 видно, что высота перспаса $\Delta\varphi$ между ступеньками возрастала по мере увеличения U на ВВЭ.

Наличие градиента $\Delta\varphi/\Delta x$ в распределении $\varphi(x)$ на ПЭ при $\beta \geq 3$ впервые экспериментально проявилось в /95/ за счет периодического самовозбуждения стримерных каналов избыточного поверхностного заряда, которые формировались вдоль внешней границы свечения незавершенного ОПР и замыкались на ТЭ в виде единого канала поверхностной искры. Область возникновения стримерных каналов, как и их ориентация, соответствуют положению на ПЭ максимальных уровней градиента $\Delta\varphi/\Delta x$ и обычно приходится на край зарядовой структуры, где усиление составляющих $E_n(x)$ и $E_t(x)$ напряженности поля связывается с появлением полярной «окантовки» и индукционного «провала».

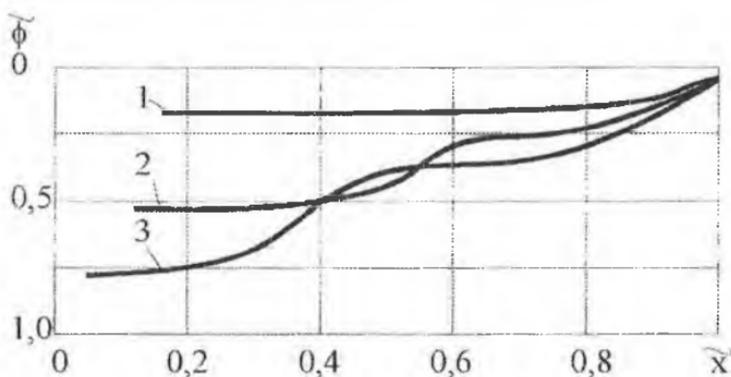


Рис. 3.33. Графики распределения потенциала $\tilde{\varphi}$ в промежутке $0 \leq \tilde{x} \leq 1$ на поверхности диэлектрического слоя перед токосъемным электродом (расположен справа) для трех уровней перенапряжения β : 1– $\beta=1$; 2– $\beta=1,8$; 3– $\beta=2$ Графики распределения потенциала $\tilde{\varphi}$ в промежутке $0 \leq \tilde{x} \leq 1$ на подвижном электроде для трех уровней перенапряжения β : 1– $\beta=1$; 2– $\beta=1,8$; 3– $\beta=2$

Однако графики распределения $\tilde{\Phi}(x)$ на ПЭ (см. рис. 3.33), как и эксперименты с самоиницирующимися токовыми каналами, показали на возможность образования максимальных градиентов поля непосредственно внутри зарядовой структуры.

Для построения феноменологической картины развития незавершенного ОНР, основанной на электростатических механизмах взаимодействия разноименных ионов зарядовой полосы на ПЭ и пространственного заряда индукционной короны на ТЭ, найдем распределения нормальной $E_n(x)$ и тангенциальной $E_t(x)$ составляющих поля зарядовой структуры с заданным профилем $\tilde{\sigma}(\tilde{x}) = \sigma(\tilde{x})/\sigma_0$ (рис. 3.34), отвечающим ступенчатой зависимости $\tilde{\Phi}(x)$ на рис. 3.33.

Графическая зависимость $\tilde{\sigma}(\tilde{x})$ на рис. 3.34 аппроксимировалась тремя зарядовыми полосами /59/. Третья полоса (она не показана на рис. 3.34) приходится на ТЭ и моделирует распределение зарядов по поверхности электрода.

В отличие от /59/ функция распределения зарядов для полосы записывалась в виде /100/.

$$\sigma(x) = \left(\frac{\sigma_0}{\pi} \right) \sum_{i=1}^3 A_i \left\{ \arctg \left[\frac{x - x_{i1}}{b_{i1}} \right] - \arctg \left[\frac{x - x_{i2}}{b_{i2}} \right] \right\}, \quad (3.37)$$

Здесь: x_{i1}, x_{i2} – координаты средних точек левого и правого склонов i -й полосы; b_{i1}, b_{i2} – параметры крутизны этих склонов; A_i – относительные амплитуды зарядов в полосах.

Введем безразмерные параметры, приняв за базовые значения ширину промежутка a и плотность зарядов σ_0 на ПЭ непосредственно за плоскостью ВВЭ, а также определяемые через a и σ_0 напряженность поля $E_0 = |\sigma_0|/4\pi\epsilon_0$ и потенциал $\varphi_0 = aE_0$. Тогда выражение (3.37) для плотности зарядов $\tilde{\sigma}(\tilde{x})$ запишется в виде:

$$\tilde{\sigma}(\tilde{x}) = \left(\frac{1}{\pi} \right) \sum_{i=1}^3 A_i \left\{ \arctg \left[\frac{\tilde{x} - \tilde{x}_{i1}}{\tilde{b}_{i1}} \right] - \arctg \left[\frac{\tilde{x} - \tilde{x}_{i2}}{\tilde{b}_{i2}} \right] \right\} \quad (3.38)$$

В таблице 3.1 приведены исходные для расчетов значения параметров $\tilde{x}_{i1}, \tilde{x}_{i2}, \tilde{b}_{i1}, \tilde{b}_{i2}$ и A_i , полученные из заданного на рис. 3.31 графика $\tilde{\sigma}(\tilde{x})$.

Таблица 3.1.

Исходные значения параметров $\tilde{x}_{i1}, \tilde{x}_{i2}, \tilde{b}_{i1}, \tilde{b}_{i2}$ и A_i
для трех зарядовых полос.

Зарядовая полоса $i=1$	Зарядовая полоса $i=2$	Зарядовая полоса $i=3$
$A_1=1$	$A_2=0,4$	$A_3=-0,5$
$b_{11}=0,05$	$b_{21}=0,05$	$b_{31}=0,05$
$x_{11}=-0,56$	$x_{21}=0,6$	$x_{31}=1$
$b_{12}=0,05$	$b_{22}=0,05$	$b_{32}=0,05$
$x_{12}=0,56$	$x_{22}=1$	$x_{32}=99$

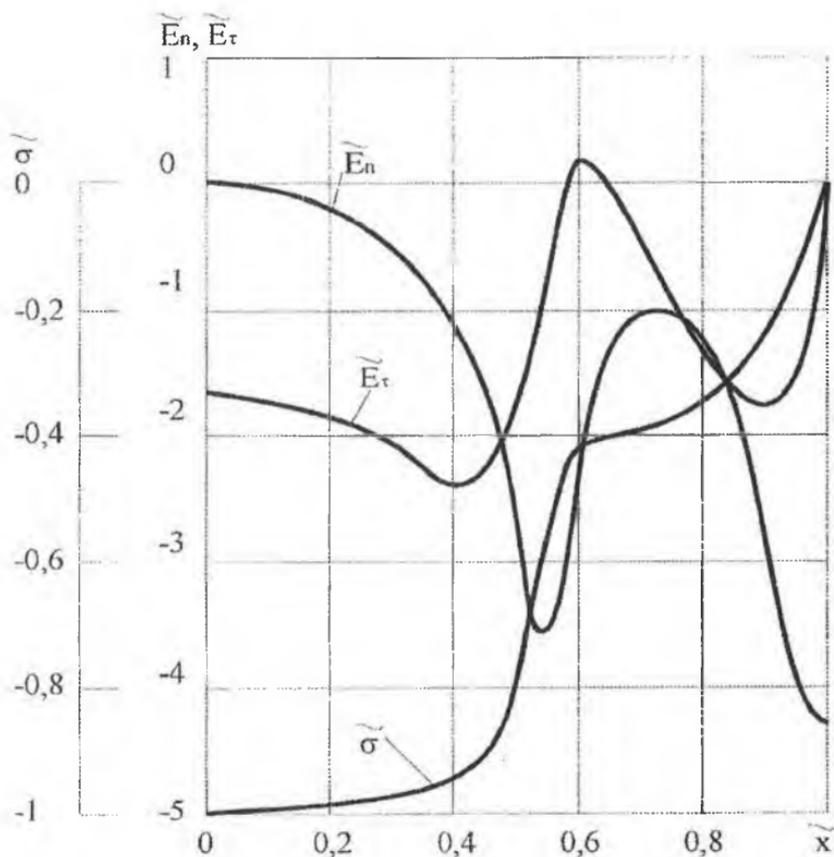


Рис. 3.34. Распределение нормальной \tilde{E}_n и тангенциальной \tilde{E}_τ составляющих поля, вычисленные для заданного профиля зарядовой полосы $\tilde{\sigma}(\tilde{x})$ в промежутке $0 \leq \tilde{x} \leq 1$ с диэлектрической подложкой толщиной $d=0,1$ мм и относительной проницаемостью материала $\epsilon=3$

Решение для составляющих $E_x^0, E_y^0(x, y)$ напряженности поля зарядового рельефа (3.38) без учета поляризационных зарядов диэлектрика и зарядов, индуцированных на экране ПЭ, имеет вид

$$\tilde{E}_\tau^0(\tilde{x}, \tilde{y}) = \sum_{i=1}^3 \left[\ln[(\tilde{x} - \tilde{x}_{i1})^2 + (\tilde{y} + \tilde{b}_{i1})^2] - \ln[(\tilde{x} - \tilde{x}_{i2})^2 + (\tilde{y} + \tilde{b}_{i2})^2] \right] \quad (3.39)$$

$$\tilde{E}_n^0(\tilde{x}, \tilde{y}) = 2 \sum_{i=1}^3 \left[\arctg \left[\frac{\tilde{x} - \tilde{x}_{i1}}{\tilde{y} + \tilde{b}_{i1}} \right] - \arctg \left[\frac{\tilde{x} - \tilde{x}_{i2}}{\tilde{y} + \tilde{b}_{i2}} \right] \right] \quad (3.40)$$

Решение с учетом поляризационных и индукционных зарядов находилось методом многократных изображений /163/ для подложки толщиной $d=100$ мкм и диэлектрической проницаемости материала $\epsilon=3$. Результаты расчетов приведены на рис. 3.34 в виде графиков $\tilde{E}_\tau^0(\bar{x})$ и $\tilde{E}_n^0(\bar{x})$.

Из рис. 3.34 видно, что ступенчатый профиль $\tilde{\sigma}(\bar{x})$ обеспечивает расширение области действия тангенциальной составляющей $\tilde{E}_\tau(\bar{x})$ поля зарядовой структуры за счет возникновения дополнительного максимума при $\bar{x} < 1$ ($\tilde{E}_\tau=0,34$ при $\bar{x}=0,57$). Важным фактором является проявление дополнительной полярной «окантовки» в распределении нормальной составляющей $\tilde{E}_n(\bar{x})$ поля, приводящей при отрицательной полярности структуры $\tilde{\sigma}(\bar{x})$ к возникновению положительной составляющей $\tilde{E}_n(\bar{x})$ не только на краю зарядовой полосы (в области ТЭ), но и внутри промежутка a ($\tilde{E}_n=0,04$ при $\bar{x}=0,6$). Выявленные особенности в распределениях составляющих $\tilde{E}_\tau(\bar{x})$ и $\tilde{E}_n(\bar{x})$ поля ступенчатой зарядовой структуры $\tilde{\sigma}(\bar{x})$ позволяют говорить о реальности электростатического механизма выноса ионов пространственного заряда положительной индукционной короны от ТЭ вверх против движения подложки. При этом тангенциальная составляющая $\tilde{E}_\tau(\bar{x})$ поля определяет ширину полосы смещения ионов на ПЭ, а нормальная составляющая $\tilde{E}_n(\bar{x})$ поля способствует выносу ионов на подложку, обеспечивая развитие процессов ион-ионной рекомбинации. Визуализируемая полоса свечения незавершенного ОПР (по крайней мере на внешней границе) в этом случае объясняется высвечиванием избыточной энергии рекомбинирующих в поле $\tilde{E}_n(\bar{x})$ ионов.

Изменение знака составляющей $\tilde{E}_n(\bar{x})$ в области $\bar{x}=0,6$ (см. рис. 3.34) должно приводить к отталкиванию потока дрейфующих в поле $\tilde{E}_\tau(\bar{x})$ ионов от подложки, облегчая условия развития в промежутке ВВЭ – ТЭ биполярного коронного разряда /85/.

Электростатический механизм отрывания полосы свечения ОПР от подложки ПЭ был экспериментально смоделирован в /86/, где для усиления наглядности эффекта (см. рис. 3.14) применялись пониженное давление воздуха ($\sim 3 \cdot 10^4$ Па) и комбинированный ВВЭ 1–2, состоящий из ножевого коротрона и обращенной к ТЭ профилированной полосы. Из рис. 3.14 видно, что полосы свечения двойного разряда разделялись на поверхности ПЭ темновым участком 3, где, согласно графикам на рис. 3.34, плотность зарядов $\tilde{\sigma}(\bar{x})$ максимальна.

Следующий фактор в пользу электростатической природы полосы свечения незавершенного ОПР связан с конечностью области $\frac{\Delta\tilde{\sigma}}{\Delta\bar{x}}$ на рис. 3.34, где в распределении нормальной составляющей $\tilde{E}_n(\bar{x})$ возможно проявление дополнительной полярной «окантовки». Ослабление отрицательной составляющей $\tilde{E}_n(\bar{x})$ в «окантовке» должно визуализироваться на внешней границе поля рекомбинаци-

онного свечения незавершенного ОПР в виде темной полосы конечной ширины. Такая структура свечения незавершенного ОПР (см. рис. 3.18) была получена в /84/ в электроразрядной ячейке с игольчатым ВВЭ.

Используя принципы электрографии, развитые для исследования зарядовых структур незавершенного СР /201/ и протяженных динамических зарядовых рельефов на диэлектрической пленке в ограниченном воздушном зазоре с острым электродом /87, 114/, можно утверждать, что внешняя граница полосы свечения ОПР на рис. 3.18 коррелирует с распределением тангенциальной составляющей $\vec{E}_t(\vec{x})$ поля зарядового рельефа у рабочей кромки ТЭ, а уровень интенсивности в полосе свечения отвечает распределению нормальной составляющей $\vec{E}_n(\vec{x})$ поля зарядов. На рис. 3.35 для наглядности указаны характерные электростатические структуры 2, 3 и 4, проявляющиеся на внешней границе поля свечения 1 незавершенного ОПР на ТЭ. Новизна анализируемой физической модели заключается в том, что полоса зарядового барьера, задаваемого отрицательной короной в зазоре ВВЭ – ПЭ, возбуждала положительную индукционную корону на ТЭ, и генерируемые положительной короной одноименные ионы в поле отрицательного барьера формировали приповерхностный динамический слой слабоионизованной плазмы, электропроводность газа в которой приводила к растеканию зарядового рельефа на ПЭ с образованием промежуточной ступеньки потенциала на подложке перед ТЭ.

Таким образом, прибарьерный проводящий слой создавался не за счет традиционного механизма выноса высоковольтного тлеющего разряда от ВВЭ в область полосы полярной «окантовки», а за счет вытягивания положительных ионов полем зарядового барьера.

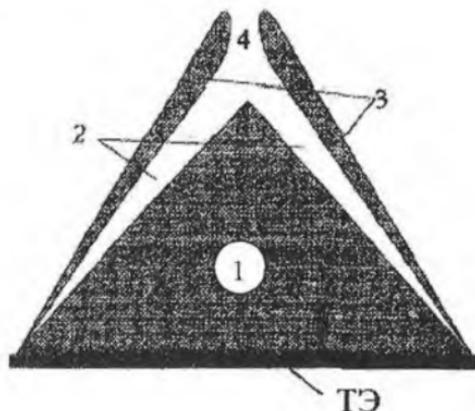


Рис. 3.35. Полоса свечения индукционного поверхностного разряда на рабочей кромке ТЭ с указанием электростатических структур: 1—полоса свечения; 2—темные зоны с $E_{t \min}$ в дополнительной «полярной» окантовке; 3—внешняя граница полосы свечения разряда в области с $E_{n \max}$ и $E_{t \max}$; 4—темная зона с $E_{t \min}$ в области расплывания зарядного рельефа

Моделирование физического процесса формирования в полосе свечения незавершенного ОПР промежуточной ступеньки распределения потенциала барьера на ПЭ впервые позволило визуализировать область полярной «окантовки» в виде протяженных темных зон на поле свечения разряда.

Наличие темновой зоны 2 (см. рис. 3.35), разделяющей наружную часть 3 поля свечения незавершенного ОПР от приэлектродной полосы 1 не означает нарушение электрической связи полосы 3 ОПР с ТЭ. Согласно выполненным расчетам, в зоне 2 обеспечивается условие $|E_{\tau}| > |E_n|$, приводящее к снижению скорости осаждения на подложку дрейфующих вверх против \bar{v} положительных ионов. При этом обеспечивалось ускорение отрицательных ионов, дрейфующих в поле E_x , и создавались условия для возбуждения биполярной короны.

3.6. К численной модели однородного поверхностного разряда

Применение ОПР в высоковольтной электротехнологии /143, 147, 148/ требует разработки метода расчета вольт-амперной характеристики (ВАХ) разряда. Сложность задачи связана с необходимостью выделения основного механизма протекания тока.

Оценим роль движения газа в переносе тока. Если процессы прилипания электронов быстрые и перенос тока в основном осуществляется ионами, то их скорость $v_i = \mu_i \cdot E$ (здесь μ_i – подвижность ионов). Для воздуха атмосферного давления при $\mu_i = 2 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ и $E = 10^3 \text{ В/см}$ имеем $v_i = 20 \text{ м/с}$, что много больше, чем скорость v поверхности ПЭ, составляющая 1–5 м/с. Движение газа не может быть больше чем v , поэтому конвекция переносит заряды в десятки раз медленнее, чем дрейф. Поскольку есть перенос тока также и электронами, то относительная роль движения зарядов с газом еще уменьшается. Поэтому конвекцию можно не учитывать.

Сделаем оценку вероятности гибели электронов в процессах прилипания для наших условий. Диссоциативное прилипание в воздухе в типичных разрядных условиях имеет константу скорости $k_a \approx (0,5-2) \cdot 10^{-12} \text{ см}^3/\text{с}$ /160/. Поэтому средняя длина, которую электрон пролетает за время жизни, равна $l_e = \tau v_e = (0,5-2) \text{ см}$, что не превышает ширину межэлектродного промежутка в /103, 105/. Кроме такого процесса, электроны гибнут и в реакции трехчастичного прилипания, которое при атмосферном давлении слабее двухчастичного /160/, но также уменьшает число электронов. Следовательно, в описываемой установке существенная часть электронов превращается в отрицательные ионы. Необходимо учитывать также то, что отрицательные ионы разрушаются, освобождая электрон в процессах столкновений с электронами или возбужденными частицами. В конечном итоге требуется выполнить расчет концентраций возбужденных частиц и провести оценку их роли в динамике зарядов.

Для моделирования процессов в разряде используются уравнения для электрического поля и заряженных частиц, которые для стационарной задачи записываются в виде:

$$\begin{aligned}
\operatorname{div} E &= e(n_+ - n_- - n_e) / \epsilon_0, \\
\operatorname{div}(n_e v_e) &= (v_i - v_a) n_e + v_d n_- - \beta n_e n_+, \\
\operatorname{div}(n_+ v_+) &= v_i n_e - \beta n_e n_+, \\
\operatorname{div}(n_- v_-) &= v_a n_e - v_d n_-.
\end{aligned}
\tag{3.41}$$

Здесь v_i – частота ионизации; β – коэффициент рекомбинации; n_e , n_+ и n_- – концентрации электронов, положительных и отрицательных ионов; v_a и v_d – параметры, характеризующие процессы прилипания и отлипания электронов.

Плотности положительных и отрицательных ионов равны нулю на аноде и катоде соответственно.

Рассмотрим более детально протекание тока через газ. При решении такой многофакторной задачи необходимо построение ряда упрощенных моделей, которые отражают наиболее важные черты устройства. Представляется логичным взять за исходную следующую простейшую модель.

Вблизи ВВЭ и ТЭ происходит горение разряда в виде чехла короны. В остальном промежутке размножение зарядов малозначительно, они дрейфуют и образуют пространственный заряд, искажающий поле. Судя по результатам экспериментов, вблизи ПЭ возникает сравнительно однородный слой ионизованного газа толщиной $h \approx 1$ мм. Это позволяет представить схему эксперимента в квазиодномерном виде. Пусть на рис. 3.32 координата $x=0$ совпадает с краем разрядного чехла на ВВЭ; а при $x=a$ рассматривается край чехла короны на ТЭ. Через квазиплоский слой $0 < x < L$ происходит дрейф зарядов. Наиболее эффективно ток переносят электроны ($n=n_e$). Их наличие искажает поле согласно уравнению

$$dE/dx = -en/\epsilon_0. \tag{3.42}$$

Для плотности тока электронов в промежутке a запишем:

$$j = en\mu E. \tag{3.43}$$

Подставив (3.46) в (3.45), получим:

$$dE/dx = -j/(\mu\epsilon_0 E). \tag{3.44}$$

Решение дифференциального уравнения (3.47) дает

$$E(x) = E_0(1 + x/d)^{1/2}, \tag{3.45}$$

где параметр $d = E_0^2 \mu \epsilon_0 / (2\pi j)$, а E_0 – величина поля при $x=0$.

Оценим разность потенциалов, соответствующую этой модели. Интегрирование (3.45) дает

$$U_a = \frac{2}{3} E_0 d \left[\left(1 + \frac{a}{d}\right)^{3/2} - 1 \right]. \tag{3.46}$$

На ВВЭ имеется пробойное напряжение $-U_p$, которое для определения напряжения U_a необходимо вычесть из полного U . Отсюда для воздушного канала ОПР получим уравнение, связывающее U_a с плотностью тока j , как:

$$U_a = \frac{\epsilon_0 \mu E_0^3}{3\pi j} \left[\left(1 + \frac{2\pi j a}{\epsilon_0 \mu E_0^2}\right)^{3/2} - 1 \right]. \tag{3.47}$$

Выражение (3.47) характеризует ВАХ воздушного канала ОНР. Величину E_0 можно найти из того условия, что при $U=U_p$ ток $j=0$.

Разложив (3.47) в ряд Тейлора до второго порядка малости с учетом условия $\Delta U=U-U_p \rightarrow 0$ при $j \rightarrow 0$, получим

$$E_0 \cdot a(1+a/4d) = \Delta U. \quad (3.48)$$

Совместно с уравнением ВАХ соотношение (3.48) дает систему двух уравнений с параметром E_0 . Уравнения (3.47) и (3.48) были решены численно для условий, соответствующих экспериментальным данным работы [103, 105]. При этом полагалось, что толщина проводящей зоны $h=1$ мм, а подвижность электронов в воздухе связана с давлением p , как $\mu_p = 0,45 \cdot 10^6 \text{ см}^2 \cdot \text{тор} / (\text{В} \cdot \text{с}) / 160$.

Расчетные графики ВАХ приведены на рис. 3.36.

Приведенная простая модель является основой для построения более точной расчетной модели ОНР.

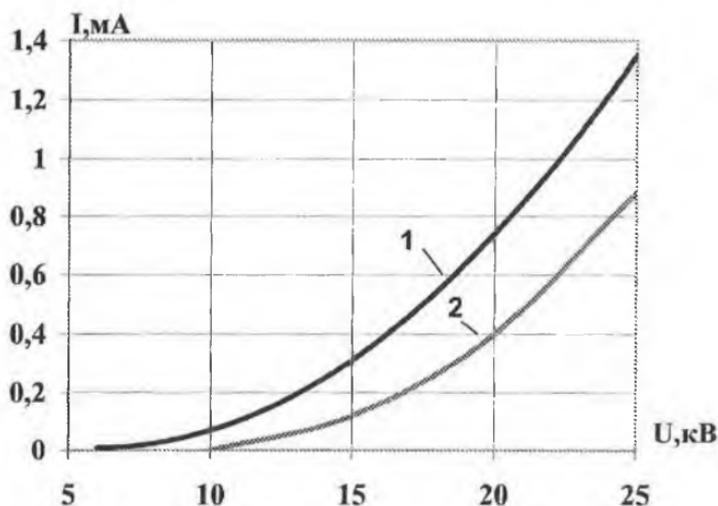


Рис. 3.36. Расчетные графики ВАХ однородного поверхностного разряда:
1— $U_p=6$ кВ; 2—10 кВ

Полученные результаты качественно согласуются с экспериментом. Они предсказывают резкий рост ВАХ при высоких напряжениях. Более точное сопоставление с экспериментом требует дальнейшего развития модели ОНР с учетом влияния на ВАХ тока ионов, скорости движения поверхности ПЭ, характеристик диэлектрического слоя, величины зазоров ВВЭ — ПЭ и ТЭ — ПЭ, ширины рабочего промежутка ВВЭ — ТЭ, а также материала и геометрии электродов.

3.7. Выводы

Исследования процессов взаимодействия отрицательной короны с формируемыми зарядовыми барьерами на высокоомных диэлектрических слоях позволили решить актуальную проблему повышения мощности разряда и получить трехэлектродную систему с большим диапазоном регулирования перенапряжения, которая может быть использована в технологических установках.

1. Исследованы характеристики квазинепрерывной барьерной короны постоянного тока (БКПТ), возбуждаемой в промежутке шириной h между острым высоковольтным электродом и поверхностью подвижного электрода, переносимой формируемый на подложке потенциальный барьер в виде равномерно заряженной полосы к установленному по ходу движения заземленному ножевому токосъемному электроду, где в зазоре $\delta \leq 0,1h$ обеспечивается нейтрализация зарядового барьера в индукционном газовом разряде типа тлеющего.

2. В зависимости от степени перенапряжения β при заданной скорости v движения подвижного электрода БКПТ проходит фазы от коронного и высоковольтного тлеющего разрядов к многолавино-стримерной структуре разряда барьерного типа, усиливающихся в неоднородном электрическом поле внешней границы барьера под высоковольтным электродом с возбуждением прибарьерного поверхностного разряда, распространяющегося вверх против \vec{v} движения подвижного электрода. Характерным является механизм саморегулирования ширины промежутка $h(\beta, v) \geq h$, обеспечивающий возможность работы при больших перенапряжениях на высоковольтном электроде.

3. Исследованы характеристики стационарного однородного поверхностного разряда типа тлеющего в промежутке между двумя протяженными ножевыми электродами – высоковольтным и токосъемным, установленными с минимально допустимым зазором δ относительно поверхности диэлектрического покрытия на образующей подвижного электрода-ротора. Однородный поверхностный разряд визуализируется в виде диффузной полосы свечения на поверхности подвижного электрода, распространяющейся по мере увеличения перенапряжения β от токосъемного электрода против направления движения поверхности подвижного электрода (незавершенная фаза) до полного замыкания на высоковольтный электрод (завершенная фаза). Полоса свечения однородного поверхностного разряда на высоковольтном электроде отделена потенциальным барьером на подвижном электроде под высоковольтным электродом от многолавино-стримерной фазы униполярного коронного разряда, развивающейся от высоковольтного электрода вверх против движения поверхности подвижного электрода.

4. Показано, что однородный поверхностный разряд может быть отнесен к самостоятельным разрядам. Это подтверждает электростатическая модель поверхностных процессов, основанная на результатах зондовых измерений распределения потенциала на границе полосы свечения незавершенной стадии разряда. Для равномерно заряженной структуры на поверхности подвижного электрода с промежуточной ступенькой спада потенциала перед токосъемным электродом и

заданными отношениями амплитуд и геометрических параметров составляющих полос с помощью метода многократных изображений показана возможность проявления дополнительной полярной «окантовки» на ширине зарядового рельефа. Ослабление нормальной составляющей напряженности электрического поля в дополнительной «окантовке» экспериментально выделено в виде темной полосы конечной ширины у внешней границы поля рекомбинационного свечения незавершенного однородного поверхностного разряда. Следующим проявлением полярной «окантовки» в полосе свечения однородного поверхностного разряда может являться электростатический механизм отрывания полосы разряда от поверхности подвижного электрода под острым высоковольтным электродом.

4. ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ И ЭЛЕКТРОТЕХНОЛОГИЧЕСКИЕ УСТРОЙСТВА НА ОСНОВЕ БАРЬЕРНОЙ КОРОНЫ ПОСТОЯННОГО ТОКА

Развитие авиационно-космической техники связано с успешной разработкой и применением принципиально новых, более экономичных, производительных и технически совершенных технологий, в том числе основанных на использовании электрофизических и электрохимических явлений.

Необходимость экономии энергии и реагентов заставляют технологов уделять все большее внимание процессам, происходящим в низкотемпературной газоразрядной плазме. Воздействие активных частиц (электронов, ионов), квантов ультрафиолетового и мягкого рентгеновского излучения на контактирующую с плазмой поверхность приводит к образованию активных поверхностных состояний, способных к дальнейшим химическим взаимодействиям.

Проблема разработки и создания бескамерных технологий плазменной очистки и модификации поверхности материалов связана с необходимостью комплексного решения задач.

Научность и новизна разрабатываемых плазменных технологий обработки материалов в воздушной среде определила создание творческого коллектива соисполнителей в составе НПО «Гигиена и промсанитария», Самарский госуниверситет (кафедра электроники твердого тела), Самарский государственный медицинский университет (кафедра оториноларингологии) и кафедра химии СГАУ.

Формирование барьерной короны (БК) постоянного тока основано на согласовании скорости развития электроразрядных процессов в газе с механическим принципом регулирования высоты и формы поверхностного зарядового барьера $\sigma(x,z)$ на подвижном электроде (ПЭ). Введение гарантированных зазоров между высоковольтным электродом (ВВЭ) и ПЭ, а также токоємным электродом (ТЭ) и ПЭ увеличивает время формирования барьеров на ПЭ, ослабляет уровень электродинамического взаимодействия полей ВВЭ и $\sigma(x,z)$. Изменяя скорость движения v поверхности ПЭ и величину перенапряжения β на ВВЭ, обеспечивается возможность регулирования распределения результирующего поля \vec{E} в зазорах, задающего режимы горения газовых разрядов с минимальным уровнем энергетического воздействия на диэлектрическую подложку. Это позволило разработать новый класс высокоресурсных электрофизических и электротехнологических устройств на основе электродной системы с адаптированным потенциальным барьером.

Ниже приведено описание разработанных СГАУ на основе БК моделей электротехнологических устройств, обеспечивающих возможность поиска оптимальных режимов воздействия факторов разряда на диэлектрические среды: твердые, жидкие и газообразные. Кроме этого, рассмотрены примеры применения БКПГ для создания электрофизических устройств и развития методов электростатической визуализации процессов формирования и взаимодействия динамических зарядовых рельефов.

4.1. Электротехнологические устройства для обработки материалов и сред

Для введения количественных оценок эффективности физико-химических превращений в БК может использоваться энергетический параметр F , предложенный в работе /53/:

$$F = \frac{PS}{v_{об} \left(1 + v_{об} \frac{T}{V} \right)}, \quad (4.1)$$

где P – мощность разряда; S – площадь поверхности диэлектрика, участвующая в формировании барьерного разряда; T – период питающего напряжения; $v_{об}$ – объемная скорость потока газа; V – активный объем реактора.

При условии $v_{об} \frac{T}{V} \approx 1$ имеем

$$F = \frac{PS}{2v_{об}} \quad (4.2)$$

Из (4.1), (4.2) видно, что параметр F включает в себя характеристики барьерного разряда $F = f(U, I, \omega)$, где U – напряжение, I – ток, ω – частота вклада энергии в разрядный промежуток.

Увеличение $v_{об}$ потока при $F = \text{const}$ требует пропорционального возрастания мощности P или размера площади подложки S , на которой формируется поверхностный разряд.

В рассматриваемых ниже плазменных генераторах роторного типа используется начальная фаза БК, соответствующая четверти периода T энерговклада. При этом частота следования импульсов энерговклада ω , ток разряда I , а также размер площади S поверхностного разряда зависят не только от параметров внешней цепи, но и от скорости движения диэлектрической подложки v или скорости движения электродов v_e относительно неподвижной подложки в обращенной схеме разряда. БК формируется в неоднородном внешнем поле. Это связано с применением острых электродов (игольчатых или ножевых) и наличием радиуса кривизны диэлектрической подложки на ПЭ. Сильно неоднородное поле, высокий уровень перенапряжения (≥ 3), самогенерация импульсов тока с крутизной фронта на уровне единиц наносекунд дают вероятным достижение в генераторах режима непрерывного ускорения электронов в плотных газах /25/, приближают возможность получения электронно-пучковой плазмы в воздухе атмосферного давления, имеющей широкие области применения в технологии и экологии.

4.1.1. Применение барьерной короны для обезжиривания, очистки и травления металлов

Известны способы обработки металлических поверхностей плазмой газового разряда, при которых ионы, радикалы и высоковозбужденные атомы и молекулы, содержащиеся в плазме, взаимодействуют с поверхностью, производя очистку, травление или иное воздействие на поверхности /39, 64/. Под процессом очи-

стики понимается удаление с его поверхности инородных атомов и молекул. Очистка от инородных частиц более крупных размеров, например пылинок, в данном случае не рассматривается. Очень часто при очистке наряду с инородными частицами удаляют несколько ионослоев самого материала. В этом случае можно говорить об очистке травлением.

Производительность процессов обработки в плазме зависит от плотности потока частиц q , поступающих к поверхности, и доли этого потока η , которая вступает во взаимодействие с поверхностью, как $q\eta$ /44, 55, 117, 141/. Традиционная обработка тлеющим разрядом при давлении 10^2 – 10^4 Па с плотностью тока не выше $j=10$ мА/см², обеспечивает плотность потока ионов, ускоренных в приэлектродном слое, $q=j/c\sim 10^{17}$ ионов/(с·см²). Обработка же потоком электроразрядной плазмы при атмосферном давлении могла бы обеспечить плотность потока активных частиц

$$q=p\cdot v\sim 10^{24} \text{ ионов/(с}\cdot\text{см}^2), \quad (4.3)$$

где p – концентрация активных частиц (при атмосферном давлении и плотности в ионизованной плазме $p\sim 10^{19}$ см⁻³) /18, 139, 182/. В (4.3) для выполнения оценок принято $v=700$ м/с. Плотность потока q в (4.3) в 10 раз выше, чем при стандартной обработке тлеющим разрядом в /69/. Однако реальное ускорение процесса происходит лишь в 5–10 раз /15/. Это связано с тем, что в реальном процессе взаимодействующие частицы постулают из пограничного слоя, и скорость v поступления частиц к поверхности не равна скорости набегающего потока. Лимитирующим процессом является диффузия активных частиц через пограничный слой. Причем с ростом давления диффузия во столько же раз уменьшается, во сколько возрастает p .

Оценим диффузный поток, как

$$q_{\text{диф}} = D \text{ grad } n \sim D \frac{\Delta n}{\Delta x}, \quad (4.4)$$

где D – коэффициент диффузии; Δn – изменение концентрации на толщине пограничного слоя Δx .

При $D\approx 0,1$ см²/с (например, для азота при атмосферном давлении $D=0,142$ см²/с) толщина пограничного слоя $\Delta x\sim 0,1$ см и для плотности диффузионного потока из (4.4) имеем $q_{\text{диф}}\sim 10^{18}$ – 10^{19} ионов/(с·см²).

Приведенные оценки показывают, что при обработке плазменным потоком по сравнению с обработкой тлеющим разрядом (при $j\leq 10$ мА/см²) увеличение производительности будет не больше, чем в 10 раз. Реальное же соотношение производительностей этих процессов не превышает 10.

Увеличение плотности потока активных ионов при атмосферном давлении требует повышения плотности тока разряда. Однако это приводит к пространственной неоднородности разряда – шнурованию, порог которого уменьшается с ростом давления. Добиться однородного горения разряда при атмосферном давлении возможно лишь при использовании специальных мер подавления неустой-

чивости. К таким мерам относится введение в промежуток диэлектрического барьера, покрывающего один из электродов.

Для обработки процессов поверхностного травления металлов применялась БК с подвижным электродом. На рис. 4.1 дана схема экспериментальной установки. Как показано на рис. 4.1, высоковольтный электрод 1 выполнялся в виде отрезков трубок или профилированных полос, изготовленных из меди, латуни, нержавеющей стали и сплава алюминия. Трубочатые электроды подключались к отрицательной клемме источника питания.

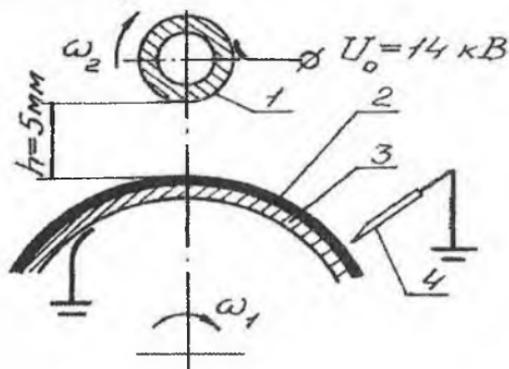


Рис. 4.1. Схема обработки образцов-трубок в барьерной короне постоянного тока: 1— высоковольтный электрод — обрабатываемый образец; 2,3—подвижный электрод; 4— токосъемный электрод; $\omega_1=1200$ об/мин; $\omega_2 \ll \omega_1$

В процессе обработки обеспечивалось вращение трубок вокруг своей оси. На всех образцах эффект очистки проявлялся при визуальном контроле через 2–5 минут обработки. Сравнительный контроль поверхностей трубок производился с помощью инструментального микроскопа при кратности увеличения 5^x и 10^x . Было показано, что обработка поверхности металла многоканальной структурой БК приводила к обезжириванию поверхности, округлению острий на рисках и заусенцах, уносу поверхностных атомов и молекул основного материала. Показателем процесса являлось повышение коэффициента отражения поверхности. Однако количественная оценка характеристик процесса травления металлов не проводилась.

Экспериментальное моделирование процессов обезжиривания, очистки и травления металлов на установке (см. рис. 4.1) с БК постоянного тока подтвердили возможность распределения дисперсной структуры стримерных каналов разряда по всей длине металлической заготовки (трубки). Это достигается за счет выставления ширины промежутка h по всей длине заготовки в пределах $\pm 0,5$ мм (на базе ≥ 100 мм) и регулирования уровня перенапряжения на ВВЭ — заготовке. Исследование электроразрядной технологии очистки и травления металлов проводилось совместно с кафедрой химии СГАУ.

Обработка поверхности пластин из стали ШХ-15 проводилась по схеме, приведенной на рис. 4.2. Для проведения обработки образцов были разработаны и

созданы два вида лабораторных установок (рис. 4.3). Исследования обработанных образцов, проведенные в лабораториях ОАО «ВПЗ-15» и ОАО «СПЗ-9», выявили увеличение поверхностной твердости образцов на 20...50%.

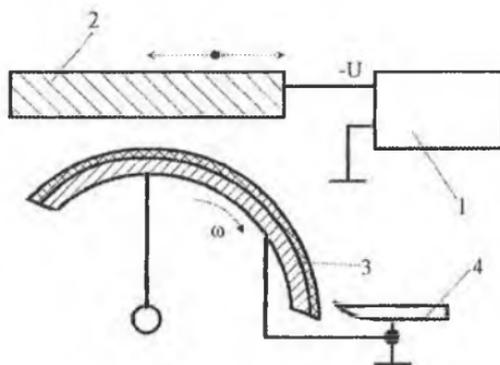
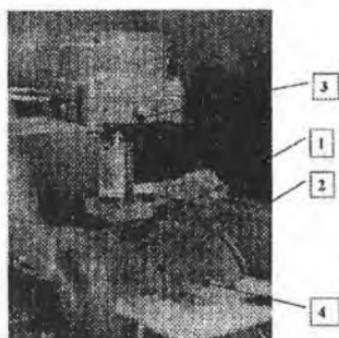


Рис. 4.2. Схема обработки поверхности образцов из стали ШХ-15: 1-источник высокого напряжения; 2-обрабатываемый образец; 3-подвижный электрод; 4-токосъемный электрод; ω -угловая скорость вращения подвижного электрода



а



б

Рис. 4.3. Общий вид установок для обработки образцов: а-с продольным перемещением; б-с вращением в горизонтальной плоскости

4.1.2. Электроразрядная модификация поверхности полупроводников и диэлектриков

Поверхностная обработка пластин полупроводникового материала типа КЭФ-4 производилась на экспериментальной технологической установке, схема которой дана на рис. 4.4.

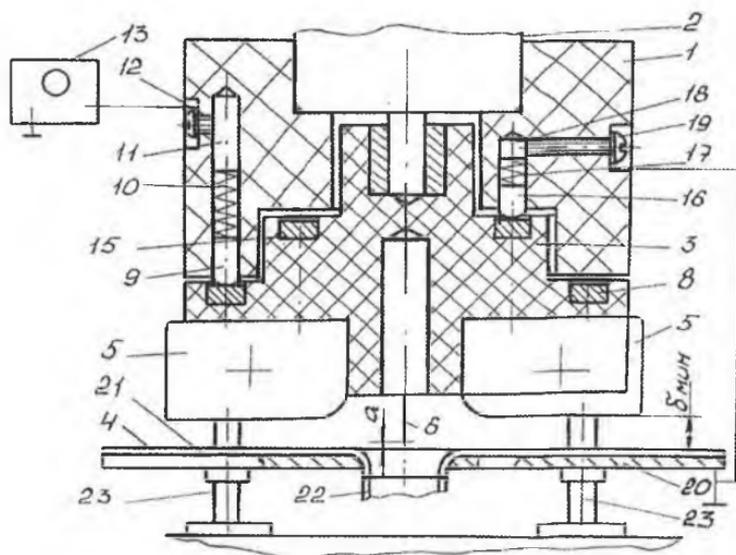


Рис. 4.4. Схема технологической установки роторного типа для плазмохимической обработки поверхностей полупроводников: 1—корпус; 2—электродвигатель; 3—ротор; 4—основание; 5—ножевые электроды; 6—дополнительные электроды; 7—шина; 8—металлическое кольцо; 9—графитовый стержень; 10—пружина; 11—металлическая вставка; 12—клемма; 13—источник высокого напряжения; 14—шина; 15—кольцо; 16—графитовый стержень; 17—пружина; 18—металлическая вставка; 19—клемма; 20—экран; 21—диэлектрическое покрытие; 22—трубопровод; 23—опора; $a=3$ мм; $\delta=5$ мм

В установке использован электроразрядный генератор с механически обращенной системой электродов и неподвижным диэлектрическим слесом [143]. При подаче высокого U на вращающуюся систему электродов 5 возбуждался многоканальный стримерный разряд, распределяющийся вдоль рабочей кромки электродов (рис. 4.5). При постоянном напряжении обрабатывалась зеркальная (шлифованная) поверхность пластин толщиной $\sim 0,3$ мм. При этом обрабатываемая пластина находилась на диэлектрическом покрытии 21, а цепь разряда замыкалась на землю через балластное сопротивление ~ 100 кОм. На рис. 4.6 дан общий вид поверхности пластин до а) и после обработки б). Контроль состояния поверхности пластин проводился на кафедре электроники твердого тела Самарского государственного университета. Обеспечивалась фоторегистрация поверхностных структур с кратностью увеличения $500\times$. Сделан вывод о наличии протекающих во время обработки поверхностных процессов травления, окисления дефектообразования. Измерение поверхностной электропроводности σ образцов проводилось с помощью контактного четырехзондового метода. Показано, что с увеличением времени обработки поверхностная электропроводность σ уменьшается по линейному закону (рис. 4.7).

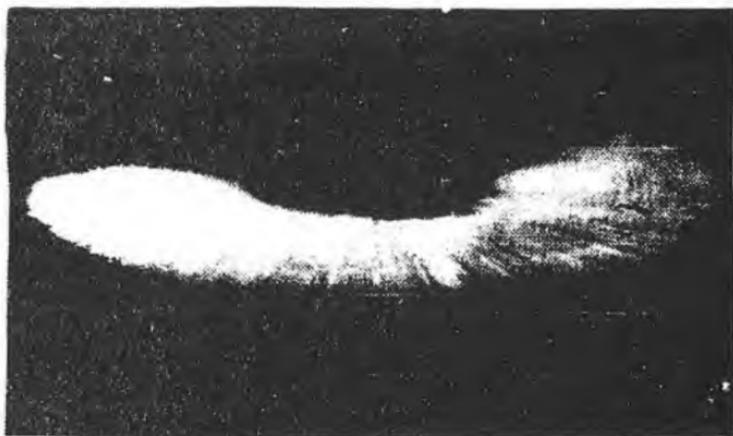


Рис. 4.5. Характерный вид структуры стримерных каналов, возбуждающихся на вращающихся высоковольтных электродах 5 (рис. 4.4)

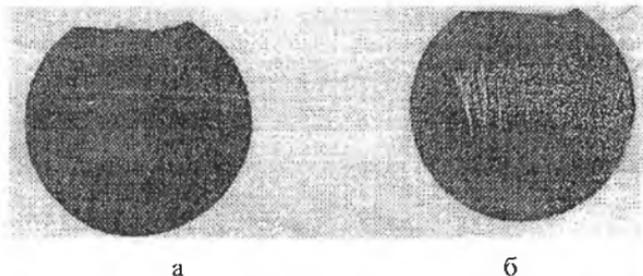


Рис. 4.6. Общий вид поверхности пластины полупроводникового материала КЭФ-4 до а) и после б) обработки в промежутке с подвижным электродом при $U \approx 3$ кВ. Скорость движения поверхности электрода $v \leq 0,3$ м/с

Одна из причин такого изменения $\sigma(t)$ может быть связана с развитием площади поверхности образцов за счет образования дислокаций и дефектов в виде ямок травления и кратеров со средним диаметром на уровне 150–200 мкм. Другой механизм снижения $\sigma(t)$ возможен за счет поверхностного окисления полупроводникового материала. Рассмотренная технология поверхностной обработки материала КЭФ-4 может быть использована для подгонки полупроводников по параметру электропроводности. Исследование электроразрядной технологии модификации поверхности полупроводников проводилось совместно с кафедрой электроники твердого тела Самарского госуниверситета.

В настоящий момент проводятся экспериментальные исследования по обработке поверхности полиэтиленовых пленок различной толщины на установке, представленной на рис. 4.8.

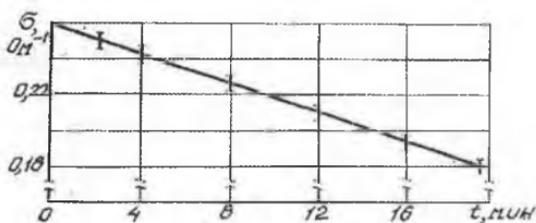


Рис. 4.7. Изменение поверхностной электропроводности σ пластин полупроводникового материала КЭФ-4 в зависимости от времени t обработки при $U=3$ кВ и $v=0,3$ м/с

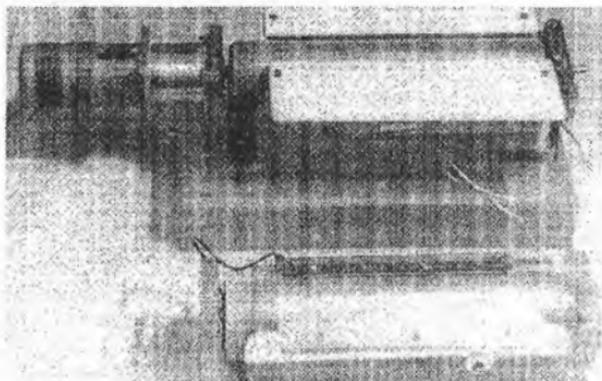


Рис. 4.8. Общий вид установки для обработки поверхности полимерных пленок

4.1.3. Устройства для предпосевной обработки семян колосовых культур

Известно [155, 188], что предпосевная обработка семян колосовых культур (пшеница, ячмень и т.д.) в электрическом поле повышает всхожесть, энергию прорастания, водопоглотительную способность семян, интенсивность дыхания проростков и продуктивность фотосинтеза растений. Электрическое поле способствует формированию растений с более высоким показателем высоты, длины и числа колосков, озерненности и абсолютного веса семян.

Установки для обработки посадочного материала отличаются значительной металлоемкостью и малым временем воздействия разряда на семена. Была предложена установка [13], в которой ток газового разряда, усиливался за счет конвекционного выноса ионов пространственного заряда из промежутка, и наряду с факторами газового разряда на обрабатываемые семена воздействовало поле предварительно заряженной диэлектрической ленты-транспортера.

Устройство для предпосевной обработки семян колосовых культур (рис. 4.9) содержит высоковольтный источник 1 постоянного напряжения, раму 2, бун-

кер 3 для загрузки семян со щелевым выходом и плитой-изолятором 4, высоковольтный электрод 5 ножевого типа с защитным кожухом 6, транспортер, лента 7 которого выполнена из высокоомной полимерной пленки с односторонней металлизацией 8 и установлена на барабанных шкивах 9 и 10, опираясь рабочей ветвью на опору 11 с вальками 12. Цилиндрические поверхности шкивов 9 и 10 имеют гальваническую связь с заземленным электродом 13, выполненным в виде лотка для съема зерна с ленты транспортера.

Устройство работает следующим образом.

После выхода ленты 7 транспортера на заданную скорость v подается напряжение на ножевой электрод 5 и при $U \geq U_{\text{зак}}$ в промежутке электрод 5 – лента 7 возникает барьерная корона, конвективный ток I которой замыкается на заземленный электрод 13 и определяется по величине соотношением (3.2).

Отрицательные ионы кислорода дрейфуют в быстроспадающем поле E короны и при подходе к поверхности ленты ускоряются в поле $E_{\text{пол}}$ поляризованного диэлектрика, которое связано с формированием макродиполей в материале пленки во внешнем поле E . Скорость дрейфа ионов сравнима с тепловой скоростью движения молекул газа и существенно превышает скорость движения ленты в транспортере. Это приводит к столь быстрой зарядке поверхностного слоя ленты 7 под коронирующим электродом 5 до плотности $(-\sigma_{\text{ос}})$, что место замыкания чехла коронного разряда на ленте 7 смещается в сторону против движения ленты.

Таким образом, семена из бункера 3 попадают на ленту 7 транспортера после прохождения через чехол коронного разряда. В процессе пролета через ионизированную область чехла семена обрабатываются заряженными частицами.

На ленточном полотне семена обрабатываются в остаточном электростатическом поле потенциального электрода, который получен за счет осаждения зарядов из чехла короны на одну из поверхностей полимерной пленки с удельным поверхностным сопротивлением $\rho \geq 10^{12}$ Ом, когда на другой стороне имеется металлизированный слой 8, гальванически связанный с землей.

Ленточное полотно 7 перемещает семена к электроду 13, который выполнен в виде лотка и обеспечивает удаление семян с ленты транспортера. Одновременно с этим заземленный электрод 13 снимает поверхностный заряд с ленты транспортера и технологический цикл повторяется. Металлизированный слой 8 способствует повышению однородности нанесения поверхностного заряда и обеспечению его максимальной плотности $(-\sigma_{\text{ос}})_{\text{макс}}$ на ленточном полотне 7 за счет формирования компенсационного заряда $(\sigma_{\text{ком}})$.

Напряженность остаточного электростатического поля $E_{\text{ос}}$, создаваемого пленочным электроэлектретом в области нахождения семян, определяется как

$$E_{\text{ос}} = \sigma_{\text{ос}} / 2\epsilon_0\epsilon \quad (4.5)$$

Для обеспечения оптимального значения $E=6$ кВ/см требуется поверхностный заряд $\sigma_{\text{ос}}=1 \cdot 10^{-9}$ Кл/см², что легко достигается на полимерных пленках типа лавсан, полиимид, полиэтилен толщиной ~ 2 мм. Это значение $\sigma_{\text{ос}}$ более чем в пять

раз меньше максимальной плотности зарядов ($\sigma_{ос}$)_{макс}, ограниченной пробивной прочностью воздуха.

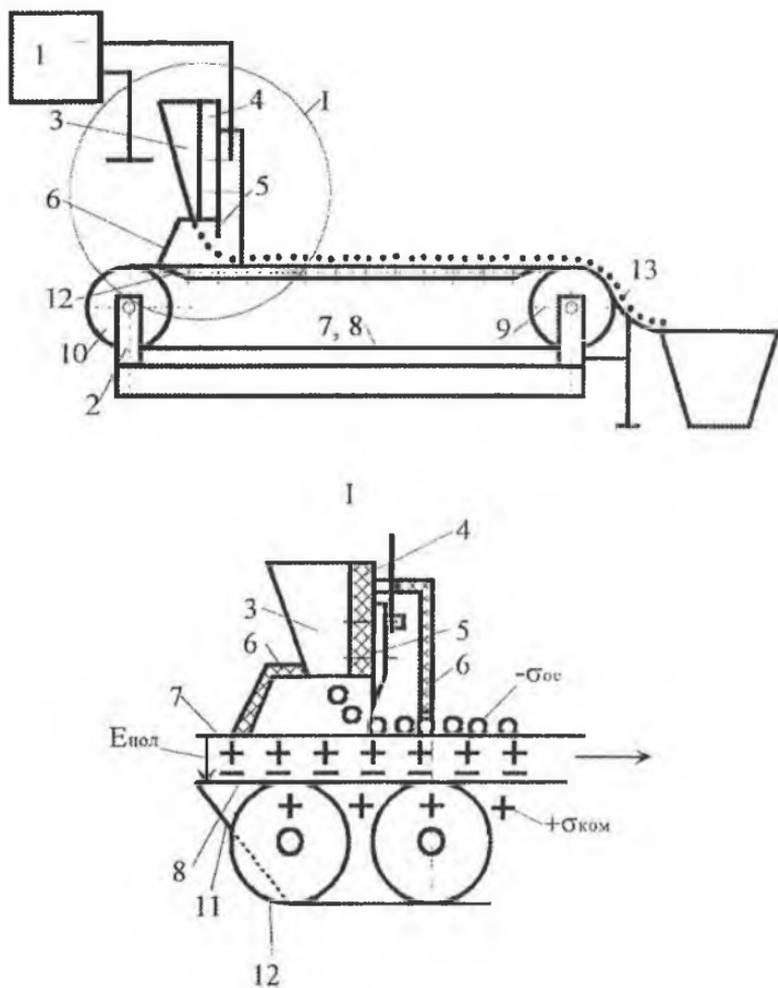


Рис. 4.9. Устройство для предпосевной обработки семян: 1—источник постоянного напряжения, 2—рама, 3—бункер, 4—шита-изолятор, 5—высоковольтный электрод, 6—защитный кожух, 7—лента, 8—металлизация, 9,10—барабанные шкивы, 11—опора, 12—валки, 13—заземленный электрод

По сравнению с известными ранее данное устройство обладает значительно меньшим весом и металлоемкостью, высоковольтный электрод ножевого типа проще системы электродов с проволочками. Кроме того, электрод ножевой формы создаст равномерную зарядку поверхности подложки и однородное электри-

ческое поле в приповерхностном слое воздуха, что должно обеспечивать повышение качества обработки всего семенного материала. Для обработки семян используется не только поле коронного разряда, но и электростатическое поле заряженной диэлектрической ленты транспортера.

На рис. 4.10 приведен общий вид лабораторной установки для обработки семян. Особенность ее в том, что здесь применена подвижная электродная система, позволяющая регулировать время обработки семян в разряде, моделировать пульсирующее по амплитуде электрическое поле, оперативно изменять высоту разрядного промежутка и скорость вращения электродов (варьировать факторами воздействия разряда на семена).



Рис. 4.10. Лабораторная модель установки для обработки семян на дисковом подвижном электроде в пульсирующем газовом разряде

4.1.4. Устройства для обработки газа в электрическом разряде

В последнее время развивается новая отрасль электрофизики, направленная на разработку газоразрядных плазменных методов очистки воздуха от органических и неорганических примесей [7, 20, 113, 118, 153, 154, 193]. Это достигается за счет конверсии в импульсном коронном разряде газообразных примесей в жидкие и твердые продукты без существенной наработки озона на выходе [53, 127].

Газовый разряд в промежутке ВВЭ – ПЭ развивается в неоднородном электрическом поле, получая питание от источника постоянно напряжения U , и характеризуется увеличением ширины промежутка h без существенного повышения U . Снижение гидравлического сопротивления промежутка h позволило применить для вращения ПЭ и прокачки газа в [14] маломощный электростатический двигатель. В работах [3, 6, 9, 33] было показано, что разряд с ТЭ не ограничивается шириной промежутка h и может распространяться в промежутке ВВЭ – ТЭ как в ви-

де биполярной короны, так и поверхностного газового разряда, развивающегося от рабочей кромки ТЭ вверх против вектора v движения ПЭ. Этому способствует индуцированный зарядами σ на ПЭ газовый разряд в промежутке ТЭ – ПЭ, характеризующийся высоким уровнем рекомбинационного свечения ионов.

На рис. 4.11 представлена конструкция устройства /142/, которое было создано в развитие описанной в /14/ установки.

Электроразрядный генератор состоит из электродвигателя 1, вал которого муфтой 2 связан с установленным на подшипниках 3, 4, цилиндрическим ротором 5, находящимся на оси внутри корпуса цилиндра 6, состоящего из секций 7, 8 и 9 и двух торцевых фланцев 10 и 11. Ротор 5 играет роль ПЭ и состоит из диэлектрического барьера 12, имеющего на внутренней поверхности сплошной фольговый экран 13, гальванически связанный с землей, двух торцевых заглушек 14, 15 с соосными полуосями 16, 17 и обечайкой 18, создающей совместно с лопастями 19 крыльчатку осевого вентилятора. Ротор 5 установлен на двух опорах качения, одна из которых выполнена в виде перфорированной диафрагмы 20, а другая находится на оси фланца 11. Воздуховодный канал пачинается входными отверстиями в секции 7 корпуса 6, включает перфорированную диафрагму 20, крыльчатку 18, 19, цилиндрический щелевой канал между наружной поверхностью барьера 12 ротора 5 и внутренней поверхностью корпуса-цилиндра 6 и заканчивается выходными отверстиями во фланце 11. Секции 8, 9 имеют на образующей опорные поверхности для крепления радиально ориентированных пластинок неподвижных ножевых электродов 21, 22, 23 и 24. Электроды 21 и 22 являются высоковольтными, а электроды 23, 24 – токосъемными. Участок корпуса 6 с электродами 21–24 закрыт диэлектрическим экраном, образованным оболочкой 25 с двумя кольцевыми стенками 26, 27, на одной из которых закреплена клемма 28 разъема, соединяемого с высоковольтным униполярным выводом источника постоянного напряжения 29. Полуось 16 выполняет роль шинопровода, обеспечивающего связь экрана 13 через клемму 30 с землей с помощью скользящего контакта, образованного графитовым стержнем 31, пружинкой 32 и винтом 33. Рабочая кромка ТЭ 23 и 24 установлена относительно рабочей поверхности электрода ПЭ с зазором $\delta \leq d$, где d – толщина стенки барьера 12 ПЭ.

При относительной диэлектрической проницаемости материала барьера $\epsilon=3-3,5$ (полиимид, полиэтилен, полиэтилентерефталат) и характерной скорости движения поверхности ПЭ $v=1-5$ м/с величина d стенки барьера 12 должна лежать в диапазоне $d=200-500$ мкм. Ширина разрядного промежутка h выбирается из соотношения $h \approx (20-30)d$. Ширина разрядных промежутков 21–23 и 22–24 может задаваться углом α между плоскостями, в которых лежат электроды 21–22 и 23–24. При этом должно выполняться условие $\alpha < 90^\circ$.

Данный генератор использовался в качестве лабораторной установки в комплексе с измерителем концентрации озона фирмы ЛЭК (рис. 4.12).

Степень бактерицидного воздействия генератора на воздух определялась опытным путем совместно с НИО «Гигиена и промсанитария» (рис. 4.13) /93, 94/. Из рис. 4.13 видно, что увеличение скорости v прокачки воздуха через разрядный

промежуток приводит к более быстрому восстановлению числа колодий бактерий.

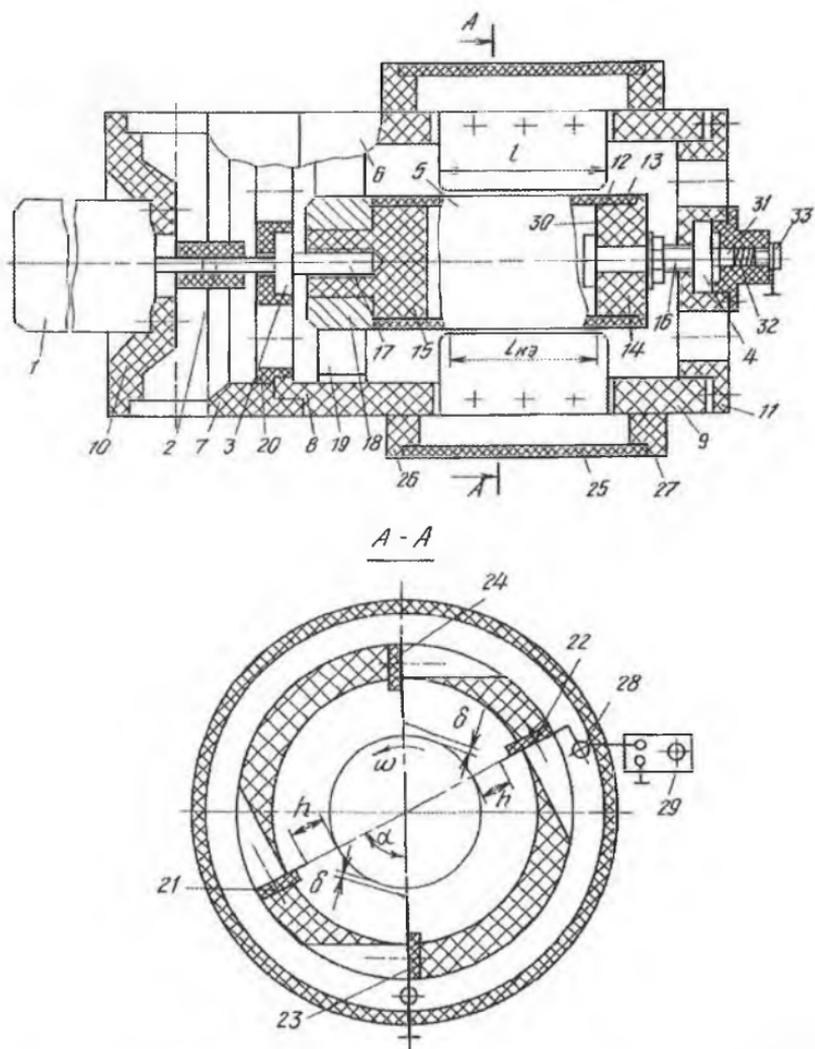


Рис. 4.11. Электроразрядный генератор для обработки воздуха: 1—электродвигатель, 2—муфта, 3,4—подшипники, 5—ротор, 6—корпус, 7,8,9—секции, 10,11—фланцы, 12—диэлектрический барьер, 13—фольговый экран, 14,15—заглушки, 16,17—полуоси, 18—обечайка, 19—лопасти, 20—диафрагма, 21,22—высоковольтные электроды, 23,24—заземленные пластинчатые электроды, 25—оболочка, 26,27—кольцевые стенки, 28—клемма, 29—источник питания, 30—проводник, 31—клемма, 32—пружина, 33—винт

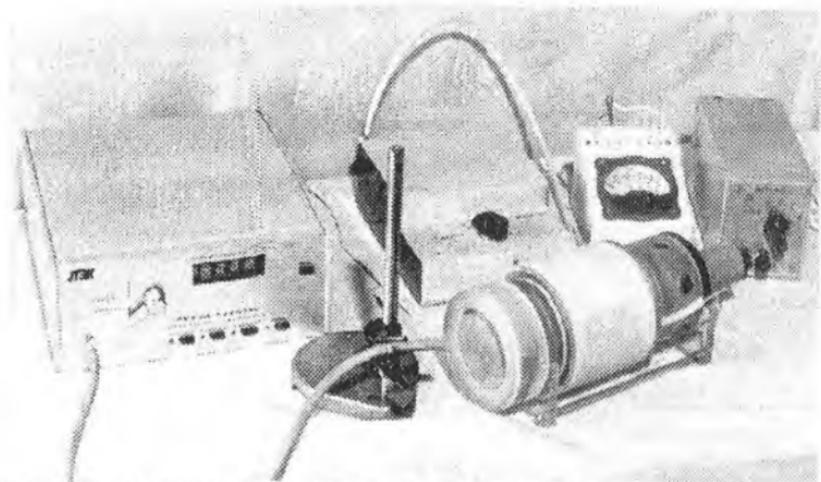


Рис. 4.12. Лабораторный плазмохимический генератор с газоанализатором модели ЛЭК, источником высокого напряжения, миллиамперметром и источником питания электродвигателя

Следующая конструкция генератора имеет механически обращенную схему /143/, где ножевые ВВЭ и ТЭ выполняются подвижными и одновременно являются крыльчаткой прокачного устройства (см. рис. 4.4). Генератор отличается многофункциональностью применения. На его основе была разработана технологическая установка для обработки поверхностей плоских образцов различных материалов (рис. 4.14).

Рассмотренные в /14, 143, 144, 147/ принципы построения плазмохимических генераторов с БК постоянного тока были использованы для создания моделей нового вида бытовой техники, обеспечивающей обдув предварительно очищенным воздухом. В соответствии с методикой /5/ был создан ряд конструкций озоногенераторов-вентиляторов, реализующих смешение на выходе из воздуховодного канала потока обрабатываемого воздуха Q_v с концентрированным озонозвоздушным потоком Q_{O_3} . При этом производится не только разбавление концентрированного потока Q_{O_3} , но и равномерное распределение его по всему объему помещения.

Известные в настоящее время бытовые надплитные воздухоочистители достаточно эффективно очищают воздух от аэрозольных частиц (пыль, микрокапли масла), однако их возможности при очистке воздуха от органических соединений очень ограничены. Это связано с тем, что адсорбционная система очистки (адсорбент – активированный уголь) имеет малый ресурс, а регенерация адсорбента в домашних условиях практически невозможна. Используемые для дезинфекции воздуха бактерицидные лампы УФ-излучения требуют постоянного контроля чистоты наружной поверхности стеклянной трубки, сохраняют опасность раскалывания колбы и загрязнения помещения парами ртути. Бактерицидные лампы обычно производят очистку воздуха в ограниченных объемах.

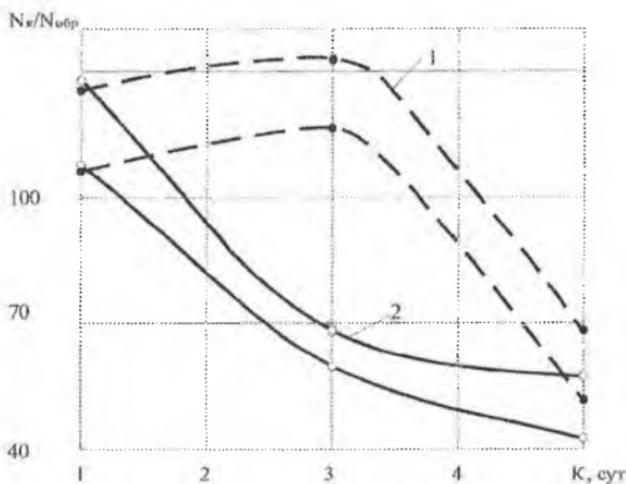


Рис. 4.13. Изменение отношения числа колоний $N_k/N_{обр}$ в зависимости от количества суток после обработки, для двух скоростей v прокачки воздуха: 1— v_1 ; 2— v_2 ; $v_2 \approx 2v_1$; N_k —среднее число колоний в контрольной чашке; $N_{обр}$ —среднее число колоний в опытной чашке

Исключение указанных недостатков возможно в электроразрядных устройствах, где возбуждение разряда в промежутке с диэлектрическим барьером не требует применения источника знакопеременного напряжения, а обработка воздуха производится при минимальной концентрации озона.

Самостоятельную значимость имеет конструкция устройства для обработки газа в электрическом разряде, основанная на применении электростатического двигателя [14]. Ее особенностью является использование высокого напряжения как для обработки воздуха, так и для обеспечения вращения крыльчатки осевого вентилятора. Выполненная в последнее время разработка «Устройство для обработки воздуха в электрическом разряде» имеет более простую конструкцию по сравнению с [14].

В основу разработки поставлена задача создания на основе электростатического двигателя единой модели электроразрядного генератора-вентилятора, позволяющего производить обработку воздуха без превышения ПДК на озон и окислы азота в малоразмерных замкнутых объемах при повышении производительности прокачки воздуха через ЭРГ и улучшении его перемешивания с основным потоком газа, а также обеспечении устойчивости горения разряда, определяющем уровень надёжности работы устройства в целом. Данная задача решена за счет того, что устройство для обработки воздуха в электрическом разряде на основе электростатического двигателя, содержащего ротор, выполненный в виде внутреннего токопроводящего кольца и покрывающего его диэлектрического кольца, играющего роль высокоомного барьера подвижного электрода, и диэлектрический цилиндр статора, в прорезях которого под острым углом к касательной

окружности ротора размещён ряд ножевых электродов, в отличие от прототипа, ротор имеет дополнительную крыльчатку, находящуюся у торца диэлектрического кольца подвижного электрода, при этом внутренняя поверхность статора на ширине лопаток крыльчатки имеет цилиндрическую форму, образуя проточную часть периферийного осевого вентилятора, а за торцем статора на валу ротора установлена крыльчатка дополнительного осевого вентилятора, на торцах лопастей которого находится тонкостенный диэлектрический цилиндр-воздуховод, перекрывающий цилиндрическую часть статора с воздушным зазором. При этом ножевые электроды статора, разделяясь на высоковольтные и заземленные, подключены поочередно к униполярному источнику постоянного высокого напряжения, а заземленные электроды имеют минимально допустимый промежуток относительно поверхности подвижного электрода.

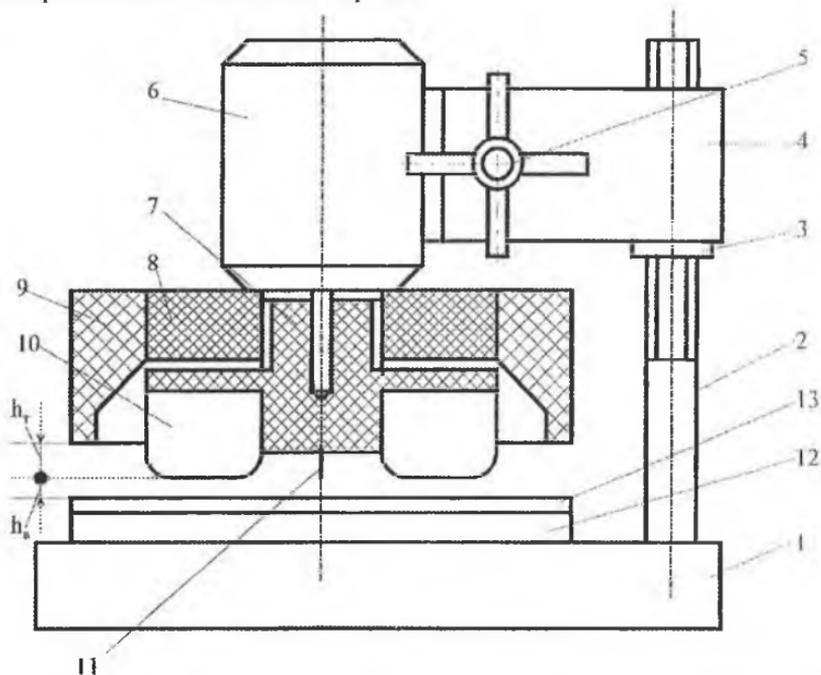


Рис. 4.14. Технологическая установка для плазмохимической обработки поверхности материалов: 1—основание; 2—стойка; 3—опорная гайка; 4—поперечина; 5—регулятор-фиксатор; 6—электродвигатель; 7—ротор; 8—корпус; 9—защитное кольцо; 10—высоковольтный электрод; 11—токосъемный электрод; 12—опора-экран; 13—обрабатываемая поверхность; $h_r \approx h_s$ при $h_s \leq 200$ мкм

Сущность устройства поясняется чертежом, представленным на рис. 4.15. Устройство для обработки воздуха в электрическом разряде содержит вал 1 ротора, установленный на двух опорах качения 2, которые находятся на двух фланцах 3,4 с отверстиями, закрепленных по нижним торцам в основании 5 и имеющих в верхней части стяжку 6, играющую также роль ручки для переноса устройства. На

валу 1 ротора закреплена крыльчатка 7 осевого вентилятора с установленным на торцах ее лопастей цилиндром подвижного электрода, состоящим из внутреннего тонкостенного токопроводящего кольца 8 и наружного диэлектрического кольца 9. В состав ротора входит также дополнительный ряд лопастей крыльчатки 10, находящейся у торца диэлектрического кольца 9 подвижного электрода. Ножевые электроды 11 и 12 установлены поочередно в сквозных прорезях диэлектрического цилиндра статора 13. Они ориентированы под острым углом $8-12^\circ$ к касательной поверхности окружности подвижного электрода и различаются величиной промежутка с поверхностью данного электрода. Электроды 11, имеющие промежуток $h_{в1}$, являются высоковольтными, а чередующиеся с ними электроды 12 с промежутком $h_{з}$ являются заземленными. Соотношение размеров промежутков отвечает условию $h_{в1}=(5-6)h_{з}$. При этом промежуток $h_{з}$ не должен превышать $0,2-0,25$ мм.

Диэлектрический цилиндр статора 13 имеет два участка, отличающихся профилем внутренней поверхности. На участке с электродами 11, 12 внутренняя поверхность статора 13 выполнена со скосами от внутреннего радиуса электрода к внешнему, определяя геометрию рабочих камер ЭРГ, а на участке крыльчатки 10 внутренняя поверхность статора имеет цилиндрическую форму, ограничивающую высоту лопаток крыльчатки, и образует проточную часть периферийного осевого вентилятора, обеспечивающего прокачку воздуха через ЭРГ.

Кроме этого, на валу 1 ротора на участке между торцем цилиндра статора 13 и выходным фланцем 4 установлена крыльчатка 14 дополнительного осевого вентилятора, на торцах лопастей которой находится тонкостенный диэлектрический цилиндр-воздуховод 15, перекрывающий цилиндрическую часть статора 13 с гарантированным воздушным зазором h_p .

Устройство для обработки воздуха в электрическом разряде работает следующим образом. При подаче на электроды 11 постоянного высокого напряжения и достижении напряжения зажигания коронного разряда вал 1 совместно с установленными на нем крыльчатками 7 и 14 ротора начинает вращаться. Вращение ротора происходит в основном за счет действия электростатических сил отталкивания между высоковольтными электродами и находящимися перед ними в промежутке $h_{в1}$ участками диэлектрического барьера 9 подвижного электрода с одноименным поверхностным зарядом. Дополнительный крутящий момент создается за счет действия электростатических сил притяжения между заземленными электродами 12 с наведенным (индуцированным) зарядом и проходящей под ними в зазоре $h_{з}$ поверхностью диэлектрического барьера, переносящей одноименный с высоковольтными электродами 11 поверхностный заряд. Возбуждающийся в промежутках $h_{з}$ индуцированный газовый разряд обеспечивает равномерное снятие поверхностного заряда с движущегося диэлектрического барьера. Также однородный режим горения разряда характерен для униполярной короны барьерного типа, возбуждаемой на электродах 11 в промежутке $h_{в1}$. Реализуемые в заявляемом устройстве газовые разряды не приводят к иницированию неуправляемых искровых процессов перезарядки поверхности подвижного электрода, что являет-

ся основой для повышения крутящего момента двигателя и надежности работы установки без превышения ПДК на озон и окислы азота.

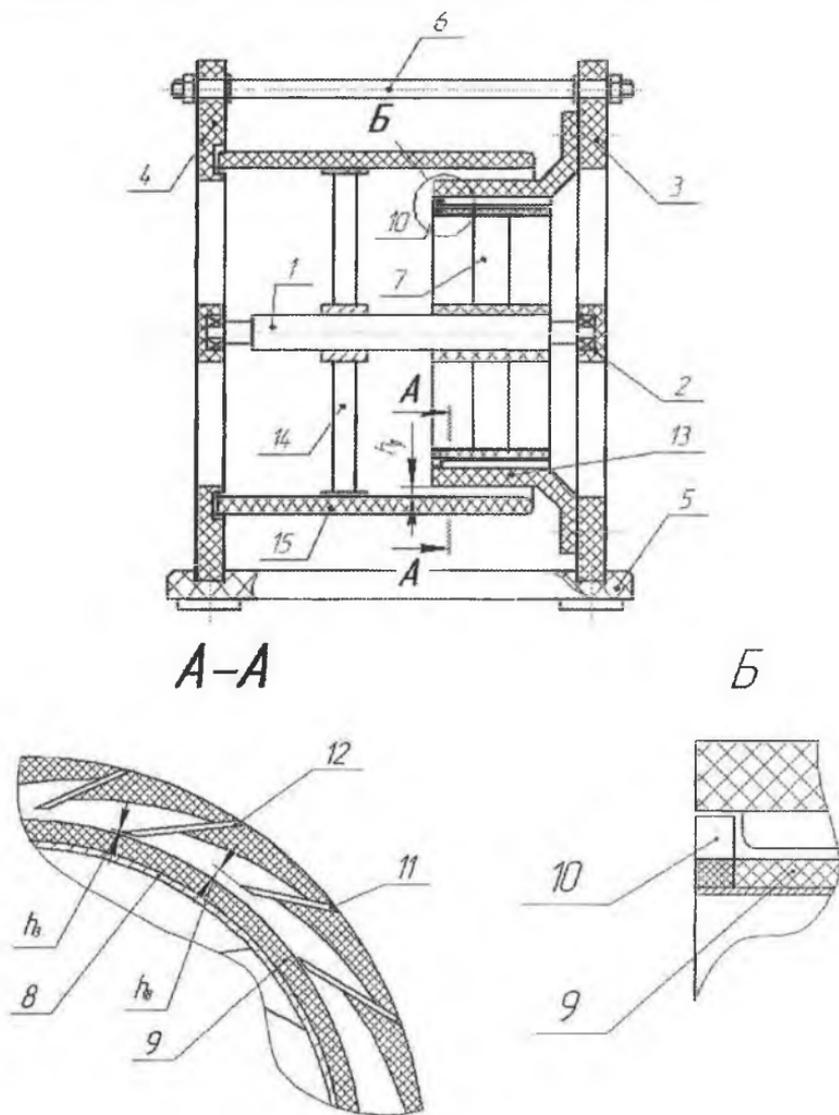


Рис. 4.15. Схема конструкции устройства для обработки воздуха в электрическом разряде: 1—вал ротора; 2—опора качения; 3—входной фланец; 4—выходной фланец; 5—основание; 6—стяжка; 7—крыльчатка осевого вентилятора; 8—токопроводящее кольцо; 9—диэлектрическое кольцо; 10—лопасти крыльчатки; 11—высоковольтный электрод; 12—токосъемный электрод; 13—статор

Введение в состав ротора дополнительной крыльчатки 10 обеспечивает повышение производительности прокачки воздуха через ЭРГ, а постановка на вал ротора крыльчатки 14 дополнительного осевого вентилятора с диэлектрическим цилиндром-воздуховодом 15 создаст условия для эффективного смешения обработанного газа с потоком прокачиваемого воздуха без образования локальных зон в потоке с превышением уровня ПДК на озон. Кроме этого, цилиндр 15 воздуховода, перекрывая цилиндрическую часть статора с ножевыми электродами, способствует повышению безопасности эксплуатации установки.

Величины промежутков h_p и h_s выбираются из условия отсутствия касания между соответствующими движущимися и неподвижными элементами конструкции устройства. Ограничение на величину промежутка h_s связано с приемлемостью уровня высокого напряжения устройства, определяющего условия работы утилизационного коронного разряда как в электростатическом приводе вентиляторов, так и в электроразрядном генераторе воздухоочистителя.

4.1.5. Разработка генераторов с высокой концентрацией озона для обработки жидких сред, биотканей и семян растений

Следующую группу разработанных конструкций представляет генератор озона, встраиваемый в газовый контур и применяемый для обработки жидких сред методом барботирования или для прокачки озона через замкнутые объемы /130/. Данные генераторы характеризуются герметичностью корпуса и уровнем концентрации озона на выходе до $0,5 \text{ г/м}^3$. На рис. 4.16 представлена типовая компоновочная схема плазмохимического генератора роторного типа для обработки жидких сред барботированием. Отличительной чертой данной установки является наличие только одного входного и одного выходного отверстий, что позволяет значительно повысить концентрацию озона на выходе из устройства. Конструкция одного из разработанных устройств подобного типа представлена на рис. 4.17.

Степень бактерицидного воздействия определялась экспериментально совместно с кафедрой микробиологии Самарского гос. медицинского университета (СамГМУ). Рассмотрим один из примеров такого эксперимента. В данном случае генератор озона работал в режиме с минимальной производительностью. Чашки Петри с питательной средой обрабатывались в течение 5 минут проходящим через генератор воздухом. Протяженность электродов генератора составляла 100 мм. Скорость воздушного потока на выходе из генератора была на уровне $0,5 \text{ м/с}$. Напряжение горения разряда составляло 1 кВ. Расстояние от генератора до чашек Петри было 5,60 и 85 см. Концентрация озона в воздухе на этих расстояниях не превышала ПДК. Сравнительный анализ с контрольными чашками, находящимися на расстоянии 5 см, показал, что за время обработки (5 минут) количество крупных колоний бактерий (4...6 мм) уменьшается в 30 раз, средних (2...4 мм) – в 50 раз, а мелкие (1...2 мм) и точечные уничтожаются полностью. При расстоянии

60 и 85 см от генератора до чашек с питательной средой эффекта уничтожения микроорганизмов не наблюдается.

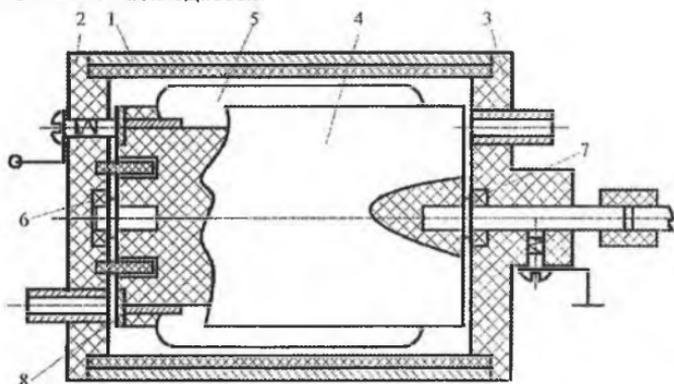


Рис. 4.16. Плазмохимический генератор роторного типа для обработки жидких сред барботированием: 1—корпус-экран; 2,3—фланцы; 4—ротор; 5—электрод; 6,7—подшипники; 8—кольцо скользящего контакта

Исследование эффективности применения данных устройств для химической очистки воздуха проводилось совместно с сотрудниками НПО «Гигисна и промсанитария» (Самарский филиал) /93, 94/.

Анализ проводился методом газожидкостной хроматографии. Метод хроматографии основан на разделении исследуемой смеси на отдельные компоненты на разделительной колонне и последующем количественном определении каждого компонента с помощью пламенно-ионизационного детектора.

Смеси анализировались на содержание ароматических и предельных углеводородов. В исходной смеси при выключенной установке обнаружены следующие соединения: предельные углеводороды, бензол, толуол, ксилол, псевдокумол. В ходе работы установки в течение 0,25 часа содержание перечисленных веществ снижается в 3...5 раз. Результаты экспериментов приведены в табл. 4.1 и на рис. 4.18

Таблица 4.1.

Результаты исследования эффективности химической очистки воздуха

Исследуемые вещества	Концентрация в мг/м ³					
	до работы установки		после работы установки			
	1	2	3	4	5	6
Предельные углеводороды	7,94	7,15	1,50	1,75	1,73	1,79
Бензол	1,20	1,64	0,47	0	0	0,39
Толуол	0,51	0,56	0	0	0	0,25
Ксилол	0	0,46	0	0	0,25	0
Псевдокумол	0,81	0,81	0	0	0,30	0,35

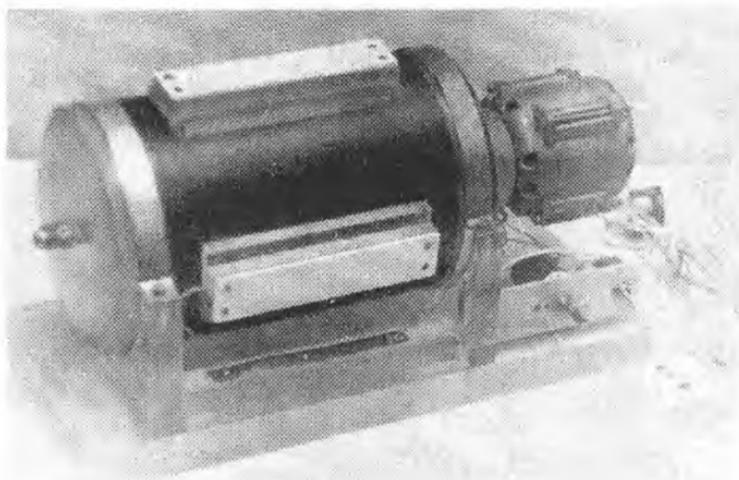


Рис. 4.17. Общий вид плазмохимического генератора с неподвижными электродами для обработки жидких сред барботированием

Во втором цикле измерений исследование эффективности плазмохимического генератора с самопрокачкой газа проводилось в закрытом помещении объемом $\sim 100 \text{ м}^3$ в различных режимах функционирования установки. Проверка эффективности осуществлялась в отношении следующих веществ: алифатические углеводороды, фенол, формальдегид. Одновременно в воздухе контролировалось содержание озона и оксидов азота.

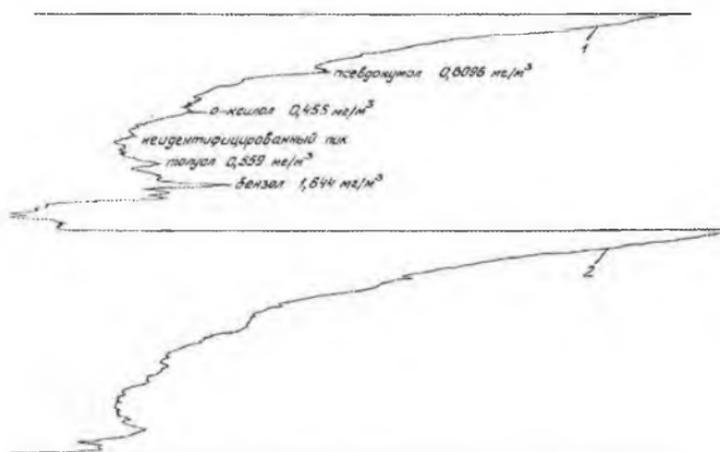


Рис. 4.18. Характерный вид полученных хроматограмм: 1—при выключенном генераторе; 2—при работающем генераторе

Схема установки для исследования эффективности генератора приведена на рис. 4.19. Концентрация озона определялась на выходе из генератора (пункт отбора 1) и на расстоянии 2 м от него (пункт отбора 2). Концентрация остальных веществ измерялась на расстоянии 2 м от устройства через 35 минут после его включения.

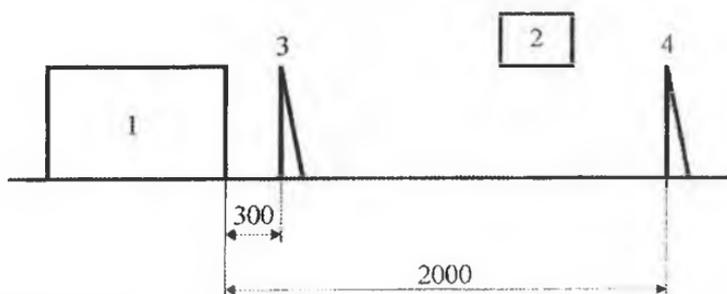


Рис. 4.19. Схема установки для проверки эффективности работы плазмохимического генератора с самопрокачкой газа: 1—генератор; 2—вентилятор; 3—пункт отбора 1; 4—пункт отбора 2

Для измерения концентрации вышеперечисленных соединений применялись инструментальные методы анализа — фотоколориметрия и газожидкостная хроматография. Анализ проводился в соответствии с руководствами по контролю атмосферного воздуха. Алифатические углеводороды определялись методом газожидкостной хроматографии на приборе «Цвет-164» с пламенно-ионизационным детектором. Отбор проб осуществлялся без концентрирования. Объем анализируемой пробы 5 мл. Предел обнаружения составляет $0,3 \text{ мг/м}^3$.

Для определения озона использовали фотоколориметрический метод, основанный на поглощении его раствором соли Мора. После обработки этого раствора роданидом аммония образуется окрашенное соединение, насыщенность цвета которого пропорциональна концентрации поглощенного озона и определяется на фотоколориметре КФК-2МП. Предел обнаружения $0,05 \text{ мг/м}^3$ при отборе 20 л воздуха.

Оксиды азота определялись также фотоколориметрически. Отбор проб осуществлялся с концентрированием в растворе йодистого калия. Фотометрированию подвергалось окрашенное соединение, образующееся при взаимодействии оксидов азота с реактивом Грисса. Предел обнаружения составляет $0,020 \text{ мг/м}^3$ при отборе 20 л воздуха. Для анализа фенола использовали метод, основанный на взаимодействии его с *n*-пароанилином и фотометрировании окрашенного продукта реакции на фотоколориметре КФК-2МП. Отбор проб проводился с концентрированием в растворе кальцинированной соды. Предел обнаружения составляет $0,0015 \text{ мг/м}^3$ при отборе 90 л воздуха.

Определение формальдегида осуществляли способом, основанном на его взаимодействии с солянокислым фенилгидразилом и фотометрировании окра-

шенного продукта реакции при длине волны 520 нм на фотоколориметре КФК-2МП. Отбор проб проводился с концентрированием в растворе серной кислоты. Предел обнаружения составляет 0,0015 мг/м³ при отборе 140 л воздуха.

Результаты исследований приведены в табл. 4.2. Из представленной таблицы видно значительное снижение концентрации органических соединений. Концентрация оксидов азота остается неизменной.

Таблица 4.2.

Результаты исследования эффективности работы плазмохимического генератора с самопрокачкой газа

Название вещества; ПДК в мг/м ³	Концентрация веществ в мг/м ³							
	Пункт отбора 1		Пункт отбора 2					
	Дел.1		Дел.6		Дел.1		Дел.7	
	Исх. С _н	Кон. С _к	Исх. С _н	Кон. С _к	С _н /С _к	Исх. С _н	Кон. С _к	С _н /С _к
Озон; 0,1	0,231	0,449	-	0,042		-	0,086	
Оксиды азота; 0,040	-	-	0,012	0,010	1,2	0,2	0,2	1
Углеводороды; 1,5	-	-	4,73	1,79	2,64	9,93	3,59	2,77
Фенол; 0,003	-	-	0,011	0,003	3,2	0,031	0,005	5,55
Формальдегид; 0,003	-	-	0,816	0		22,30	0,489	45,6

Бактерицидные свойства прошедшего обработку в плазмохимическом генераторе воздуха послужили основой для создания ряда озонотерапевтических установок. В МСЧ ГПЗ-4 проходила апробацию установка для наружной газации биотканей в замкнутом объеме. Установка для газации патологических очагов озоном применялась в 1-ой Детской городской больнице. В ЛОР-отделении СамГМУ эксплуатировалась установка для обработки лекарственных растворов озоном методом барботирования с целью повышения их эффективности (рис. 4.20). Установка была оснащена вытяжным шкафом и термическим деструктором озона.

Кроме этого, установки, приведенные на рис. 4.10 и 4.21, применялись для разработки комбинированной технологии обработки семян. Исследования проводились совместно с кафедрой экологии и растениеводства Самарского государственного университета. Разработанная технология включала последовательное применение двух вариантов обработки: метод сухого протравливания семян и метод обработки семян в дистиллированной воде, прошедшей озонобработку методом барботирования.

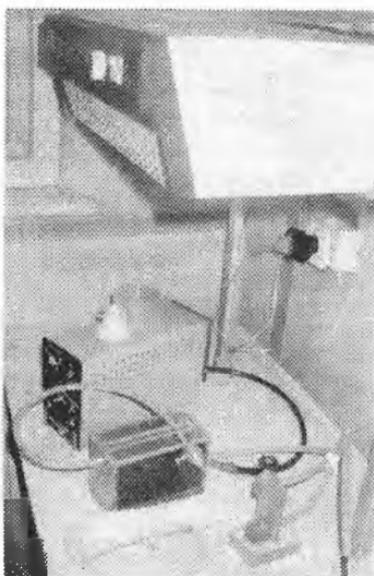


Рис. 4.20. Общий вид физиотерапевтической установки на основе генератора озона

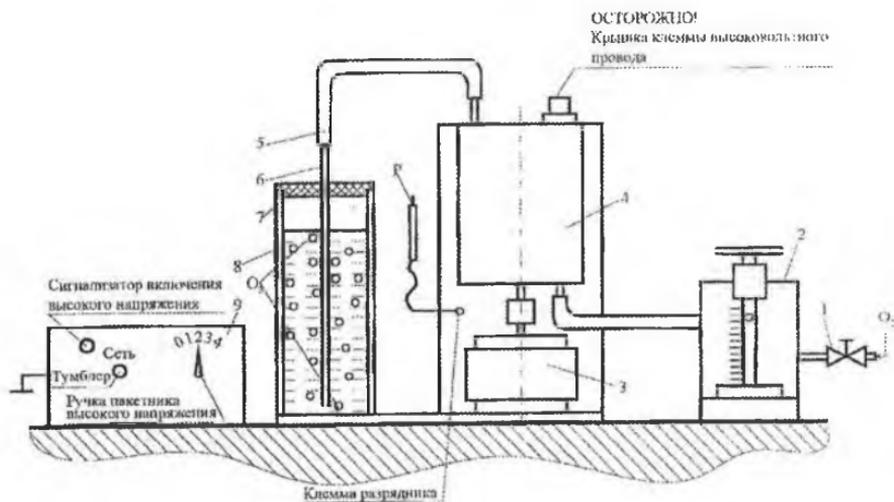


Рис. 4.21. Схема установки для обработки растворов озонем методом барботирования: 1—вентиль; 2—ротаметр; 3—электродвигатель; 4—плазмохимический генератор; 5—полимерный шланг; 6—стеклянная трубка; 7—крышка; 8—сосуд с раствором; 9—источник питания; P—разрядник

Выполненные исследования показали перспективность разработки комбинированных технологий озонобработки семян, открывающих перспективы для применения озонаторов с малой концентрацией озона на выходе. При этом существенно снижается роль опасных факторов, сопутствующих мощным озоногенераторам. Также повышается доступность применения озонобработки в условиях малых частных хозяйств. При этом достигается дополнительная положительная сторона озонобработки – снижение роли ставших традиционными химическими протравителями и стимуляторами роста растений.

4.2. К разработке модели газовых лазеров на основе барьерной короны постоянного тока

Для решения практических задач в технологии обработки материалов, навигации, дистанционном анализе состава вещества, хирургии существует необходимость в компактных, но достаточно мощных (0,5–1 кВт) прокачных электроразрядных лазерах атмосферного давления, работающих в отпаянном режиме, когда упрощается эксплуатация и отпадает необходимость в дополнительных элементах, обеспечивающих замену рабочей смеси в контуре.

Одна из основных трудностей на пути создания отпаянных лазеров высокого давления связана с получением несконтрагированного ОР при минимальных энергетических воздействиях на среду с целью ограничения скорости плазмохимических превращений в газовой смеси /115/.

Перспективной может оказаться электродная система с барьерным разрядом /115/, когда один или оба электрода покрыты слоем диэлектрика. Один из недостатков БР связан с невозможностью работы от источника постоянного напряжения, так как величина тока смещения I_6 через барьер толщиной d , выполненный из материала с диэлектрической проницаемостью ϵ , на электроде площадью S в простейшем случае определяется как

$$I_6 \approx U/z = U\omega C_d \quad (4.5)$$

где $z=1/\omega C_d$ – емкостное сопротивление барьера; ω – круговая частота напряжения U ; $C_d = \epsilon_0 \epsilon S/d$. Этот недостаток снимается при организации движения диэлектрического барьера /95, 100, 142/, обеспечивающем замыкание активной составляющей тока на ТЭ.

В работе /16/ была предложена конструкция проточного газового лазера с накачкой активной среды в разрядных промежутках между ПЭ с диэлектрическим покрытием и ВВЭ, получающих питание от униполярного источника постоянного напряжения.

На рис. 4.22–4.24 представлены схема конструкции, поперечный разрез конструкции и схема электропитания одного из разрабатываемых четырехканальных лазеров. Указанные рисунки даны с подрисовочными подписями, дополняющими друг друга.

Разрабатываемый лазер состоит из цилиндрического корпуса 1 и двух торцевых крышек 2, на которых имеются зеркала резонатора с катировочными узла-

ми 3. Внутри корпуса 1 установлены две опоры качения 4 и 5, из которых опора 4 непосредственно закреплена на трех пилонах 6, а опора 5 фиксируется пилонами 7 через корпус теплообменника 8 с посаженным на него цилиндрическим хвостовиком статора 9 электростатического двигателя (ЭД). Пилоны 6 и 7 опираются на внутреннюю поверхность цилиндрического корпуса 1. На опорах 4, 5 установлен вал вращения 10, на котором с помощью перфорированных дисков 11 закреплен диэлектрический цилиндр 12 ротора, имеющий внутри крыльчатку 13, жестко связанную с валом 10. На наружной поверхности цилиндра 12 нанесена полимерная пленка 14, обращенная металлизированной стороной 15 к цилиндру, и расположены гальванически связанные с металлизированной стороной 15 токосъемные электроды 16. Полимерная пленка 14 с гальванической связью с землей через перфорированные диски 11 и вал 10 образует ПЭ. ПЭ имеет привод для вращения от ЭД, статор 9 которого с электродами 17 посажен по хвостовику на корпус теплообменника 8, а ротор двигателя образован диэлектрическим кольцом 18 с внутренним экранным кольцом 19, которые установлены на торцах лопастей 20 крыльчатки 13, и включает в свой состав ПЭ. Ножевые ВВЭ 21 установлены на формирователях потока 22, образуя с ПЭ разрядные камеры, размещенные на окружности зазора между внутренней поверхностью корпуса 1 и образующей ПЭ. Газодинамический контур лазера состоит из осевого внутреннего канала, включающего теплообменник 8, крыльчатку 13 прокачного устройства с направляющей потока в виде внутренней полости цилиндра 12 и приводом для вращения от ЭД, замыкающегося через промежутки между выходным торцем цилиндра 12 и входным сечением теплообменника 8 с крышками 2 корпуса 1 на каналы в кольцевом зазоре, образованные входной 23 и выходной 24 секторными кольцевыми пластинами, между которыми находятся перекрывающие проходное сечение продольные пластины в виде электродов 16. Электроды 21 разрядных камер и электроды 17 ЭД подключены к высоковольтному источнику постоянного напряжения 25 через регулировочные резисторы 26 и 27. Объемы разрядных камер совмещены с оптическими резонаторами, образуя многоканальную систему излучения, где максимальное число каналов n зависит от длины окружности L цилиндрического ПЭ и длины дуги l между осью разрядного промежутка (21 – ПЭ) и плоскостью ТЭ 16 по окружности цилиндра ПЭ. При этом $l = (5...7)h$, где h – ширина разрядного промежутка 21 – ПЭ.

При включении высоковольтного источника 25 и подаче высокого напряжения с помощью регулировочного резистора 27 на электроды 17 статора 9 происходит раскрутка ротора ЭД с входящим в его состав ПЭ. После набора ротором ЭД рабочего числа оборотов со прокачное устройство обеспечивает поток газа в ГДК с заданной скоростью v одновременно во всех промежутках (21 – ПЭ) разрядных камер. Поверхность ПЭ, движущаяся с линейной скоростью v_n , за счет трения увлекает молекулы плотного газа в прилегающей области. При этом происходит выравнивание профиля $v(h)$ газа на подвижном электроде. Это эквивалентно увеличению толщины δ ламинарного пограничного слоя и достигается путем увеличения затрат N на прокачку. Далее, с помощью регулировочного рези-

сторы 26 высокое напряжение U подается на ножевые электроды 21 и при достижении $U > U_{зж}$, где $U_{зж}$ – напряжение зажигания короны, в промежутках (21 – ПЭ) возникает объемная фаза самостоятельного разряда. Переход короны в самостоятельный объемный разряд связан с конвекционным уносом дрейфующих ионов, образующих в промежутке пространственный заряд, ослабляющий электрическое поле коронирующего электрода. Конвекционный вынос медленных ионов из промежутка осуществляется с помощью ПЭ с полимерной пленкой 14, которая эффективно поляризуется во внешнем электрическом поле E за счет малой толщины и наличия металлизированной стороны 15 и, перераспределяя поле E , вытягивает на себя ионы пространственного заряда. Коронирующий ножевой электрод 21 при ослаблении поля пространственного заряда увеличивает эмиссионную способность. Возможно повышение уровня УФ-предионизации газа в промежутке. Это способствует получению на всей ширине h промежутка объемной фазы квазинепрерывного самостоятельного разряда.

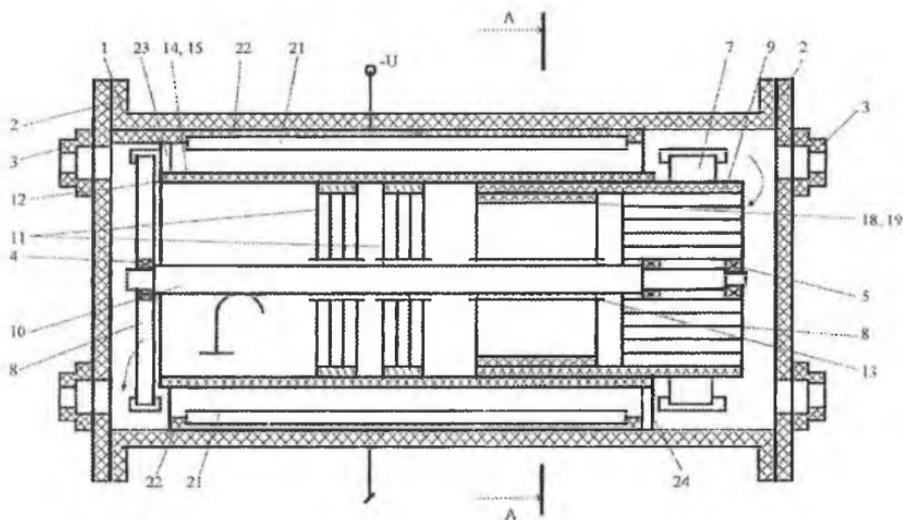


Рис. 4.22. Схема конструкции проточного четырехканального лазера (продольный разрез): 1–цилиндрический корпус; 2,2'–торцевые крышки; 3,3'–зеркала и котировочные узлы резонатора; 4,5–опоры качения; 6,7–пилоны; 8–теплообменник; 9–хвостовик статора электростатического двигателя; 10–вал вращения; 11–перфорированные диски; 12–диэлектрический цилиндр ротора; 13–крыльчатка прокачного устройства; 14–полимерная пленка; 15–слой металлизации; наименование поз. №№16,17,18,19,20,21,22,23,24 (см. рис. 4.23)

Улучшение энергетических и весогабаритных характеристик обеспечивается снижением затрат мощности на прокачку за счет использования дополнительных механизмов формирования газового потока: увлечение газа поверхностью ПЭ и усиление «электрического встра» в поле ВВЭ. Совмещен в едином узле элек-

трода, прокачного устройства и канала ГДК с теплообменником снижает массу конструкции, обеспечивает компактность лазера несмотря на увеличение числа каналов излучения.

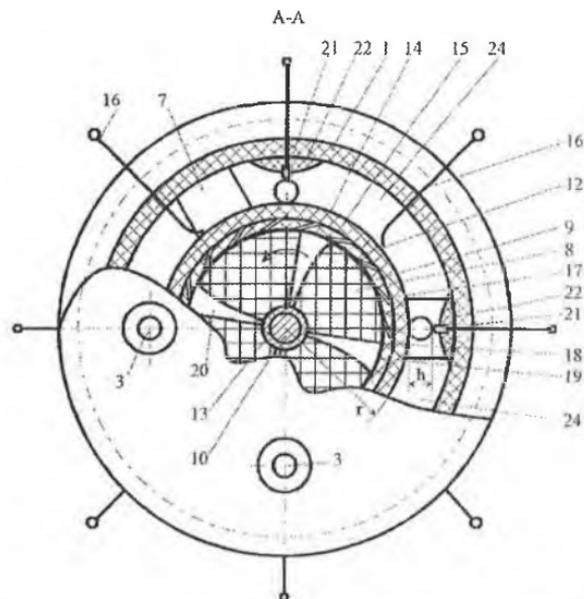


Рис. 4.23. Схема конструкции проточного четырехканального лазера (поперечный разрез): 16—токосъемный электрод; 17—электроды электростатического двигателя; 18—диэлектрическое кольцо; 19—внутреннее экранное кольцо; 20—лопасти крыльчатки; 21—высоковольтный электрод; 22—формирователь потока; 23—секторная кольцевая пластина (входная); 24—секторная кольцевая пластина (выходная)

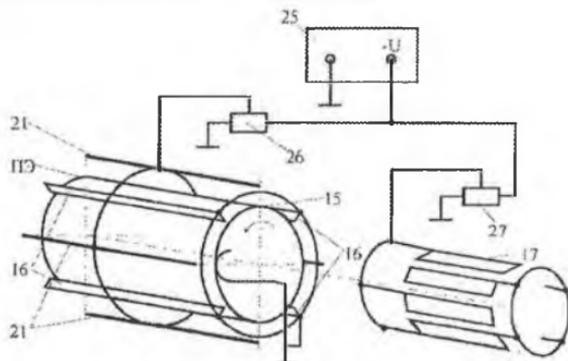


Рис. 4.24. Электрическая схема четырехканального лазера: 15—слой металлизации; 16—токосъемный электрод; 17—электроды электростатического двигателя; 21—высоковольтный электрод; 25—источник постоянного напряжения; 26, 27—регулирующие резисторы

Для определения усилительных характеристик активной среды, возбуждае-

мой газовым разрядом в промежутке ВВЭ – ПЭ шириной $h=1-3$ мм, была создана одноканальная лабораторная модель установки с острым ВВЭ в виде танталовой проволоки диаметром 0,1 мм и длиной $l=400$ мм. Установка помещалась в рабочую камеру с регулируемым давлением и составом рабочей смеси (рис. 4.25). Режим усиления мощности излучения исследовался в схеме на просвет с непрерывным газовым CO_2 -лазером типа ЛГ 43 и проточным калориметром, используемым в качестве первичного измерительного преобразователя. Работа по определению усилительных характеристик активной среды, создаваемой униполярным барьерным разрядом, проводилась совместно с сотрудниками Самарского филиала ФИАН РФ. Исследования в данном направлении пока не получили завершения.

В продолжение исследований подготовлена следующая модель двухэлектродной разрядной камеры щелевого типа, основанная на применении стационарного однородного поверхностного разряда для возбуждения газовой среды (рис. 4.26). Рабочий объем камеры формируется в щелевом зазоре межэлектродного промежутка.

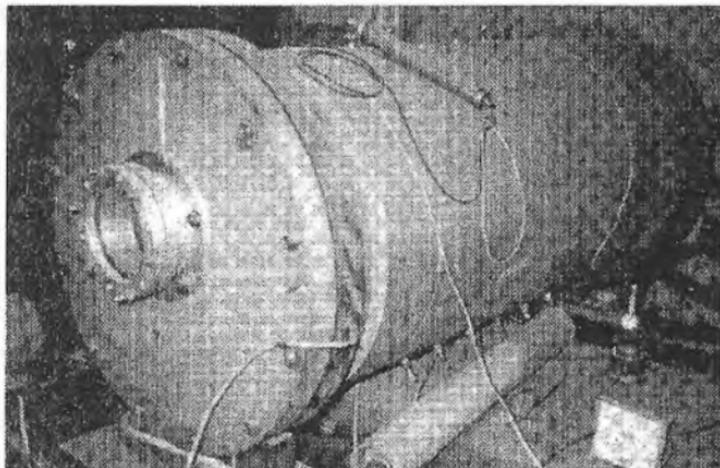


Рис. 4.25. Рабочая камера для одноканальной лабораторной модели установки

Экспериментальная отработка модели позволяет заключить, что впервые создана разрядная камера с непрерывными плазменными электродами. При скорости движения поверхности ПЭ на уровне 5 м/с и ширине зазора ~ 1 мм в камере с единственным ВВЭ была получена линейная плотность тока, превышающая 1 мА/см. Для дальнейшего повышения плотности тока показана необходимость изменения геометрии рабочей кромки единого ВВЭ.

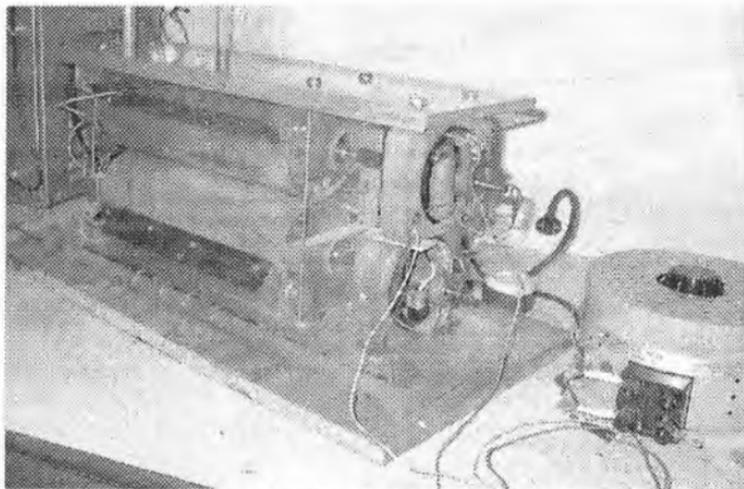


Рис. 4.26. Двухроторная модель рабочей камеры лазера для определения коэффициента усиления разряда в области коротрона

4.3. К вопросу о применении барьерной короны постоянного тока в плазменной аэродинамике

В настоящее время, в связи с поиском новых научно-технических решений, направленных на улучшение аэродинамических характеристик летательных аппаратов, получило широкое развитие такое направление научных разработок, как плазменная аэродинамика [205]. Суть данного направления состоит в создании на поверхности или в непосредственной близости от нее плазменного формирования, с возможностью регулирования его параметров, что, в свою очередь, позволит управлять процессами массового и теплового переноса в приповерхностных областях, увеличивать протяженность ламинарно-турбулентного перехода, снижать общую турбулентность потока, изменять структуру, объем и пространственное распределение скачков уплотнений. Потенциально важным способом для реализации задуманных научно-технических решений является неравновесная плазма газового разряда. Из всех видов разрядов наиболее широко исследуются характеристики и схемные решения на основе различных разновидностей коронного разряда с диэлектрическим барьером, так как данный вид разряда обладает высокой стабильностью (за счет стабилизирующего воздействия диэлектрического барьера) и допускает возможность управления разрядом с помощью изменения параметров коротрона, диэлектрической подложки, системы возбуждения [89, 199].

Однако, на данный момент не существует единой теории, детально описывающей процессы, протекающие при рассматриваемом виде газового разряда. Очевидно, что для получения подобной теории необходимо в первую очередь определить характер явлений и процессов, которые возникают при взаимодействии коронирующего электрода и диэлектрической подложки. То есть, необходимо

дальнейшее изучение процессов формирования и динамического изменения зарядовых структур, образованных на поверхности диэлектрика малой толщины, поскольку именно они, совместно с коротроном, формируют суммарное электрическое поле в пространстве диэлектрическая подложка – коротроп. Определение закономерностей описанных явлений, их дальнейший анализ и переход к количественным характеристикам – важная ступень на пути к прикладному применению плазменной аэродинамики.

4.3.1. Способ применения барьерной короны постоянного тока для экспериментального моделирования динамических процессов формирования и взаимодействия волновых зарядовых рельефов

При исследовании барьерной короны переменного тока в /135/ визуализация картин свечения разряда производилась с помощью фоторегистрации. Однако выявленный эффект широкого растекания разряда по поверхности диэлектрика приводит к снижению интенсивности свечения разряда на подложке. Поэтому остались недостаточно исследованы процессы, происходящие на границе поля свечения разряда.

Для исследования распределения разряда на подложке может использоваться метод электрографической регистрации поверхностных зарядовых рельефов /8, 199, 201/. В работах /87, 92, 114/ приведены результаты электрографической визуализации динамических зарядовых рельефов в процессе их взаимодействия с униполярным коронным разрядом (УКР). Исследование процессов формирования и взаимодействия волновых зарядовых рельефов производилось в электродной системе барьерной короны с неподвижной диэлектрической пленкой, расположенной на поверхности плоского заземленного экрана. Особенностью электродной системы (рис. 4.27) является возможность регулирования высоты установки коротрона относительно поверхности диэлектрика без выключения высокого напряжения. Применялись коротроны игольчатой формы (иглы) с радиусом острия на уровне 50 мкм. В качестве диэлектрика использовалась высокоомная полиимидная пленка толщиной 40 мкм. Перед проведением эксперимента на поверхность пленки наносился монослой проявляющего порошка в виде стеклянных шарообразных частиц $\varnothing 50\text{--}60$ мкм.

Для формирования волнового зарядового рельефа коротрон подводился к поверхности диэлектрика на расстояние $h=100\text{...}500$ мкм. При подаче на коротрон высокого напряжения отрицательной полярности U происходило формирование на поверхности диэлектрика динамического зарядового пятна, диаметр которого периодически возрастал по мере увеличения напряжения U . При характерном значении $U=10$ кВ конечный диаметр пятна составлял 35–40 мм. Особенностью зарядовой структуры было то, что частицы проявляющего порошка переносились на внешнюю границу очередного зарядового рельефа, формируя волновые фронты в виде кольцевых порошковых уплотнений (см. рис. 2.4).

Следующий этап формирования динамической картины распространения

волны напряжения обеспечивался при отведении коротрона (без снятия напряжения) от поверхности диэлектрика. При этом от внешней границы первичного рельефа, как от промежуточного потенциального электрода, отходила вторичная волна порошковых уплотнений (см. рис. 2.12, 2.13). Волновая структура совершала движение с характерной скоростью на уровне единиц см/с. Конечный диаметр волнового фронта зависел от величины U на коротроне и высоты подъема h электрода. Так, при $U=10$ кВ и увеличении h от 5 до 30 мм диаметр кольцевой структуры принимал значения от 60 до 160 мм.

Следует отметить, что эффект продвижения границы зарядового барьера при увеличении h может наблюдаться на тонкой полиимидной пленке ($d \leq 50$ мкм) и без применения проявляющего порошка. Медленное расширение зарядовой структуры происходит в процессе осаждения зарядов на диэлектрик и электризации его. При этом визуализируется продвижение границы электростатического притяжения заряженного диэлектрического слоя к экрану. Высокая податливость (гибкость) тонкой пленки повышает чувствительность процесса электризации.

Один из методов исследования особенностей указанных волновых преобразований заключался в изучении характера взаимодействия поверхностных зарядовых рельефов как друг с другом, так и с другими объектами.

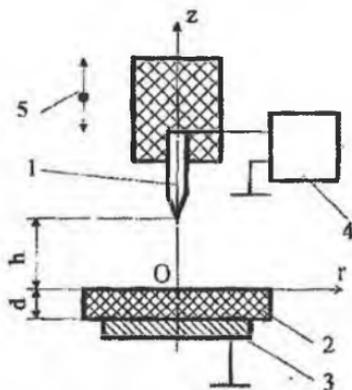


Рис. 4.27. Схема экспериментальной установки: 1—коротрон; 2—полимерная пленка; 3—металлический экран; 4—источник высокого напряжения; 5—узел крепления с микрометрическим винтом людачи коротрона; h —ширина газовой промежутка; d —толщина полимерной пленки

Например, при сближении двух структур, принадлежащих одноименным коротронам, отличающимся высотой h , наблюдались процессы деформационного сдавливания волновых фронтов в области их соприкосновения с последующим проникновением внешних границ в поле соседней зоны (рис. 4.28а,б). Наибольшей устойчивостью к деформации обладают первичные зарядовые пятна, сформированные при малых h .

Рассмотрим далее процессы взаимодействия зарядовых структур с заземленной и изолированной металлической пластиной, лежащей на поверхности диэлектрической пленки. Из рис. 4.29а видно, что подход зарядового рельефа к границе заземленной пластины не сопровождается заметным изменением конфигу-

рации фронта порошковой структуры. Фронт зарядовой структуры начинает «провисать» на границе с заземленной пластиной (рис. 4.29б) лишь при значительном перекрытии зарядовым пятном площади пластины.

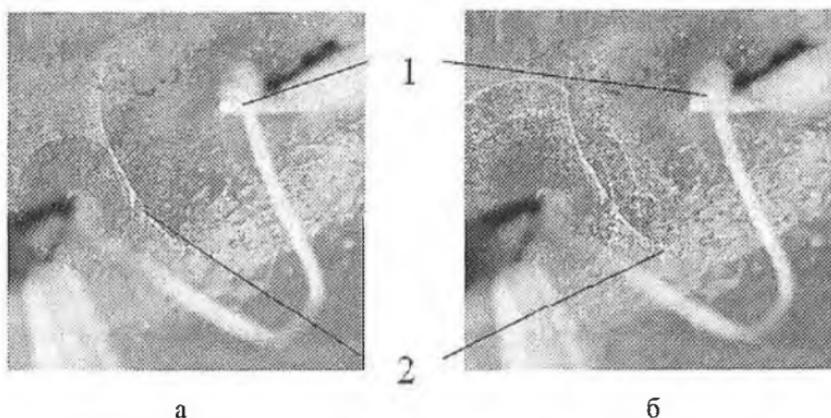


Рис. 4.28. Этапы взаимодействия одноименных зарядовых рельефов при увеличении h одного из коротронов: а—момент сдавливания зарядовых фронтов; б—эффект взаимного проникновения зарядовых фронтов; 1—коротроны; 2—граница фронта зарядового рельефа

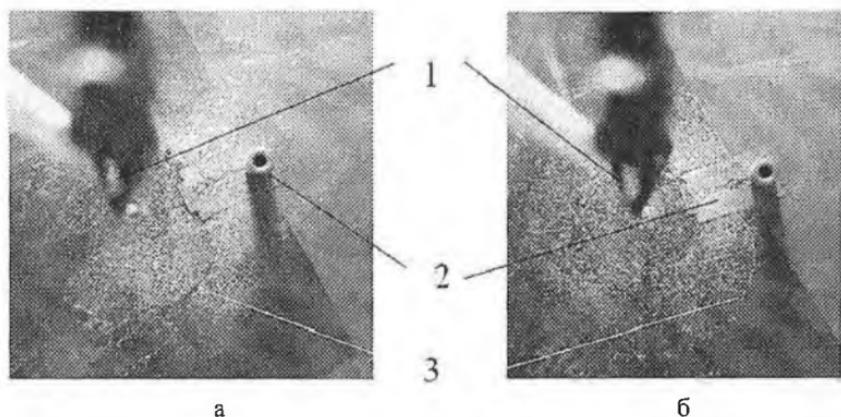


Рис. 4.29. Взаимодействие зарядового рельефа с заземленной пластиной: а—без изменения конфигурации фронта; б—эффект «провисания» фронта зарядовой структуры; 1—коротрон; 2—заземленная пластина; 3—фронт зарядовой структуры

При подходе фронта поверхностных зарядов к изолированной пластине последняя заряжается одноименным зарядом, который возрастает по мере дальнейшего расширения зарядового рельефа на подложке. Характерным является то, что электрическое поле пластины оказывается достаточным для формирования собственного зарядового рельефа. При этом наблюдается резкое искривление границы

порошковой структуры у кромки пластины (рис. 4.30а), связанное с взаимодействием одноименных полей зарядов металлической пластины и коротрона. Дальнейшее повышение U приводило к возбуждению быстропотекающего процесса поглощения зарядового рельефа пластины фронтом поверхностных зарядов коротрона (рис. 4.30б).

Определенный интерес имеют результаты экспериментов, при которых на формирующуюся зарядовую структуру (а точнее, на электрический ветер, формирующий распределение зарядов на поверхности диэлектрической пленки) воздействует поток воздуха. Данные опыты уже несколько ближе к задачам и проблемам плазменной аэродинамики, чем те, что были описаны ранее в работе.

Главной особенностью опыта явилось воздействие потока воздуха, направленного по поверхности диэлектрической пленки перпендикулярно направлению электрического ветра. В результате выяснилось, что, при соответствующем значении скоростного потока становится возможным плавное изменение структуры получаемых зарядовых фронтов, без изменения их целостности (рисунки 4.31, 4.32). На рисунке 4.32 можно наблюдать степень и геометрию искривления полученной зарядовой картины.

Из полученных результатов можно сделать вывод о возможности экспериментального моделирования пространственно-временного распределения поверхностных зарядовых рельефов не только изменением параметров коротрона, но и, в частности, не электростатическим воздействием. Можно предположить, что параметры потока воздуха, воздействующего на электрический ветер коротрона, также будут изменяться, что является важным для задач управления отрывом потока газа в аэродинамике.

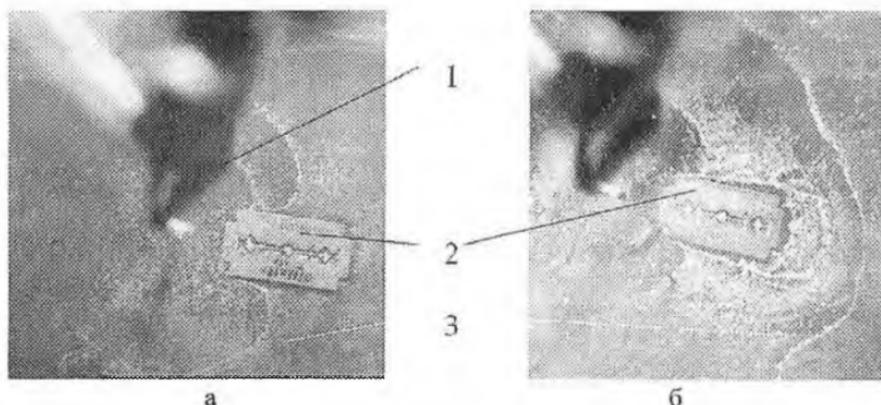
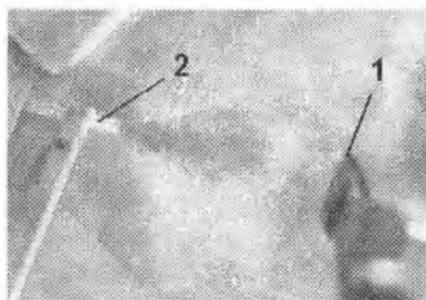
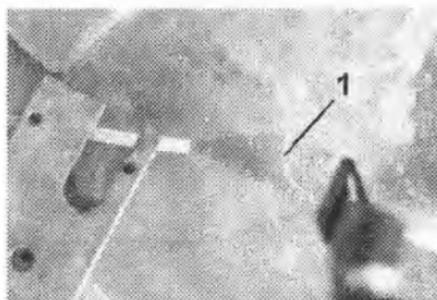


Рис. 4.30. Взаимодействие зарядового рельефа с изолированной металлической пластиной: а—начальный момент искривления границы зарядовой структуры; б—поглощение зарядового рельефа пластины фронтом поверхностных зарядов коротрона; 1—коротрон; 2—изолированная пластина; 3—фронт зарядовой структуры



а



б

Рис. 4.31. Воздействие приповерхностного потока воздуха на формирующуюся зарядовую структуру: а–большая интенсивность потока; б–малая интенсивность потока; 1–коротрон; 2–трубка для подачи воздуха

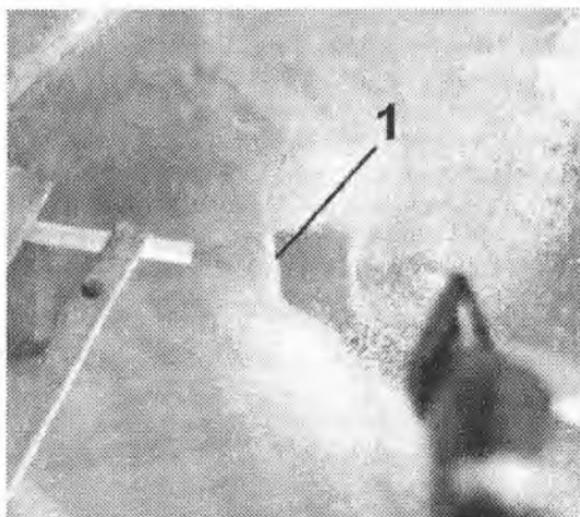


Рис. 4.32. Изменение кривизны фронта зарядового рельефа 1, формирующегося при динамическом равновесии внешнего газового потока и электрического встра УБК

4.4. Выводы

1. Широкий спектр возможных применений барьерной короны постоянного тока (БКПТ) основан на значительном диапазоне изменения характеристик разряда и форм его горения в зависимости от ширины h газового промежутка, величина которого саморегулируется при изменении уровня перенапряжения β и скорости движения v поверхности ПЭ.

2. На основе БКПТ и сопутствующей ей индукционной короны (в зазоре ТЭ – ПЭ) разработан класс электротехнологических установок роторного типа, из ко-

торых наиболее представительный ряд образуют электрохимические генераторы для дезодорации, стерилизации и нормализации воздуха. Примененные в разряде острых электродов, высокий уровень перенапряжения (≥ 3), самогенерация импульсов тока с крутизной фронта на уровне единиц наносекунд делают вероятным достижение в генераторах режима непрерывного ускорения электронов в плотных газах [25]. Косвенным фактором этого является наличие ярко выраженных эффектов химической и бактерицидной обработки воздуха в генераторах без существенного повышения концентрации озона в выходной струе.

3. Перенапряженный режим горения БКПТ положен в основу разработанных технологий поверхностной очистки и травления металлов, модификации поверхности полупроводников и диэлектриков.

4. Выявлено снижение обсемененности воздуха на 22...27% аэробными микроорганизмами при обдувании чашек Петри непосредственно на выходе из генератора при концентрации озона в потоке не более ПДК.

5. При обработке поверхности пластин из стали ШХ-15 дисперсной структурой стримерных каналов БКПТ в воздухе атмосферного давления получен уверенный эффект увеличения поверхностной твердости образцов на 20–50%.

6. При обработке поверхности пластин полупроводникового материала типа КЭФ-4 дисперсной структурой стримерных каналов БКПТ в воздухе атмосферного давления получен режим линейного уменьшения электропроводности образцов в зависимости от времени травления.

7. На основе БКПТ создана и прошла экспериментальную отработку электродная система электростатического двигателя. Данный двигатель получил применение в модели генератора озона, конструкция которого отличается малой металлоемкостью за счет исключения из состава установки двигателя с электромагнитной обмоткой.

8. Для экспериментальной отработки усилительных характеристик рабочих камер с диффузной фазой горения БКПТ в CO_2 -газовых средах пониженного и атмосферного давления разработаны и созданы две модели газоразрядных установок с конвективным охлаждением, перекрывающих большой диапазон изменения приведенной напряженности электрического поля и плотности энерговклада в рабочую среду.

9. Разработан способ физического моделирования динамических процессов формирования и взаимодействия волновых зарядовых рельефов в поле униполярного коронного разряда, обеспечивающий возможность диагностики режимов горения разряда, а также позволяющий отслеживать характер взаимодействия генерируемого разрядом электрического ветра с внешним газовым потоком.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основании выполненных исследований решена важная проблема повышения мощности униполярного коронного разряда в создаваемых электрофизических и электротехнологических устройствах роторного типа путем применения формируемых поверхностных зарядовых рельефов для расширения области ионизационных процессов и возбуждения диффузных объемного и поверхностного разрядов в электродных системах с движущимся диэлектрическим слоем. При этом получены следующие результаты:

1. Электрографическая запись динамических картин зарядовых рельефов в осесимметричной электродной ячейке острие – воздушный промежуток – экран с диэлектрическим слоем при дозированном нарастании тока лавинно-стримерных генераций экспериментально подтвердила сохранение эффекта преобразования дисперсной структуры токовых каналов в воздухе атмосферного давления в высокосоогласованные радиально-симметричные подвижки проявляющего порошка с формированием характерных непрерывно-замедленных, импульсно-кольцевых и вспышечно-зонных поверхностных структур.

2. Экспериментально выделен способ формирования потенциального барьера на подложке отрицательной короной в ограниченном воздушном зазоре при больших перенапряжениях, связанный со значительной шириной получаемого зарядового пятна.

3. Разработана методика математического описания распределения составляющих напряженности E электрического поля осесимметричных зарядовых пятен $\sigma(r)$ с проявлением полярной «окантовки» и индукционного «провала», включающая результаты электрографической записи структуры порошковых образований и данные зондовых измерений распределения потенциала $\varphi(r)$ на подложке, положенная в основу метода решения задач по моделированию стабилизирующих потенциальных барьеров и приборьерных проводящих слоев на диэлектрических слоях в промежутке с острым электродом.

4. Разработаны качественные представления о механизме формирования на подложке в остронодородном внешнем электрическом поле приборьерных электропроводящих слоев в виде ограниченных форм однородного поверхностного разряда, получившие подтверждение методом прямой визуализации квазистационарных полюс свечения разряда в электродных системах с движущимся диэлектриком. Однородность разряда связывается с предварительной ионизацией газа в электрическом поле высоковольтного тлеющего разряда, выносящегося приосевым потенциальным барьером на кольцо полярной «окантовки».

5. Разработана модель поверхностной волны зарядов униполярного коронного разряда, возбуждаемого в воздушном промежутке с неподвижным диэлектриком, обеспечившая развитие физических представлений о поверхностных зарядовых барьерах, как о потенциальных электродах,

позволяющих не только усиливать поле на границе зарядового пятна, но и регулировать уровень предыонизации приповерхностного слоя газа путем выноса на периферию ионов из внешней области газового разряда.

6. Исследованы характеристики квазииспрерывной БКПТ, возбуждаемой в промежутке шириной h между острым высоковольтным электродом и поверхностью подвижного электрода, переносящей формируемый на подложке потенциальный барьер в виде равномерно заряженной полосы к установленному по ходу движения заземленному ножевому токосъемному электроду, где в зазоре $\delta \leq 0,1h$ обеспечивается нейтрализация зарядового барьера в индукционном газовом разряде типа униполярной короны.

7. В зависимости от степени перенапряжения β при заданной скорости v движения подвижного электрода БКПТ проходит фазы от коронного и высоковольтного тлеющего разрядов к многолавино-стримерной структуре разряда барьерного типа, усиливающихся в неоднородном электрическом поле внешней границы барьера под высоковольтным электродом с возбуждением приборьерного поверхностного разряда, распространяющегося вверх против \vec{v} движения подвижного электрода. Характерным является механизм саморегулирования ширины промежутка $h(\beta, v) \geq h$, обеспечивающий возможность работы при больших перенапряжениях на высоковольтном электроде.

8. Исследованы характеристики стационарного однородного поверхностного разряда типа тлеющего в промежутке между двумя протяженными ножевыми электродами – высоковольтным и токосъемным, установленными с минимально допустимым зазором δ относительно поверхности диэлектрического покрытия на образующей подвижного электрода-ротора. Однородный поверхностный разряд визуализируется в виде диффузной полосы свечения на поверхности подвижного электрода, распространяющейся по мере увеличения перенапряжения β от токосъемного электрода против направления движения поверхности подвижного электрода (незавершенная фаза) до полного замыкания на высоковольтный электрод (завершенная фаза). Полоса свечения однородного поверхностного разряда на высоковольтном электроде отделена потенциальным барьером на подвижном электроде под высоковольтным электродом от многолавино-стримерной фазы униполярного коронного разряда, развивающейся от высоковольтного электрода вверх против движения поверхности подвижного электрода.

9. Показано, что однородный поверхностный разряд относится к несамостоятельным разрядам. Это подтверждает электростатическая модель поверхностных процессов, основанная на результатах зондовых измерений распределения потенциала на границе полосы свечения незавершенной стадии разряда. Для равномерно заряженной структуры на поверхности подвижного электрода с промежуточной ступенькой спада потенциала перед токосъемным электродом и заданными отношениями амплитуд и геометрических параметров составляющих полос с помощью метода многократных изображений показана возможность проявления дополнительной полярной «окантовки» на ширине

зарядового рельефа. Ослабление нормальной составляющей напряженности электрического поля в дополнительной «окантовке» экспериментально выделено в виде темной полосы конечной ширины у внешней границы поля рекомбинационного свечения незавершенного однородного поверхностного разряда. Следующим проявлением полярной «окантовки» в полосе свечения однородного поверхностного разряда может являться электростатический механизм отрывания полосы разряда от поверхности подвижного электрода под острым высоковольтным электродом.

10. На основе БКПТ и сопутствующих ей структур поверхностного разряда с индукционной короной в зазоре между токосъемным и подвижным электродами разработаны высокоресурсные электротехнологические установки роторного типа, из которых наиболее представительный ряд образуют электрохимические генераторы для дезодорации, стерилизации и нормализации воздуха. Применение в разряде острых электродов, высокий уровень перенапряжения (≥ 3), самогенерация импульсов тока с крутизной фронта на уровне единиц наносекунд делают вероятным достижение в генераторах режима непрерывного ускорения электронов в плотных газах. Косвенным подтверждением этого является наличие ярко выраженных эффектов химической и бактерицидной обработки воздуха в генераторах без существенного повышения концентрации озона в выходной струе.

11. Перенапряженная БКПТ положена в основу разрабатываемых технологий поверхностной очистки и травления металлов, модификации поверхностей полупроводниковых элементов, диэлектриков и металлов.

12. Впервые создана модель генератора озона с электростатическим двигателем, получающим питание от униполярного источника высокого напряжения. Полученная установка отличается малой металлоемкостью и простой эксплуатации.

13. Разработан электрографический метод контроля режимов горения униполярной барьерной короны в газовом промежутке с неподвижным диэлектрическим барьером.

14. На ряде предприятий находятся в стадии пробной эксплуатации созданные на основе полученных результатов устройства роторного типа, применяющиеся для дезодорации и стерилизации воздуха и модификации поверхности материалов. Наличие ярко выраженного бактерицидного эффекта в обработанном воздухе при концентрации озона на уровне ПДК и предельно малом содержании оксидов азота обосновывает перспективность применения разработанных моделей генераторов озона в медицине и бытовой технике.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. А.с. №309478 СССР, МКИ H05 1/00. Способ получения коронного разряда / А.В. Дмитриев, Г.Н. Преснецов (СССР).- №1233005/26-25; заявлено 15.04.68; Оpubл. 09.07.71. Бюл. №22.
2. А.с. №644020 СССР, М. Кл. H02 №1/08 Электростатический двигатель / П.Е. Молотов, Б.В. Зайцев, П.В. Кузнецов и др. (СССР).- №2527751/24-25; заявлено 21.09.77. Оpubл. 25.01.79. Бюл. №3.
3. А.с. №817829 СССР, МКИ H01 T. 19/00, Устройство для создания коронного разряда. / Н.А. Глушенко, Г.Ф. Карнов, Л.Ф. Глушенко // Оpubл. 30.03.81. Бюл. №12.
4. А.с. №1081954 СССР, МКИ C01B 13/11; C25B 1/00. Способ получения озона / В.И. Блохин, В.В. Воропин, В.А. Мыслин и др. (СССР).- №3480845/23-26; заявлено 06.08.82. Оpubл. 23.12.88. Бюл. №47.
5. А.с. №1214581 СССР, МКИ C01B 13/11. Система получения озонированного воздуха / А.Б. Бушмарин, А.В. Дмитриев, И.П. Елагина (СССР).- №3743046/23-26; заявлено 21.05.84. Оpubл. 28.02.86. Бюл. №8.
6. А.с. №1493262 СССР, МКИ C01B 13/10. Устройство для асептирования воздуха. / И.П. Сергеев, А.М. Остапенков, М.П. Воропин и др. Оpubл. 15.07.89. Бюл. №26.
7. А.с. №1545193 СССР, МКИ 5F24 F3/16 // C01 B 13/11. Устройство для озонирования воздуха / Н.В. Ксенз, О.В. Рудик, СП. Лучинкин.- №4316863/23-29; заявлено 13.10.87. Оpubл. 15.02.90. Бюл. №6.
8. А.с. №1562833 СССР, МКИ G0 IN 27/60. Способ визуализации поверхностных электроразрядных процессов / О. А. Журавлев, А.В. Кислицев, А.Л. Кусочек, А.Л. Муркин. №4389605/31-25; заявлено 09.03.88. Оpubл. 07.05.90. Бюл. №17.
9. А.с. №1564113 СССР, МКИ C01B 13/11. Озонатор / В.С. Энгельшт, Л.Т. Ларькова, Ю.И. Нашницин.- №4402171/23. Оpubл. 15.05.90. Бюл. №18.
10. А.с. №1586478 СССР, МКИ H 01S 3/097. Плазменный электрод проточного импульсно-периодического лазера с поперечным разрядом / О.А. Журавлев, А.П. Кусочек, А.Л. Муркин, В.П. Шорин.- №4343846/31-25; заявлено 15.12.87.
11. А.с. №1603672 СССР, МКИ B29C71/04//B29L7:00 Способ обработки поверхности полимерной пленки / И.П. Верещагин, Г.С. Догадин, В.А. Жуков и др. - №4435276/23-05. Оpubл. 02.06.90.
12. А.с. №1627506 СССР, МКИ C01B 13/11. Озонатор / В.С. Энгельшт, Л.Т. Ларькова, Ю.И. Нашницин.- №4402172/26. Оpubл. 15.02.91. Бюл. №6.
13. А.с. №1727603 СССР, A01 C1/00. Устройство для предпосевной обработки семян. / О.А. Журавлев, В.П. Шимаров. Оpubл. 23.04.92. Бюл. №15.
14. А.с. №1756267 СССР, МКИ C01 B13/11. Устройство для обработки газа в электрическом разряде. / Н.Д. Быстров, О.А. Журавлев, А.М. Кравцов. Оpubл. 23.03.92. Бюл. №31.

15. А.с. 1770447 СССР, МКИ С23С 8/36. Способ обработки металлических поверхностей тлеющим разрядом / Х.Д. Ламажапов. №4783718/02; заявлено 18.01.1990. Оpubл. 23.10.92. Бюл. №39.
16. А.с. 1804261 СССР, МКИ Н01S 3/097. Проточный газовый лазер с замкнутым контуром / Н.Д. Быстров, О.А. Журавлев, В.В. Зайцев и др.-№4875318/26; заявлено 19.10.90.
17. Абрамович Г.Н. Прикладная газовая динамика. - М: Наука, 1991.- 600 с.
18. Аверьянов Е.Е. Справочник по анодированию. - М.: Машиностроение, 1988.- 224 с.
19. Акишев Ю.С., Напартович А.П., Трушкин Н.И. Стационарный тлеющий разряд при атмосферном давлении: физика и применение. // Тез. докл. VII конфер. по физике газового разряда.- Самара: СГАУ, 1994. - С. 4-6.
20. Анализ состояния производства озонаторного оборудования // Сборник информационного центра «Озон». Информационные материалы, вып. 4. М.: МЭИ, 1997.-27 с.
21. Андреев СИ., Зобов Е.А., Сидоров АН. Исследование скользящей искры в воздухе // Журнал ПМТФ, 1978, №3.- С. 38-43.
22. Арсентьев Ю.Д., Герштейн Г.М., Грищенко В.Л. и др. Приборы неразрушающего бесконтактного контроля электрофизических параметров электрофотографических слоев // Тез. докл. Всес. конфер. по электрографии.- М.: МНПО "Оргтехника", 1988. - С. 178-181.
23. Афонин Ю.В., Мелехов А.В. Стационарный коротронный разряд как источник предварительной ионизации импульсного объемного разряда // Тез. докл. IV Всес. конфер. по физике газового разряда.- Махачкала: ДагГУ, 1988.-С. 7-8.
24. Афонин Ю.В., Мелехов А.В., Пономаренко А.Г. Импульсно-периодический объемный разряд, параллельный потоку газа // Тез. докл. V Всес. конфер. по физике газового разряда.- Омск: ОмГУ, 1990. - С. 56-57.
25. Бабич Л.П. Лойко Т.В. Цукерман В.А. Высоковольтный наносекундный разряд в плотных газах при больших перенапряжениях, развивающихся в режиме убегания электронов // Успехи физических наук, 1990. Т. 160, №7.-С. 49-62.
26. Базелян Э.М. Горюнов А.Ю. Исследование носителей отрицательного заряда с помощью вольт-амперных характеристик отрицательного коронного разряда // Изв. АН СССР. Энергетика и транспорт. -1986, №4. -С. 89-94.
27. Баранов В.И., Петросов В.А. Накопление отрицательных ионов в прикатодном слое вакуумного диода в присутствии электроотрицательных газов // Техника высоких температур, 1988. Т 26, №3. - С. 445-449.
28. Басов Ю.Г. Источники накачки микросекундных лазеров. - М.: Энергоатомиздат, 1990. - 240с.
29. Батыгин В.В., Топтыгин И.Н. Сборник задач по электродинамике. - М.: Гос. изд. физ.-мат. литературы, 1962.- 480с.
30. Бахтаев Ш.А. Коронный разряд на микропроводах.- Алма-Ата: Наука, 1984.- 208с.

31. Бахтаев Ш. А. Коронный разряд на микропроводах и его применение // Тезисы докладов II Всесоюзного совещания по физике электрического пробоя газов.-Тарту: ТГУ, 1984.- С. 220-222.
32. Бахтаев Ш.А. Роль автоэлектронной эмиссии в развитии отрицательной короны // Тез. докл. IV Всес. конфер. по физике газового разряда. - Махачкала: ДагГУ, 1988. - С. 13-14.
33. Бахтаев Ш.А., Гранман И.Г. Короноразрядные приборы.- Алма-Ата: Наука, 1975.-212 с.
34. Бахтаев Ш.А. Петров В.С. Озонатор на коронном разряде // Тез. докл. IV Всес. конфер. "Применение электронно-ионной технологии в народном хозяйстве".- М.: МЭИ, 1991.- С. 104-106.
35. Белевцев А.А. Нелинейная теория коронного разряда в газах // Тез. докл. IV Всес. конфер. по физике газового разряда. - Махачкала.: ДагГУ, 1988.- С. 15-16.
36. Белогловский А.А., Верещагин И.П., Семсенов А.В. Методы расчета поля коронного разряда в электротехнологических установках // Тез. докл. IV Всес. конфер. "Применение электронно-ионной технологии в народном хозяйстве". - М.: МЭИ, 1991. - С. 188-201.
37. Бердичевский М.Г., Марусин В.В. Модифицирование и осаждение полимеров в объемных разрядах // Тез. докл. VII конфер. по физике газового разряда.- Самара: СГАУ, 1994.- С. 52-54.
38. Борисов Н.Д., Гуревич А.В., Милих Г.М. Искусственно ионизированная область в атмосфере. - М.: АН СССР. - ИЗМИРАН, 1986.- 184с.
39. Брикс Н., Майер Дж. Введение в высокотемпературное окисление металлов.- М.: Металлургия, 1987.- 184 с.
40. Бронштейн И.Н., Семендяев К.А. Справочник по математике. - М.: Наука, 1986.-544 с.
41. Булгак В.Б. Сценарий для русских архимедов // НГ-Наука, 1999, №3.
42. Бычков В.Л., Юровский В.А. Моделирование пучковой плазмы паров воды // Теплофизика высоких температур, 1993. Т. 31, №1.-С. 8-17.
43. Велихов Е.П., Ковалев А.С, Рахимов А.Т. Физические явления в газоразрядной плазме. - М.: Наука, 1987. - 160с.
44. Верещагин И.П. Коронный разряд в аппаратах электронно-ионной технологии. - М.: Энергоиздат, 1985. - 160 с.
45. Витteman В. СО₂-лазер: Пер. с англ.- М.: Мир, 1990.- 360 с.
46. Влияние геометрических и газодинамических эффектов на амплитуду импульсов Тричела. / Ю.С. Акишев, А.П. Напартович, М.В. Панькин и др. // Тез. докл. VIII конфер. по физике газового разряда. - Рязань: РГРТА, 1996. - С. 8.
47. Влияние заряженного диэлектрика на следование тричелевских импульсов / А.В. Бердышов, В.Г. Бойцов, О.В. Григорьев, Ю.В. Львов // Тез. докл. II Всес. конфер. по физике газового разряда.- Тарту: ТГУ, 1984. - С. 217-219.
48. Вольт-амперные характеристики внешней зоны высокочастотного поверхностного разряда / И.П. Верещагин, В.Б. Громовой, А.В. Калинин и др. // Тез. докл. IV Всес. конфер. «Применение электронно-ионной технологии в

- народном хозяйстве». - М.: МЭИ, 1991. - С. 155-156.
49. Вольт-амперные характеристики электрического разряда в газовой полости, ограниченной диэлектриком / Ч.М. Джуварлы, Г.В. Вечхайзер, Ю.В. Горин, П.В. Леонов // Известия АН Азерб. ССР. Серия физ-техн. и математ. наук, 1966, №2.-С. 139-146.
 50. Второва Н.Е., Долина В.И., Лобанов АИ. Теоретическое исследование кинетики и энергетических характеристик электроионизационных лазеров. // Труды ФИАН. Т. 116.- М.: Наука, 1980.
 51. Гагарин А.Г. Релаксация вольт-амперной характеристики коронного разряда //Электронная обработка материалов, 1984, №3. - С. 54-56.
 52. Газовые лазеры: Пер. с англ./ Под ред. И. Мак-Даниеля и У. Нигэна.- М.: Мир, 1986.-552 с.
 53. Гаммал В.С. Обезвреживание токсичных газов вентиляционных потоков барьерным разрядом на примере гибригов пятой группы - Автореф. дис. канд. техн. наук.- Ленинград: Лен. горн. ин-т, 1987.- 30 с.
 54. Гаммал В.С., Деметьев А.А, Иони А.А. Возможный механизм формирования барьерного разряда //Тез. докл. II Всес. конфер. по физике газового разряда. - Тарту: ТГУ, 1984. -С 411-413.
 55. Гаркунов Н.Д. Триботехника.- М.: Машиностроение, 1985.- 424 с.
 56. Герштейн Г.М. Моделирование методом электростатической индукции.- М.: Наука, 1970.-316 с.
 57. Герштейн Г.М., Грищенко В.Л., Матвеева В.А., Исследование эффективности работы электризаторов методом электростатической индукции // Тез. докл. Всес. конфер. по электрографии.- М.: МНПО "Оргтехника", 1988. - С. 92-95.
 58. Голиков Ю.К. Расчет плотности свободных электронов на диэлектрике по заданной структуре электрического поля // Труды Ленингр. политехи, ин-та, 1970, №311.- С. 174-180.
 59. 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, в. 5 - С. 944-948.
 60. Гордиец Б.Ф., Осипов А.К., Шелепин Л.А. Кинетические процессы в газах и молекулярные лазеры.- М.: Наука, 1980- 512с.
 61. Градштейн И.С., Рыжик И.В. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. - М: ГИФМЛ, 1962. -1100 с.
 62. Грановский В.Л. Электрический ток в газе. Установившийся ток. - М.: Наука, 1971.-544 с.
 63. Гренипин С.Г. Электрографический процесс.- М.: Наука, 1970. - 375 с.
 64. Грихлес С.Я. Окислирование и фосфатирование металлов.- Л.: Машиностроение, 1971.- 120 с.
 65. Грищенко В.Л. О некоторых закономерностях электризации электрографических слоев (ЭФС) в поле коронного разряда // Тез. докл. Всес. конференции по электрографии.- М.: МНПО "Оргтехника", 1988. - С. 66-69.
 66. Грищенко В.Л. Об одной математической модели процесса электризации слоистых структур в поле коронного разряда. // Тез. докл. научно-

- технического семинара «Математическое моделирование физических полей».
- Саратов: СГУ, 1988.- С. 27.
67. Грищенко В.Л., Матвеева И.А. Математическое моделирование осаждения заряда в поле коронного разряда // Тез. докл. XI конф. по физике газового разряда. - Рязань: РГРТА, 2002. - С. 69-71.
 68. Грищенко В.Л., Матвеева И.А. Применение метода электростатической индукции для определения потенциала и плотности заряда диэлектрических и полупроводниковых структур. - Саратов: СГУ, 1990. -135 с.
 69. Данилин Б.С., Киреев В.Ю. Применение низкотемпературной плазмы для травления и очистки материалов.- М.: Энергоатомиздат, 1987.- 264 с.
 70. Дашук П.Н. Скользящий разряд по поверхности диэлектриков и его применение при создании электрофизических устройств // Тез. докл. II Всес. совещания по физике электрич. пробоя газов. Ч. 1, 1984.- С. 58-62.
 71. Дашук П.Н. Незавершенный скользящий разряд по поверхности диэлектрика // Тез. докл. VII конференции по физике газового разряда. - Самара: СГАУ, 1994. - С. 29-31.
 72. Дашук П.Н., Чистов Е.К. Некоторые особенности распределения электрического поля в системе формирования скользящего разряда // Журнал технической физики, 1979. Т. 49, №6.- С. 1241-1243.
 73. Джессон Дж. Классическая электродинамика. – М.: Мир, 1965. – 702 с.
 74. Джуварлы Ч.М., Вечхайзер Г.В., Лсонов П.В. Исследование разряда между диэлектрическими поверхностями с помощью электронно-оптического преобразователя // Журнал технической физики, 1970. Т. 40, в.7.- С. 1515-1519.
 75. Джуварлы Ч.М., Вечхайзер Г.В., Лсонов П.В. Электрический разряд в газовых включениях высоковольтной изоляции.- Баку: Элм, 1983.- 193 с.
 76. Джуварлы Ч.М., Горин Ю.В., Мехтизаде Р.Н. Коронный разряд в электроотрицательных газах.- Баку: Элм, 1988. - 144 с.
 77. Дмитриев А.В. Исследование разряда в узкой плоскости, ограниченной с одной или обеих сторон диэлектриком // Журнал технической физики, 1964. Т. 34, в.8.- С. 1494-1503.
 78. Дмитриев А.В., Цзян Цзе-Цзянь. Исследование свойств поверхности диэлектрика под воздействием газового разряда // Журнал технической физики, 1966. Т. 36, в. 4.-С. 739-745.
 79. Журавлев О.А. Исследование вольт-амперных характеристик разряда в газовом промежутке с подвижным электродом. - Деп. в ВИНТИ, №1184-В93 от 05.05.93. -10с.
 80. Журавлев О.А. Моделирование вольт-амперных характеристик коронного разряда в воздушном промежутке с диэлектрической пленкой на подвижном электроде. - Деп. в ВИНТИ, №3849-В91 от 11.10.91. - 20с.
 81. Журавлев О.А. Формирование незавершенного скользящего разряда в воздушном промежутке с диэлектрической пленкой на подвижном электроде //Деп. в ВИНТИ, №378-В91 от 23.01.91. - 15 с.

82. Журавлев О.А. Формирование стабилизирующих газовый разряд потенциальных барьеров на диэлектрической подложке в остроугольном внешнем поле // Тез. докл. VII конфер. по физике газового разряда.- Самара: СГАУ, 1994.- С. 32-33.
83. Журавлев О.А. Формирование стационарного самостоятельного разряда в воздухе // Деп. в ВИНИТИ, №5590-90 от 31.10.90. - 10 с.
84. Журавлев О.А. Экспериментальное исследование режимов горения разряда в воздушном промежутке с диэлектрическим барьером на подвижном электроде. - Деп. в ВИНИТИ, №913-В93 от 9.04.93. - 30 с.
85. Журавлев О.А., Заикин А.П., Федосов А.И. Анализ процессов в газовом разряде с подвижным электродом. / Деп. в ВИНИТИ, №1421-В93 от 27.05.93. - 15 с.
86. Журавлев О.А., Заикин А.П., Шимаров В.П. Моделирование фаз развития протяженных электроразрядных структур на подвижной диэлектрической подложке. -Деп. в ВИНИТИ, №4233-В91 от 01.11.91. - 14 с.
87. Журавлев О.А., Ивченко А.В. Исследование процессов формирования и взаимодействия волновых зарядовых рельефов // Тез. докл. и сообщ. III междуна. н-технич. конференции «Физика и технические приложения волновых процессов». Волгоград, 2004.- С. 123-124.
88. Журавлев О.А., Ивченко А.В. Разработка экологической техники на основе новых форм распределенных газовых разрядов // Известия Самарского научного центра РАН, 2005. Т.1. - С. 259-262.
89. Журавлев О.А., Ивченко А.В., Стрельников А.Ю. Барьерная корона постоянного тока с потенциальным электродом // Тез. докл. XXXVI междуна. (Звенигородской) конференции по физике плазмы и УТС.-М.: РФФИ, 2009. - С. 201.
90. Журавлев О.А., Ивченко А.В., Стрельников А.Ю. Экологические аспекты незавершенного поверхностного разряда // Сб. трудов II междуна. экологического конгресса «Экология и безопасность жизнедеятельности промышленно-транспортных комплексов». - Тольятти: ТГУ, 2009. Т.1. - С.215-219.
91. Журавлев О.А., Ивченко А.В. Униполярные плазменные генераторы роторного типа // Сб. трудов V междуна. симпозиума по теоретической и прикладной плазмохимии. Т.2. Иваново: ИГХТУ, 2008. - С.514-517.
92. Журавлев О.А., Ивченко А.В. Экспериментальное моделирование волн ионизации на диэлектрической подложке // Тез. докл. и сообщ. III междуна. н-технич. конференции «Физика и технические приложения волновых процессов». - Волгоград, 2004. - С.166-167.
93. Журавлев О.А., Марков В.П. Плазмохимические генераторы с униполярным барьерным разрядом и их применение для очистки воздуха. - Деп. в ВИНИТИ, №867-В98 от 25.03.98- 19с.
94. Журавлев О.А., Марков В.П. Электроразрядные генераторы для обработки воздуха // Тез. докл. IX конфер. по физике газового разряда. Ч. 2.- Рязань: РГРТА, 1998. - С. 84-85.

95. Журавлев О.А., Муркин А.Л. Формирование скользящего искрового разряда на подвижной подложке // Тез. докл. V Всес. конфер. по физике газового разряда. - Омск: ОмГУ, 1990. - С. 176-177.
96. Журавлев О.А., Некрасов В.В., Шорин В.П. Исследование процессов формирования плазменных электродов импульсных и импульсно-периодических CO₂-лазеров атмосферного давления. - Самара: НПО «Импульс», 1997.- 140 с.
97. Журавлев О.А., Федосов А.И., Ивченко А.В. Аналитическая модель распространения поверхностного разряда на начальной стадии развития // Тез. докл. XI конфер. по физике газового разряда. - Рязань: РГРТА, 2002. - С.64-66.
98. Журавлев О.А., Федосов А.И., Ивченко А.В. Моделирование процесса выноса основания униполярного барьерного разряда в промежутке с подвижным электродом. // Тез. докл. VIII конфер. по физике газового разряда. - Рязань: РГРТА, 1996. - С. 123-124.
99. Журавлев О.А., Федосов А.И. Исследование коронного разряда в газовом промежутке с диэлектрической пленкой на подвижном электроде. - Деп. в ВИНТИ, №377-В91 от 23.01.91. - 10 с.
100. Журавлев О.А., Федосов А.И. Механизм формирования однородного поверхностного разряда на подвижном электроде с диэлектрическим покрытием // Электротехника, 1995, №12. - С. 15-18.
101. Журавлев О.А., Федосов А.И. Некоторые особенности разряда в газовом промежутке с диэлектриком на подвижном электроде // Тез. докл. VI конфер. по физике газового разряда.- Казань: КАИ, 1992.- С. 10-11.
102. Журавлев О.А., Федосов А.И. Применение аналитического аппарата коронного разряда для описания процессов в воздушном промежутке с подвижным электродом. - Деп. в ВИНТИ, №2527-В93 от 13.10.93. - 16 с.
103. Журавлев О.А., Федосов А.И., Шепеленко А.А. Однородный поверхностный разряд в воздухе атмосферного давления // Письма в ЖТФ, 1995. Т.21, №24.- С. 42-45.
104. Журавлев О.А., Шепеленко А.А. Газовый разряд в CO₂-лазерах.- Куйбышев: КуАИ, 1988.-59с.
105. Журавлев О.А., Шепеленко А.А. Однородный поверхностный разряд в воздухе атмосферного давления // Тез. докл. VII конфер. по физике газового разряда.- Самара: СГАУ, 1994.- С. 78-79.
106. Закревский В.А., Сударь Н.Т. Влияние объемного пространственного заряда на напряженность электрического поля в полимерных диэлектриках // Журнал технической физики, 1990. Т.60, №2.- С. 66-71.
107. Зайкин А.П., Ивченко А.В., Журавлев О.А. Численное моделирование вольт-амперной характеристики однородного поверхностного разряда // Известия Самарского научного центра РАН, 2005. Т.7, №2 - С. 362-364.
108. Иванов А.В., Ларионов В.П. Исследование объемного разряда положительной импульсной короны // Электричество, 1969, №4. - С. 58-62.
109. Иванов А.В., Ларионов В.П. Распределение заряда в зоне ионизации при

- поверхностном разряде // Электричество, 1970, №3. - С. 71-74.
110. Ивченко А.В., Коновалов Я.Ю. Анализ результатов исследования барьерно-стабилизированных газовых разрядов // Естественное. Экономика. Управление. - Самара: СГАУ, 2002. Т.1, в.3. - С.63-66.
111. Ильин В.П. Численные методы решения задач электрофизики. - М: Наука, 1955. - 336с.
112. Исследование барьерного разряда в электроотрицательных газах в объемной и искровой стадиях / Т.Г. Алексеева, Е.И. Бельков, П.Н. Дашук и др. // Тез. докл. II Всес. конфер. по физике газового разряда. - Тарту: ТГУ, 1984. - С. 405-407.
113. Исследование высокочастотного скользящего разряда с целью создания малогабаритных озонаторов / И.П. Верещагин, В.Б. Громовой, В.А. Жуков и др. // Тез. докл. 2 Всес. конфер. «Озон. Получение и применение». - М.: МГУ, 1991. - С. 37-38.
114. Исследование динамических процессов взаимодействия униполярной барьерной короны с формируемыми зарядовыми структурами / О.А. Журавлев, А.В. Ивченко, И.А. Бакулин, А.Ю.Стрельников // Материалы V Всеросс. конфер. «Физическая электроника». - Махачкала: ИПД ДГУ, 2008. - С. 178-181.
115. Ищенко В.Н. В.Н., Лисицин В.Н., Сорокин Н.Р. Возбуждение лазерных сред высокого давления разрядом через диэлектрик // Квантовая электроника, 1978. Т. 5, №4.-С. 788-794.
116. Калинин А.В, Козлов М.В., Папошкин В.В. Экспериментальное исследование высокочастотного поверхностного разряда // Известия АН. Энергетика, 1993, №4. - С. 45-51.
117. Каминский М. Атомные и ионные столкновения на поверхности металлов. - М.: Мир, 1967. - 506 с.
118. Капцов Н.А. Коронный разряд и его применение в электрофилтрах. М.: Гостехиздат, 1947. - 431 с.
119. Карпов Ю.С. О движении диэлектриков в электрическом поле // Труды 2 Всес. конфер. «Физика диэлектриков».- М., 1960 - С. 95-106.
120. К модели приборьерной волны зарядов затухающего коронного разряда / О.А. Журавлев, А.И. Федосов, В.П. Марков, В.П. Шорин. Деп. в ВИНТИ, №2927-В98 от 05.10.98 – 7 с.
121. Козлов Б.А., Соловьев Б.И. Исследование «электрического ветра» в электродных системах с коронирующими острями. // Журнал технической физики, 2007. Т. 77, №7. – С. 70–76.
122. Комар Е.Р. Основы ускорительной техники.- М.: Энергоатомиздат, 1983. - 168 с.
123. Королев Ю.Д., Месяц Г.А. Физика импульсного пробоя газов. - М.: Наука, 1991. - 224 с.
124. Краткий справочник по химии - Киев: Наукова думка, 1974. - 74 с.
125. Кузьмин Г.П. Импульсные СО₂-лазеры с плазменными электродами: Автореферат диссертации докт. физ.-мат. наук. -М.: ИОФАН, 1989.

126. Кусочек А.П. Исследование динамики волн развития ионизации // Межвуз. сб. научн. трудов «Применение лазерной техники в авиастроении». – Куйбышев: КуАИ, 1990. - С. 110-116.
127. Лагарьков А.Н., Руткевич И.М. Волны электрического пробоя в ограниченной плазме.- М.: Наука, 1989.- 206 с.
128. Лозанский Э.Д., Фирсов О.Б. Теория искры. - М.: Атомиздат, 1975. - 272 с.
129. Луцейкин Г.А. Методы исследования электрических свойств полимеров. - М.: Химия, 1988. - 160 с.
130. Марков В.П. Повышение эффективности коронного разряда применительно к электрофизическим и электротехническим устройствам роторного типа.- Деп. в ВИНТИ, №1324-В96 от 24.04.96. - 15 с.
131. Математическое моделирование физических полей в электрографическом методе визуализации зарядовых рельефов / О.А. Журавлев, А.П. Кусочек, А.Л. Муркин, А.И. Федосов.- Деп. в ВИНТИ, № 4077-В89 от 20.06.89.- 8 с.
132. Муркин А.Л. Системы синхронизации при пассивной модуляции добротности лазерного излучения // Межвуз. сб. научн. трудов «Применение лазерной техники в авиастроении». - Куйбышев: КуАИ, 1987.- С. 82-86.
133. Нейман Л.Р., Демирчян К.С. Теоретические основы электроники. - Л.: Энергоиздат, 1981. Т.2. - 415 с.
134. Несамостоятельный объемный разряд с ионизационным размножением электронов в CO₂-лазере с плазменным катодом / П.П. Брызгалов, В.О. Зикрин, Н.В. Карлов и др. // Тез. докл. IV Всес. конфер. по физике газового разряда.- Махачкала: ДагГУ, 1988. - С. 97-98.
135. О сходстве и различии барьерной короны переменного тока с положительной и отрицательной коронами постоянного тока и барьерным разрядом/Ю.С. Акишев, А.В. Демьянов, В.Б. Карельник и др. // Физика плазмы, 2003. Т. 29, №1. – С. 90-100.
136. Обзор методов решения задач электростатики / О.А. Журавлев, А.И. Федосов, В.П. Марков, А.В. Ивченко. - Деп. в ВИНТИ, №868-В98 от 25.03.98 - 18с.
137. Овсянников А.Г. Пространственно-временные и энергетические характеристики частичных разрядов в воздушных полостях твердых диэлектриков: Автореф. дис... канд. физ.-мат. наук.- Новосибирск: СибНИИэнергетики, 1977.- 28 с.
138. Огурцов Н.Н., Подмошенский И.В., Роговцев П.Н. Расчет параметров оптически плотной плазмы с испаряющейся стенкой // Теплофизика высоких температур, 1971. Т. 9, №3. - С. 468-474.
139. Оптимизация параметров электрофизических установок для очистки воздуха / А.З. Понизовский, А.А. Абрамов, В.А. Гончаров и др. //Электротехника, 1993, №3.- С. 52-58.
140. Основы электрогазодинамики дисперсных систем. / И.П. Верещагин, В.И. Левитов, Г.З. Мирзабекян и др.// М.: Энергоиздат, 1974.- 480 с.
141. Пархутик В.П., Лабунов В.А, Плазменное анодирование: Физика, техника,

- применение в микроэлектронике. - Минск: Наука і тэхніка, 1991. - 279 с.
142. Патент 2030046 МКИ Н01 S3/0977. Устройство возбуждения объемного разряда в плотных газах./ О.А. Журавлев. - №4842699/25. Оpubл. 21.02.95. Бюл. №6.
 143. Патент 2034778 МКИ C01 B13/11. Плазмохимический генератор роторного типа./О.А. Журавлев.-№93010101/26. Оpubл. 10.05.95. Бюл. №13.
 144. Патент 2069168 МКИ C01 B13/11. Электроразрядный генератор для обработки воздуха./ О.А. Журавлев.- №93009974/26. Оpubл. 20.11.96. Бюл. №32.
 145. Патент 2105438 МКИ C01 B13/11. Плазмохимический генератор с самопрокачкой газа./ О.А. Журавлев, В.П. Марков.- 940113084/25 Оpubл. 20.02.98. Бюл. №5.
 146. Патент 2106049 МКИ H01 S3/097. Устройство возбуждения однородного поверхностного разряда в плотных газах./ О.А. Журавлев, А.О. Ситкин, А.И. Федосов (РФ). - №95101325/25. Оpubл. 27.02.98. Бюл. №6.
 147. Патент 2116244 МКИ C01 B13/11. Устройство для дезодорации и бактерицидной обработки воздуха в электрическом разряде./ О.А. Журавлев, А.В. Ивченко, В.И. Рябов, В.И. Серов, В.Г. Фейгин.- 95109197/25. Оpubл. 27.07.98. Бюл. №21.
 148. Патент №2173666 МКИ C01 B11/13. Устройство для электроразрядной обработки воздуха в малоразмерных замкнутых объемах / О.А. Журавлев, А.В. Ивченко. – Оpubл. 20.09.2001. Бюл. №26.
 149. Песков В.Д. Ионизационная неустойчивость в коронном разряде высокого давления // Журнал технической физики, 1975. Т. 45. - С. 2544-2551.
 150. Плазма в лазерах: Пер. с англ./ Под ред. Дж. Бекефи.- М.: Энергоиздат, 1982. - 418 с.
 151. Плазмостройной CO₂-лазер / С.И. Андреев, И.М. Белоусова, П.Н. Дашук и др. // Квантовая электроника, 1976. Т. 3, №8.- С. 1721-1725.
 152. Поверхностная прочность металлов при трении / Под ред. Костецкого Б.И. - Киев: Техніка, 1976.-296 с.
 153. Понизовский А.З. Использование различных форм коронного разряда для конверсии газообразных примесей в воздухе // Тез докл. VIII конфер. по физике газового разряда. Часть 2.- Рязань, 1996.- С. 35-36.
 154. Понизовский А.З., Понизовский Л.З., Шведчиков А.П. Проблемы использования импульсного коронного разряда в экологии / Сборник информационного центра «Озон». Информационные материалы, вып. 3. М.: МЭИ, 1997.- С. 29-45.
 155. Понков В.И. К теории коронного разряда в газе при постоянном напряжении // Изв. АН СССР. ОРН, 1953, №5.- С. 664-674.
 156. Предпосевная обработка семян яровой пшеницы в электрическом поле постоянного тока / З.М. Хасанова, Р.Р. Ахметов, Ш.А. Гилязетдинов и др. //Электронная обработка материалов, 1972, №4.- С. 71-77.
 157. Применение электрографического метода для исследования газодинамических процессов скользящего разряда / О.А. Журавлев, А.В.

Кислецов, А.П. Кусочек и др. // Тез. докл. IV Всес. конфер. «Кинетические и газодинамические процессы в неравновесных средах». - М.: МГУ, 1983. - С. 88-89.

158. Разработка модели поверхностной волны зарядов затухающего коронного разряда./ В.П. Шорин, О.А. Журавлев, АИ. Федосов, А.В. Ивченко, В.П. Марков // Известия Самарского научного центра РАН, 1999, №1. - С. 23-26.
159. Разумовский С.Д. Кислород – элементарные формы и свойства.- М.: Химия, 1979. - 304 с.
160. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. - М.: Наука.- 1987.- 592 с.
161. Расчет распределения электрического поля в перенапряженном промежутке униполярного барьерного разряда с подвижным электродом. / О.А. Журавлев А.П. Заикин, А.В. Ивченко и др.- Деп. в ВИНТИ, №362-В96 от 01.09.96.- 26 с.
162. Расчет энергетических характеристик объемного разряда, формируемого в электроотрицательных газовых средах / В.П. Бельков, П.Н. Дашук, Г.Л. Спичкин, В.М. Фомин // Тез. докл. II Всес. конфер. по физике газового разряда. - Киев: КиГУ, 1986. - С. 297-299.
163. Рейнберг М.Г. Электростатическая запись – М.: Энергия, 1974.- 208 с.
164. Петер Г. Электронные лавины и пробой в газах. - М.: Мир, 1963. - 390 с.
165. Ривкин С.Л. Термодинамические свойства газов: Справочник.- М.: Энергоиздат, 1987. - 288 с.
166. Руткевич И.М. Структура фронта скользящего разряда // Журнал технической физики, 1986. Т.56, №7. - С. 1419-1422.
167. Самойлович В.Г., Гибалов В.И., Козлов К.В. Физическая химия барьерного разряда.- М.: Наука, 1970. - 176 с.
168. Сергеев Ю.Г., Соколова М.В. Распределение заряда по поверхности при разряде в газовом промежутке с диэлектриком на электроде //Электричество, 1980, №2.- С. 61-63.
169. Серебров Л.А., Фридрихов С.А. К вопросу о зарядном пятне, возникающем на поверхности диэлектрической мишени при бомбардировке электронным пучком // Радиотехника и электроника, 1960. Т.5, №10. - С. 1680-1688.
170. Скользящий импульсно-периодический разряд / В.М. Борисов, Ф.И. Высикайло, Ю.Б. Кирюхин и др. // Квантовая электроника, 1983. Т. 10, №10.- С. 2110-2112.
171. Слышалов В.К. О расчете некоторых нестационарных распределений зарядов по движущимся технологическим лентам // Изв. вузов. Электромеханика, 1982, №2. - С. 164-169.
172. Слышалов В.К. Распределение зарядов на движущейся технологической ленте в электрических полях гочечных и линейных источников. // Изв. вузов. Электромеханика, 1979, №6. - С. 485-490.
173. Слышалов В.К. Теоретические основы нейтрализации зарядов статического электричества на диэлектрических материалах// Тез. докл. IV Всес. конфер. «Применение электронно-ионной технологии в народном хозяйстве». - М.: МЭИ, 1991. - С. 239-240.

174. Слышалов В.К., Хмылев Ю.И. Нейтрализация зарядов статического электричества на движущихся технологических материалах // Электричество, 1973, №11. -С. 57-63.
175. Смирнов В.И. Курс высшей математики. - М. - Л.: ГИТТЛ, 1951.Т.2. - 628 с.
176. Соколова М.В. Оптимизация образования озона в электрическом разряде // Изв. АН СССР. Энергетика и транспорт, 1983, №6.- С. 99-107.
177. Сорокин А.Р. Мощный листовой разряд в плотных газах // Тез. докл. III Всес. конфер. по физике газового разряда - Киев: КГУ, 1986. - С. 393-395.
178. Сорокин А.Р. Одноканальный скользящий разряд с высокой направленностью // Письма в ЖТФ, 1987. Т.13, в. 2. - С. 94-97.
179. Справочник по лазерам. Т.1 / Под ред. А.М. Прохорова - М.: Сов. Радио, 1978. - 495 с.
180. Станкевич Ю.Л. Начальная стадия электрического разряда в плотных газах //Журнал технической физики, 1970. Т.40, в.7. - С. 1476-1485.
181. Стрэттон Дж. Теория электромагнетизма. - М.: ОГИЗ, 1948. - 539с.
182. Тамм И.Е. Основы теории электричества. - М.: Наука, 1989. - 504 с.
183. Тихонов А.Н., Самарский А.А. Уравнения математической физики. - М.: Наука, 1977. - 735 с.
184. Тозони О.В. Метод вторичных источников в электротехнике. - М.: Энергия, 1975. - 295 с.
185. Тонстов Г.П. Ряды Фурье. - М.: Наука, 1980. - 381 с.
186. Трантер К.Д. Интегральные преобразования в математической физике. - М.:ИТТЛ, 1950.- 204 с.
187. Турчак Л.И. Основы численных методов. - М.: Наука, 1987. - 318 с.
188. Тютюев В.А., Булатов В.А. Неоднородное электростатическое поле – стимулятор посевных качеств семян зерновых культур // Электронная обработка материалов, 1972, №8 (136). - С. 13-14.
189. 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.
190. Филлипов Ю.В., Вобликова В.А., Пантеев В.И. Электросинтез озона. М.: Из-во МГУ, 1987. - 237 с.
191. Формирование стабилизирующих газовой разряд приборьерных слоев в стационарной системе электродов острие - диэлектрическая пластина-экран / О.А. Журавлев., А.И. Федосов, В.П. Марков, А.В. Ивченко. - Деп. в ВИНТИ, №865-В98 от 25.03.98 - 69 с.
192. Формирование униполярного газового разряда в промежутке с подвижным электродом и применение его для исследования процессов взаимодействия с поверхностными зарядно-разрядными структурами / О.А. Журавлев, В.П. Марков, А.И. Федосов, В.П. Шорин. - Деп. в ВИНТИ, №864-В98 от 25.03.98 - 55 с.
193. Характеристики стримерной короны, используемой для очистки атмосферного воздуха от органических и неорганических примесей / А.З.

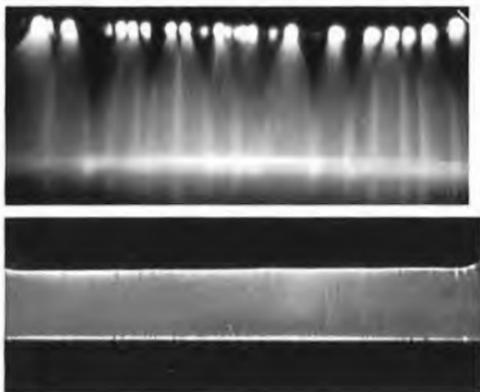
- Понизовский, А.А. Абрамов, С.Г. Гостев и др. // Тез. докл. VI конфер. по физике газового разряда. - Казань: КАИ, 1992. - С. 107-108.
194. Шафферт Р.М. Электрография. - М.: Мир, 1963.- 417 с.
195. Шрейдер А.В. Оксидирование алюминия и его сплавов. - М.: Metallurgy, 1960. – 220 с.
196. Шорин В.П., Бакулин И.А., Журавлев О.А., Ивченко А.В. Исследование интегральных характеристик коронного разряда барьерного типа // Известия Самарского научного центра РАН, 2004. Т.6, №1. - С. 113- 118.
197. Шорин В.П., Журавлев О.А., Ивченко А.В. Результаты зондовых измерений потенциала на поверхности диэлектрика в промежутке с униполярным коронным разрядом // Известия Самарского научного центра РАН, 2003. Т.5, №1. - С.32-36.
198. Шорин В.П., Журавлев О.А., Ивченко А.В. Феноменологическое описание униполярного коронного разряда в промежутке с диэлектрическим барьером // Естественные. Экономика. Управление. – Самара: СГАУ, 2002. Т.1, Вып.3. - С.32-35.
199. Шорин В.П. Журавлев О.А., Федосов А.И., Марков В.П. Процессы формирования скользящего разряда на диэлектрических подложках с потенциальным барьером. – М.: Изд-во «Логос», 2000. - 152 с.
200. Электреты / Под ред. Г. Сесслера.- М.: Мир, 1983. - 487 с.
201. Электрографическая визуализация структуры фронта скользящего разряда / О.А. Журавлев, А.В. Киселев, А.П. Кусочек. и др.// Письма в ЖТФ, 1988. Т.14, в. 21. - С. 1933-1938.
202. Электроразрядные аспекты формирования скользящего разряда / О.А. Журавлев, А.В. Ивченко, В.П. Марков и др. - Деп. в ВИНТИ, №2925-В98 от 05.10.98 - 7 с.
203. Neugebauer H.E.J. Electrostatic fields in xerography // Appl. Optics, 1964, №3.-P. 117-129.
204. Post M., Corke T. Separation Control on High Angl of Attack Airfoil Using Plasma Actuators // AIAA Journal, 2004. Vol. 42, №11. – P. 2177 – 2184.
205. The International Workshops on Magneto- and Plasma Aerodynamics for Aerospace Applications // High Temperature Institute of RAS, Moscow, 1999–2003, 2005, 2007.

БАРЬЕРНО-СТАБИЛИЗИРОВАННЫЕ ГАЗОВЫЕ РАЗРЯДЫ И ИХ ПРИМЕНЕНИЕ

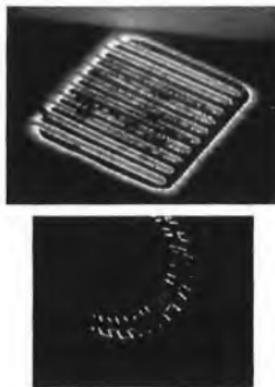
Руководители работ д.т.н. Журавлев О.А., к.т.н. Ивченко А.В.

Целью исследований является формирование однородных газовых разрядов в воздухе атмосферного давления и изучение их характеристик применительно к задачам разработки и создания газоразрядных генераторов для озонотерапии, бактерицидной очистки, дезодорации и нормализации воздушной среды, а также стерилизации и модифицирования поверхности материалов.

**Барьерная корона постоянного тока
(Патенты № 2030046, 2106049)**



Незавершенный поверхностный разряд в потоке газа



В результате исследований:

- разработаны методы и средства возбуждения и диагностики газовых разрядов на стационарных и движущихся диэлектрических подложках с минимальным уровнем тепловыделения;
- получены модели генераторов озона для медицины, плазмохимические генераторы и ионизаторы для санитарно-гигиенической обработки воздуха, установки для поверхностной обработки материалов;
- ряд газоразрядных установок прошел апробационные испытания в реальных условиях эксплуатации.

Озонаторы для медицины



Плазмохимические генераторы для очистки воздуха



Установка для сухого протравливания семян



Научное издание

Журавлев Олег Анатольевич, Ивченко Алексей Викторович,
Бакулин Игорь Александрович, Стрельников Александр Юрьевич

**БАРЬЕРНАЯ КОРОНА ПОСТОЯННОГО ТОКА:
ПРОЦЕССЫ ФОРМИРОВАНИЯ
И ПРИМЕРЫ ПРИМЕНЕНИЯ**

Под редакцией академика РАН
В.П. Шорина

Рецензенты:

доктор технических наук, профессор В.И. Богданович
кандидат физ.-мат. наук, доцент Х.Д. Ламажапов

Подписано в печать: 14.12.2010 г.
Формат: 60x84 1/16. Бумага офсетная.
Печать оперативная. Объем: 10,7 усл.печ.л.
Тираж: 200 экз. Заказ № 757

Отпечатано в типографии АНО «Издательство СНИЦ РАН»
443001, Самара, Студенческий пер., 3а
тел.: (846) 242-37-07