

Федеральное государственное бюджетное образовательное
учреждение высшего образования
«Московский авиационный институт
(национальный исследовательский университет)»



На правах рукописи

ВАЛИУЛЛИН ВАЛЕРИЙ ВЛАДИМИРОВИЧ

**ВОЗДЕЙСТВИЕ ПЛАЗМЫ ЭЛЕКТРОРАКЕТНЫХ ДВИГАТЕЛЕЙ НА
ВЫСОКОВОЛЬТНЫЕ СОЛНЕЧНЫЕ БАТАРЕИ КОСМИЧЕСКИХ
АППАРАТОВ**

Специальность 2.5.15.

«Тепловые, электроракетные двигатели и энергоустановки
летательных аппаратов»

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата технических наук

Научный руководитель:
доктор технических наук, профессор
Надирадзе Андрей Борисович

Москва - 2024

Оглавление

Введение	5
Глава 1 – Электрофизические процессы на поверхности высоковольтных солнечных батарей космического аппарата.....	13
1.1 Особенности конструкции высоковольтных солнечных батарей космических аппаратов.....	13
1.2 Эффекты воздействия магнитосферной плазмы на высоковольтные солнечные батареи	19
1.3 Эффекты взаимодействия плазмы электроракетного двигателя с панелями высоковольтных солнечных батарей	22
1.4 Эффекты взаимодействия ионосферной плазмы с панелями высоковольтных солнечных батарей	25
Глава 2 – Взаимодействие плазмы электроракетного двигателя с радиационно-заряженными поверхностями высоковольтных солнечных батарей.....	27
2.1 Общие положения	27
2.2 Математические модели накопления и релаксации электрического заряда в диэлектрике.....	30
2.2.1 Физико-математическая модель накопления электрического заряда в диэлектрике	32
2.2.2 Математическая модель релаксации накопленного электрического заряда в диэлектрике низкотемпературной плазмой	53
2.3 Валидация математической модели	64
2.4 Численное исследование релаксации накопленного заряда радиационно-заряженного диэлектрика в низкотемпературной плазме	67
2.5 Выводы по главе.....	68

Глава 3 – Электроразрядные процессы на элементах конструкции высоковольтной солнечной батареи в плазме электроракетного двигателя ..	69
3.1 Постановка задачи эксперимента.....	69
3.2 Описание экспериментальной установки	70
3.3 Эксперименты на положительно смещенных электродах	75
3.3.1 Схема и методика эксперимента	75
3.3.2 Основные результаты эксперимента	76
3.3.3 Физическая картина процессов на аноде	82
3.3.4 Вольт-амперная характеристика анода	84
3.3.5 Зондовая характеристика анода.....	86
3.3.6 Тепловая модель анода	91
3.3.7 Коэффициент размножения электронов	98
3.3.8 Феноменологическая модель развития разряда на аноде	101
3.3.9 Критерии возникновения дуговых разрядов на аноде	102
3.4 Эксперименты на отрицательно смещенных электродах	103
3.4.1 Схема и методика проведения эксперимента	103
3.4.2 Основные результаты эксперимента	104
3.4.3 Физическая картина разрядов на катоде	113
3.4.4 Критерии возникновения дуговых разрядов на катоде.....	115
3.5 Выводы по главе.....	116
Глава 4 – Токи утечки и электрические разряды в цепях высоковольтных солнечных батарей космического аппарата.....	117
4.1 Инженерная модель взаимодействия плазмы электроракетных двигателей с высоковольтными солнечными батареями.....	118

4.1.1	Схема расчета взаимодействия плазмы электроракетных двигателей с высоковольтными солнечными батареями	118
4.1.2	Расчетная модель для ионного тока	121
4.1.3	Расчетная модель для электронного тока	123
4.2	Расчет потенциала и токов утечки	125
4.3	Оценка возможности возникновения дуговых разрядов на электродах высоковольтных солнечных батарей в плазме электроракетных двигателей	131
4.4	Рекомендации по защите высоковольтных солнечных батарей от дуговых разрядов, инициированных плазмой электроракетных двигателей	133
4.5	Выводы по главе.....	135
	Заключение.....	136
	Список сокращений и условных обозначений	137
	Список использованной литературы.....	138
	Приложение.....	152

Введение

В настоящее время одним из перспективных направлений развития систем электропитания (СЭП) космических аппаратов (КА) является переход на высоковольтные солнечные батареи (БС) с рабочим напряжением от 100 и более вольт. Это позволяет существенно снизить массу СЭП и, соответственно, увеличить массу полезной нагрузки КА.

Яркой иллюстрацией этой тенденции является трехлетняя программа NASA (2001–2003 гг.) по разработке системы питания двигателя на эффекте Холла с так называемым прямым приводом – D2HET. Данная программа была направлена на значительное уменьшение сложности, массы и стоимости энергосистемы по сравнению с обычными низковольтными системами за счет применения БС с рабочим напряжением 300 В. Результаты выполнения этой программы послужили заделом для создания энергосистем следующего поколения, исследования которых ведутся в настоящее время.

Однако увеличение рабочего напряжения БС сопряжено с риском возникновения вторичных дуговых разрядов (ВДР), способных привести к разрушению элементов конструкции высоковольтных БС (ВБС) и значительному снижению их выходной мощности. Такие разряды могут быть инициированы первичными электростатическими разрядами (ЭСР), возникающими при электризации КА, находящихся в среде геомагнитной плазмы, а также плазмой электроракетных двигателей (ЭРД), которые широко применяются для управления полетом современных КА.

Первые аномалии в работе ВБС, связанные с электроразрядными явлениями, были зафиксированы в 1997 г. В период с 1997 по 2002 гг. было зарегистрировано 32 отказа по причине возникновения дуговых разрядов. Повреждения ВБС коммерческих телекоммуникационных спутников в результате дугового разряда за указанный период обошлись из-за убытков и расходов на перепроектирование более чем в 100 млн долларов. Пострадали и программы NASA.

Чтобы обеспечить надежную работу ВБС в космосе, необходимо создать эффективные средства защиты от дуговых разрядов, что является сложнейшей научно-технической и технологической задачей, сопряженной с глубоким изучением физики процессов взаимодействия геомагнитной плазмы и плазмы ЭРД с элементами конструкции ВБС КА.

Успешное решение этих задач создаст условия для перехода на перспективные высоковольтные СЭП и значительно снизит аномалии, происходящие на ВБС КА в околоземном космическом пространстве.

В связи с изложенным **актуальность темы исследования** определяется: в научном плане – необходимостью развития современных теоретических представлений о процессах дугообразования на электродах ВБС, находящихся в плазменной среде ЭСР, в практическом отношении – необходимостью разработки эффективных средств защиты ВБС от дуговых разрядов и методов испытания ВБС в лабораторных условиях.

Данное исследование проведено в рамках научно-исследовательской работы «Проведение испытаний образцов БС на несущей конструкции различных типов в вакуумной камере под воздействием электронов» (договор МАИ с АО «Сатурн» №498 от 14 декабря 2020 г.), составной части опытно-конструкторской работы «Проведение испытаний образцов БС на воздействие струй СПД» (договор МАИ с АО «Сатурн» №59840-02080 от 02 августа 2021 г.) и составной части опытно-конструкторской работы «Проведение испытаний образцов БС на воздействие струй СПД» (договор МАИ с АО «Сатурн» №59850-02080 от 16 марта 2022 г.), а также инициативных научно-исследовательских работ кафедры 208 МАИ.

Степень разработанности темы исследования.

Вакуумные дуговые разряды исследуются уже более 60 лет. Одна из первых классических работ в этой области принадлежит И.Г. Кесаеву. Значительный вклад в теорию вакуумных дуговых разрядов внес академик Г.А. Месяц. Существует множество других работ, в том числе современных, выполненных с применением мощных компьютерных программ

моделирования, в которых раскрыты многие закономерности дуговых разрядов в вакууме. Однако практически все исследователи отмечают, что данная тема до конца не может быть раскрыта, поскольку кинетика дугового разряда во многом определяется спецификой электродов и среды, в которой происходит его горение.

Первые публикации по дуговым разрядам на ВБС появились за рубежом еще в начале 1970-х годов. В последующие годы выходило до нескольких сот публикаций в год, что в общей сложности составило более 5 тыс. работ. К наиболее известным авторам можно отнести D.C. Ferguson, I. Katz, S. Hosoda, J. Kim, M. Cho и еще более 20 исследователей.

В России дуговые разряды между электродами БС впервые наблюдались в 1987 г. Л.С. Новиковым, В.А. Летиным, Л.С. Гоценко. В связи с распадом СССР в 1991 г. исследования в этом направлении практически полностью остановились. Исследования возобновились только после 1995–2000 гг. Были опубликованы работы Г.В. Бабкина, Н.И. Ягушкина, А.И. Акишина. Но общее количество публикаций по данной тематике в отечественных изданиях до недавнего времени не превышало 15.

Вопросы взаимодействия геомагнитной плазмы с поверхностями КА в рамках проблемы электризации в России исследовались Л.С. Новиковым, М.П. Бургасовым, О.С. Графодатским, В.М. Антоновым, А.Г. Пономаренко и многими другими учеными.

Отдельным блоком этих исследований являются работы, направленные на изучение процессов в твердом теле при их радиационном облучении потоками магнитосферной плазмы. Эти процессы чрезвычайно сложны и многообразны и до сих пор не имеют единого, общепризнанного модельного описания. Наиболее известными специалистами в этой области являются Н.И. Ягушкин, Э.А. Гостищев, А.И. Сергеев, В.И. Шаповалов, H.J. Fitting, N. Cornet, X. Meuya.

Большой пласт работ посвящен дуговым разрядам на ВБС, инициированным первичными ЭСР, а также устойчивости высоковольтных

СЭП к дугообразованию. Среди отечественных специалистов в этой области следует отметить В.М. Зыкова и В.А. Батракова с их учениками.

Вопросы взаимодействия плазмы ЭРД с поверхностями КА изучены существенно меньше. Однако и в этой области имеется большое количество работ, включая программные продукты (например, SPIS), позволяющие моделировать эти процессы. Наиболее известными авторами в этой области являются М. Takahashi, Wartelski Matias, Theroude Christophe, Azziz Yassir.

Еще в меньшей степени изучены электроразрядные явления, протекающие на открытых электродах высоковольтных БС в плазме ЭРД. Имеется множество экспериментальных работ, показывающих, что такие разряды возможны и могут приводить к разрушению конструкции БС. В этой области наиболее известны работы М. Cho, Т. Shneider, Т.W. Kerslake, D. Ferguson, G.A. Jongeward, I.G. Mikellides, D.E. Hastings и ряда других авторов. Несколько работ посвящены определению токов утечки через плазму ЭРД и ионосферную плазму, например, работы Е.М. Твердохлебовой, А.Г. Корсуна, V. Khaums.

Однако несмотря на большое количество работ в этой области, до сих пор отсутствуют модели, описывающие развитие дуговых разрядов на электродах ВБС, находящихся в плазменной среде ЭРД, а также критерии, позволяющие определить возможность возникновения дуговых разрядов во время проведения испытаний и в условиях летной эксплуатации ВБС.

Исходя из этого были выбраны объект и предмет исследования, сформулированы цели и задачи исследования, выбраны методы решения поставленных задач.

Объект исследования: процессы взаимодействия геомагнитной плазмы и плазмы ЭРД с поверхностями высоковольтных БС КА.

Предмет исследования: основные закономерности и критерии возникновения электрических разрядов на диэлектрических поверхностях и на открытых электродах высоковольтных БС КА в плазме ЭРД.

Цель исследования: разработка моделей взаимодействия плазмы ЭРД с ВБС КА, формулировка критериев возникновения дуговых разрядов на открытых электродах ВБС.

Задачи исследования:

1. Разработка математической модели накопления и релаксации электрического заряда в диэлектрических материалах ВБС под действием геомагнитной плазмы и плазмы ЭРД. Численное исследование возможности возникновения электрического пробоя радиационно-заряженного диэлектрика при воздействии на него плазмы ЭРД;

2. Экспериментальное определение токов утечки и условий возникновения дуговых разрядов на положительно и отрицательно смещенных электродах в зависимости от концентрации плазмы, потенциала и материала электродов;

3. Разработка феноменологической модели возникновения и развития электрического разряда на открытых электродах высоковольтной БС, формулирование критериев перехода этого разряда в дуговой режим;

4. Разработка инженерной модели для оценки потенциалов и токов утечки с электродов полноразмерной высоковольтной БС, определение возможности возникновения дугового разряда между электродами высоковольтной БС.

Научная новизна результатов исследования:

1. Разработана физико-математическая модель взаимодействия плазмы ЭРД с поверхностью радиационно-заряженных диэлектрических материалов ВБС КА;

2. Численно показано, что при появлении плазмы ЭРД над поверхностью радиационно-заряженных диэлектрических материалов ВБС не приводит к их пробоям. Накопленный в объеме диэлектрика отрицательный электрический заряд сохраняется, но компенсируется положительным зарядом, локализованными в тонком приповерхностном слое материала;

3. Разработана феноменологическая модель возникновения и развития дугового разряда на положительно смещенных электродах высоковольтной БС в плазме ЭРД;

4. Сформулированы критерии возникновения дуговых разрядов на открытых электродах высоковольтной БС в плазме ЭРД;

5. Определены характерные значения потенциала и токов утечки через плазму ЭРД с электродов высоковольтной БС;

6. Показано, что на открытых электродах ВБС КА с ЭРД могут возникать условия для развития дуговых разрядов.

Теоретическая и практическая значимость результатов исследования:

1. Полученные экспериментальные данные позволяют обосновать выбор конструктивных элементов ВБС, параметры системы измерений и режимы испытаний ВБС на устойчивость к дугообразованию в плазме ЭРД;

2. Выработаны рекомендации, позволяющие снизить риск возникновения разрядных явлений на высоковольтных БС КА, работающих в плазме ЭРД;

3. С использованием предложенных моделей и критериев возникновения дуговых разрядов на ВБС разработана и успешно реализована Программа-методика испытаний ВБС перспективного КА с ЭРД (акт внедрения АО «Сатурн» № 45/22-24 от 30.09.2024).

Методология и методы исследования.

В работе использованы экспериментальные и теоретические методы исследования. В экспериментах применялись современные методы регистрации параметров плазмы и электрического разряда. Физико-математические, феноменологические и инженерные модели, представленные в работе, построены на известных принципах физики конденсированного состояния, физики вакуумных разрядов и теории электрических зондов Ленгмюра.

Положения, выносимые на защиту:

1. Физико-математическая модель накопления и релаксации электрического заряда в диэлектрических материалах ВЭС под действием геомагнитной плазмы и плазмы ЭРД и результаты численных исследований, полученные с ее использованием;
2. Результаты экспериментального исследования характеристик вакуумных разрядов на модельных электродах ВЭС в плазме ЭРД;
3. Феноменологическая модель развития дугового разряда на положительно смещенных электродах высоковольтной БС в плазме ЭРД;
4. Критерии возникновения дуговых разрядов на положительно и отрицательно смещенных электродах высоковольтной БС в плазме ЭРД;
5. Инженерная модель для оценки потенциалов и токов утечки с электродов полноразмерной высоковольтной БС и результаты численного моделирования, полученные с ее использованием.

Степень достоверности и обоснованности результатов исследований.

Достоверность результатов экспериментальных исследований обеспечена применением современных методик измерений, сбора и обработки данных. Все экспериментальные работы проводились на аттестованном оборудовании. Обоснованность теоретических результатов обусловлена корректным выбором исходных положений, основных допущений и ограничений при постановке задач. Результаты расчетов подтверждаются экспериментальными данными, полученными как в данной работе, так и в работах других исследователей.

Вклад автора в проведенное исследование.

1. В расчетно-теоретической части: разработка всех представленных в работе моделей, проведение расчетов, оценка параметров и верификация моделей с использованием экспериментальных данных.
2. В экспериментальной части: постановка и проведение всех экспериментальных исследований, разработка и изготовление

экспериментальных узлов и системы автоматизации эксперимента, обработка и анализ полученных экспериментальных данных.

Апробация результатов работы.

Результаты работ были доложены в рамках 11 российских и международных конференций: 19-й, 20-й, 21-й, 22-й Международных конференций «Авиация и космонавтика» (Москва, 23–27 ноября 2020 г., 22–26 ноября 2021г., 21–25 ноября 2022г., 20–24 ноября 2023г.), XXI, XXIII, XXIV Межвузовской молодежной научной школы конференции имени Б.С. Ишханова «Концентрированные потоки энергии в космической технике, электронике, экологии и медицине» (Москва, 23–24 ноября 2020 г., 23–24 ноября 2022г., 22–23 ноября 2023г.), XLVIII, XLIX Международной молодежной научной конференции «Гагаринские чтения» (Москва, 10–12 октября 2022г., 11–14 апреля 2023г.), XXII Международной конференции по Вычислительной механике и современным прикладным программным системам (ВМСППС'2021) (Алушта, 4–13 сентября 2021г.), XIV Международной конференции по Прикладной математике и механике в аэрокосмической отрасли (АММАГ'2022) (Алушта, 4–13 сентября 2022г.).

Публикации по теме диссертации.

По теме диссертации опубликовано **5** работ в рецензируемых научных изданиях, входящих в перечень ВАК РФ. Из них **4** работы опубликовано по научной специальности 2.5.15. «Тепловые, электроракетные двигатели и энергоустановки летательных аппаратов» (технические науки) и **1** работа по смежной научной специальности 1.3.8. «Физика конденсированного состояния» (физико-математические, технические науки).

Структура и объем работы.

Диссертация изложена на 152 страницах машинописного текста, включает в себя 60 рисунков, 4 таблицы, а также 100 библиографических ссылок. Работа разделена на введение, 4 главы содержательной части, заключение, список сокращений и условных обозначений, список литературы, приложение.

Глава 1 – Электрофизические процессы на поверхности высоковольтных солнечных батарей космического аппарата

1.1 Особенности конструкции высоковольтных солнечных батарей космических аппаратов

Повышение требований к СЭП КА приводит к необходимости создания солнечных энергоустановок, обладающих высокими энерго-массовыми характеристиками с увеличенным ресурсом работы. Одним из путей увеличения энерго-массовых характеристик солнечных энергоустановок КА является повышение рабочего напряжения БС выше 100 вольт. Такие БС называют высоковольтными. ВБС позволяют уменьшить массу СЭП КА за счет снижения массы кабельной сети и преобразователей напряжения [1,2]. Наиболее существенное снижение массы СЭП возможно при применении ВБС в связке с мощными ЭРД [3,4]. Такое применение в энергосиловой установке КА позволит исключить преобразователи напряжения, что приведет к уменьшению массы СЭП на десятки килограмм и к увеличению полезной нагрузки [5].

В настоящее время БС КА состоят из каскадных гетероструктурных фотоэлектрических преобразователей (ФЭП) из арсенида галлия (GaAs) и подобных ему полупроводниковых материалов A^3B^5 на германиевой подложке. Материал A^3B^5 является твердым расплавом арсенида галлия, состоящим из материалов: арсенид алюминия-галлия (AlGaAs), арсенид индия-галлия (InGaAs) и др. Основными преимуществами каскадных ФЭП на основе арсенида галлия по сравнению с кремниевыми ФЭП являются: повышение коэффициента полезного действия (КПД) до 30 %, радиационная стойкость, увеличивающая срок эксплуатации БС с 10 до 15 лет для КА, подверженных высокому радиационному воздействию, и возможность работы при повышенных значениях концентрированного солнечного излучения, что возможно благодаря высокому температурному диапазону работы (от -170°C до $+100^{\circ}\text{C}$) [6,7]. Каскадные гетероструктурные ФЭП

являются монокристаллами и могут быть выращены только методом газофазной эпитаксии из металлоорганических и гидридных соединений [8].

На рисунке 1.1 приведено схематическое изображение трехкаскадного гетероструктурного InGaP / InGaAs / Ge ФЭП [6].

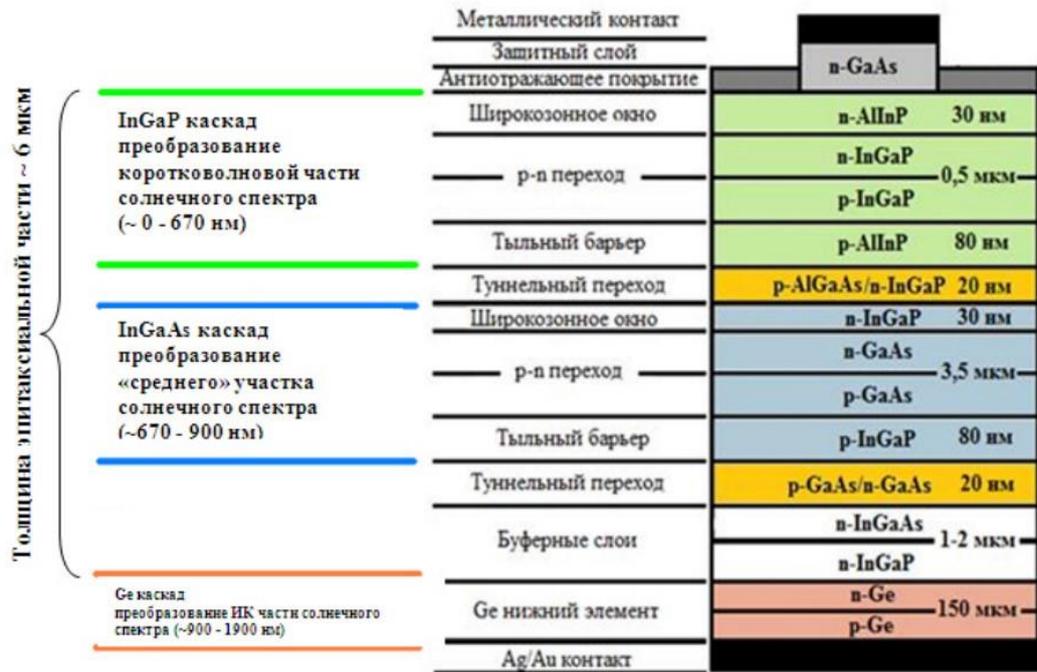


Рисунок 1.1 – схематическое изображение трехкаскадного гетероструктурного InGaP / InGaAs / Ge ФЭП [6]

Каждый каскад создан из материалов с различными значениями ширины запрещенной зоны ΔE_g : у InGaP $\Delta E_g = 1,9$ эВ, у InGaAs $\Delta E_g = 1,41$ эВ, у Ge $\Delta E_g = 0,66$ эВ. Поэтому трехкаскадные ФЭП способны преобразовывать солнечное излучение в широком диапазоне длин волн. Так, каскад InGaP поглощает фотоны с длиной волны от 0 до 670 нм, InGaAs – от 670 до 900 нм и Ge – от 900 до 1900 нм [6].

Конструкция ФЭП космического применения кроме полупроводниковой структуры состоит из сплошной и гребенчатой контактной структуры на тыльной и лицевой сторонах ФЭП соответственно антиотражающего и защитного стеклянного покрытий.

Контактная структура ФЭП состоит из токосъемных полосок контактной сетки, основного контакта и токосъемных площадок.

Материалом для контактной сетки выбираются такие металлы, как Ag, Au, Ni, Ti, Pd, имеющие хорошую адгезию и электропроводность. Гребенчатую контактную структуру с толщиной профиля 4–8 мкм создают с помощью «взрывной» фотолитографии с дальнейшим нанесением металлического покрытия методом термовакuumного распыления.

Антиотражающее покрытие (АОП) ФЭП, называемое также просветляющим покрытием, уменьшает отражение от поверхности солнечного излучения. АОП состоит из двух- или трехслойного покрытия с применением материалов ZnS, TiO₂, CeO₂ для высокого показателя преломления и MgF₂, Al₂O₃, SiO₂ – для низкого показателя. Данные покрытия создаются методом электронно-лучевого испарения в вакууме. Толщина покрытия составляет 40–70 нм [6].

Защитное стеклянное покрытие ФЭП – оптическое бесцветное неорганическое стекло, устойчивое к воздействию радиационного излучения. Как правило, применяются защитные стекла марки К-208, относящиеся к группе стекол «крон», имеющее меньшее значение преломления ($<1,6$) и большее значение коэффициента дисперсии (>55). Показатель преломления зависит от содержания в стекле окислов свинца PbO. Стекла марки «крон» содержат менее 3 % PbO. Стекла марки К-208 имеют коэффициент преломления 1,5184, а коэффициент дисперсии 63,38. Устойчивость стекла к воздействию радиационного излучения достигается добавкой окиси церия CeO₂. Такие стекла меньше окрашиваются (темнеют) после воздействия радиационного излучения. Добавка цифры 200 в порядковый номер марки стекла К-8 говорит о высокой степени устойчивости к радиационному излучению. Производят такие стекла на Лыткаринском заводе оптического стекла (ЛЗОС), являющемся одним из крупнейших в Европе [9].

Принципиальная схема работы ФЭП на основе p-n-переходов показана на рисунке 1.2.

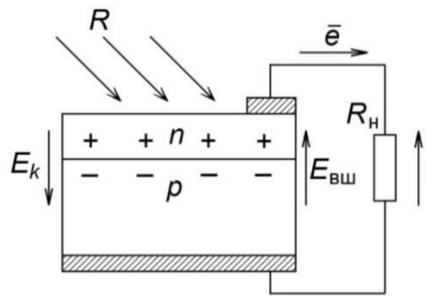


Рисунок 1.2 – Принципиальная схема ФЭП на основе p-n-перехода:

E_k – контактная разность потенциалов; R – световой поток; $E_{вщ}$ – внешнее (генерируемое) электрическое поле; R_n – сопротивление нагрузки

Наиболее важным параметром ФЭП является его коэффициент полезного действия (КПД), определяемый следующим образом:

$$\eta = I_n U_n / P_c, \quad (1.1)$$

где P_c – мощность солнечного излучения (Вт); I_n, U_n – ток и напряжение на нагрузке [10].

Коэффициент полезного действия (КПД) современных ФЭП варьируется от 26 до 30 %. Плотность тока короткого замыкания составляет примерно 17 мА/см², напряжение холостого хода не превышает 2,7 В.

Внешний вид ФЭП представляет из себя пластину с фасками площадью примерно 30 см². На рисунке 1.3 представлены ФЭП производства ПАО «Сатурн» (а) и «НПП «Квант» (б) [6].



а)



б)

Рисунок 1.3 – ФЭП производства ПАО «Сатурн» (а) и «НПП «Квант» (б) [6]

Множество отдельных ФЭП последовательно-параллельно соединяются с шунтирующими диодами в фотогенерирующие части (ФГЧ) БС. Внешний вид, схема сборки и структура ФЭП с различным расположением шунтирующих диодов приведены на рисунке 1.4 [11].

ФЭП с шунтирующим диодом могут быть в виде отдельного элемента (рисунок 1.4а), в интегральном виде (рисунок 1.4б) либо монолитно располагаться в ФЭП (рисунок 1.4в).

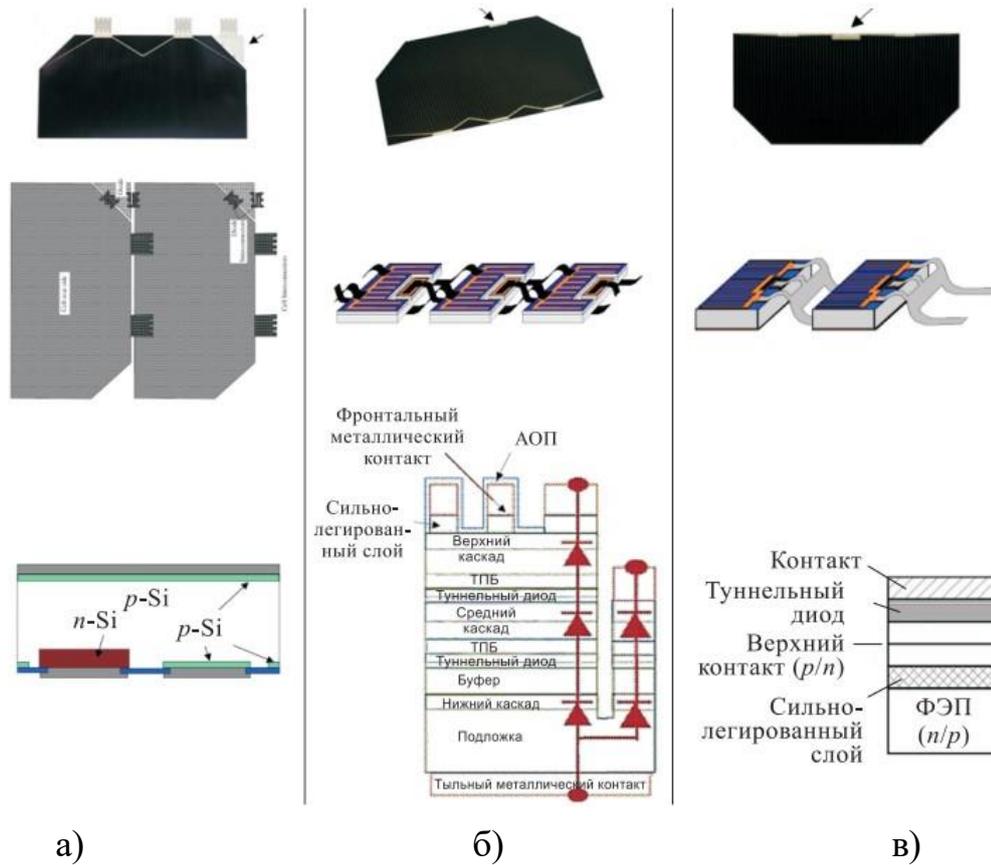


Рисунок 1.4 – Внешний вид (верхний ряд), схема сборки (средний ряд) и структура ФЭП с шунтирующим диодом (нижний ряд) производства Azur Space Solar Power GmbH, Германия:

а – ФЭП с шунтирующим диодом в виде отдельного элемента; б – ФЭП с интегрированным шунтирующим диодом; в – ФЭП с монокристаллическим шунтирующим диодом (стрелкой отмечено расположение шунтирующего диода) [11]

В России БС КА в основном представляют из себя полужесткие конструкции с жесткой силовой рамой и натянутой на раму гибкой подложкой, на которую крепятся ФГЧ. Жесткая силовая рама в виде панели каркаса состоит из трубок (магниевого сплава МА-2-1 или АмГбМ или углепластика [11]), соединенных между собой фитингами. В качестве гибкой подложки выступает фотоэлектрическая батарея (БФ), состоящая из натянутых на раму струн (шнуры ШТС-07 из высокомодульного волокна СВМ7 [11]), на которые приклеиваются ФЭП. От 4 до 10 параллельно соединенных шарнирами панелей каркаса соединяются в пакет. Кроме этого, БС включает в себя систему ориентации и стабилизации [12]. На рисунке 1.5

показан пример БС на основе трубчатого каркаса площадью 44 м² и мощностью 7,5 кВт производства АО «Решетнёв» [13].

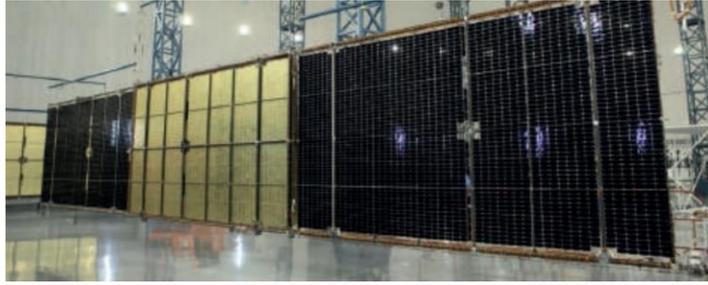


Рисунок 1.5 – БС производства АО «Решетнев» [13]

Также создаются БС с жесткой конструкцией каркаса в виде сотовых панелей. Эти панели состоят из сотового наполнителя, формируемого полимеризацией лент из углепластикового препрега, и полиамидной пленки с лицевой стороны [11]. Пример БС на трехслойных сотовых панелях КА «Ямал-200» производства ПАО «РКК «Энергия» им. С.П. Королева» представлена на рисунке 1.6 [14].



Рисунок 1.6 – БС КА «Ямал-200» на трехслойных сотовых панелях, изготовления ПАО «РКК «Энергия» им. С.П. Королева» [14]

БС КА имеют следующие характерные параметры: удельная масса БС – от 1,7 до 2,6 кг/м², удельная мощность БС – от 5,1 до 8,8 кг/кВт. Удельная масса перспективных БС может иметь значения <1,5 кг/м², что достигается применением тонких ФЭП с толщиной 80...100 мкм [14].

Для БС с напряжением более 100 В характерно применение более тщательной и более толстой изоляции высоковольтных цепей, особое размещение ФЭП, исключаяющее большую разность потенциалов между соседними элементами. В некоторых конструкциях, в том числе зарубежных, применяют гальваническую развязку между ФГЧ и каркасом БС. Значительное повышение надежности достигается за счет пространственного разделения положительной и отрицательной шин БС.

1.2 Эффекты воздействия магнитосферной плазмы на высоковольтные солнечные батареи

На орбитах 1000 км и выше вокруг Земли находится горячая магнитосферная плазма. Эта плазма имеет концентрацию заряженных частиц от 10^5 до 10^7 м⁻³ и диапазон энергий 1-300 кэВ. Также потоки горячей плазмы встречаются в высокоширотных областях (наклонение орбиты $>70^\circ$) на низких орбитах (200–2000 км). Данная плазма называется авроральной радиацией. Она отличается от горячей магнитосферной плазмы на высоких орбитах тем, что электроны и протоны разнесены между собой и их потоки можно рассматривать отдельно.

Особенностью горячей магнитосферной плазмы является двухтемпературная максвелловская функция распределения энергетического спектра с двумя характерными энергиями $kT_1 \cong 0.2 - 0.4$ кэВ и $kT_2 \cong 5 - 10$ кэВ [15].

Горячая магнитосферная плазма приводит к электризации (радиационному зарядению) внешних диэлектрических поверхностей КА, например, таких как защитные стекла ФЭП, изоляция кабелей, монтажные платы и т.п. Электризация различных по электрофизическим свойствам элементов поверхности КА приводит к дифференциальной зарядке – возникновению разности потенциалов между соседними элементами конструкции. При превышении пробойных значений электрического поля между элементами поверхности возникают ЭСР. ЭСР можно считать первичными разрядами, создающими низкотемпературную плазму на поверхности функциональных поверхностей КА. Такие разряды могут протекать как по поверхности диэлектрических поверхностей (flash-over discharges), так и выбросом плазмы в окружающее пространство (blow-off discharges) [16]. Пробой, возникающий на защитных стеклах ФЭП, создает фигуры Лихтенберга, снижающие прозрачность покрытия для солнечного излучения [17].

Оба этих типа разряда наблюдались в лабораторных экспериментах на стеклах К-208 во время облучения пучком электронов со средней энергией 20–50 кэВ. Отмечается, что разряды с выбросом плазмы образуются с газонаполненных микровыступов, представляющих из себя пузырьки молекулярного кислорода. При определенных условиях в стекле возникают разряды, развивающиеся по поверхности, с образованием разветвленных разрядных каналов (фигур Лихтенберга) [18].

Кроме этого, горячая магнитосферная плазма в диэлектрических поверхностях приводит к радиационно-стимулированным напряжениям, перестройке кристаллической решетки стекла и образованию газонаполненных пузырьков. При плотностях потока протонной составляющей плазмы больше $5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$ изменяется морфология рельефа поверхности стекла за счет локального разогрева, приводящего к расширению материала и переносу массы в облучаемом слое. За счет этого возникают механические напряжения, приводящие к образованию микротрещин в стекле [19].

Также магнитосферная плазма под действием ионизирующего излучения приводит к окрашиванию (затемнению) защитных стекол БС и генерирует электронно-дырочные пары в нем. Рекомбинация этих пар может приводить к возникновению радиoluminesценции, радиационным центрам окраски и накоплению внедренного электронного заряда [20].

Радиационное окрашивание защитных стекол зависит в основном от дозы и мощности дозы ионизирующего излучения, практически не завися от его вида. Установлено, что ловушки, имеющиеся в запрещенной зоне оптического материала, заполненные электронами и дырками, ответственны за образование центров окраски при дозах 10^3 - 10^6 Гр. При этом изотермический отжиг центров радиационного окрашивания позволяет снизить эффект воздействия ионизирующего воздействия на диэлектрик [20].

В среде магнитосферной плазмы КА приобретает высокий отрицательный потенциал, примерно равный минус 1–10 кВ. При этом

глубина проникновения электронов магнитосферной плазмы в диэлектрические материалы КА составляет пару десятков микрон. Поэтому такой тип зарядки КА называют поверхностным зарядением. Кроме этого, существует объемное зарядение диэлектрических материалов КА электронами радиационных поясов Земли с характерными энергиями 2–10 МэВ. Глубина проникновения этих электронов в диэлектрик составляет 0,5–2 см [15].

На сегодняшний день имеются теоретические и математические модели физических механизмов электризации КА в магнитосферной плазме. Созданы компьютерные модели электризации КА в рамках проектов SPIS (Space Plasma Interaction System) и SPINE (Space Plasma Interaction Network in Europe) [15].

Также существуют математические модели радиационной зарядки диэлектриков [21,22]. Эти модели отличаются сложностью и разнообразием процессов кинетики заряженных носителей зарядов в твердом теле. Сложность радиационной зарядки диэлектрических материалов обусловлена самосогласованностью таких параметров, как, например, ток вторичной электронной эмиссии от напряженности электрического поля на поверхности диэлектрика или зависимость энергии электронов пучка от потенциала диэлектрика. Кроме этого, существенное влияние на параметры радиационной зарядки диэлектрика оказывает радиационно-индуцированная проводимость [23].

Стоит сказать, что ЭСР в момент пробоя диэлектрического материала создают низкотемпературную плазму, которая может спровоцировать вторичные дуговые разряды на открытых электродах ВБС. При этом механизмы взаимодействия низкотемпературной плазмы с радиационно-заряженными диэлектрическими поверхностями КА требуют исследования и модельного описания.

1.3 Эффекты взаимодействия плазмы электроракетного двигателя с панелями высоковольтных солнечных батарей

В среде-плазмы ЭРД на ВБС КА возникают токи утечки, которые при определенных условиях могут привести к появлению ВДР на открытых электродах. ВДР способны разрушить элементы конструкции батареи и значительно снизить ее выходную мощность. Поэтому решение проблемы обеспечения устойчивости ВБС к негативному воздействию ВДР и токам утечки является важной задачей при переходе на повышенные рабочие напряжения СЭП КА [24-26].

В зависимости от соотношения площадей электродов ВБС и концентрации плазмы в их окрестности, они могут быть смещены как в положительную, так и в отрицательную сторону [27,28].

В зависимости от этого могут происходить ВДР двух типов, различающихся знаком напряжения на открытых электродах ВБС. Первый тип — это дуговой разряд на аноде. Этот тип разряда горит в парах испаряющегося анода и прилегающих к нему диэлектриков. Второй тип – это микродуговые разряды на катоде. Этот тип разряда горит в парах катода и при определенных обстоятельствах может переходить в непрерывный дуговой разряд.

Непрерывные дуговые разряды между электродами ВБС могут быть неустойчивыми и устойчивыми. Экспериментальные исследования показывают, что длительность горения вакуумной дуги является случайной величиной и подчиняется экспоненциальному распределению. При этом среднее время горения дуги экспоненциально растет с увеличением тока разряда [29]. При ограничении тока разряда ниже некоторого порогового значения дуга не загорается.

Плазма струи ЭРД состоит из двух сортов ионов: ускоренных ионов с энергиями сотни и тысячи электронвольт и перезарядочных ионов с первоначальной энергией менее 1 эВ [30]. Перезарядочные ионы генерируются в ядре струи ЭРД и «выталкиваются» из нее за счет

положительного потенциала струи. Эти ионы приобретают энергию порядка 30 эВ. В силу того, что ускоренные и перезарядочные ионы струи ЭРД имеют разные энергии, модели взаимодействия этих ионов с электродами ВБС должны тоже быть разными. Если ускоренные ионы практически не взаимодействуют с электрическим полем ВБС, то перезарядочные ионы значительно меняют свои траектории за счет действия этого поля. Поэтому во втором случае в расчетной модели необходимо учитывать все пространство струи и все заряженные поверхности в окрестности нее [31–33].

Доля перезарядочных ионов в условиях космического пространства не превышает 1–2% полного ионного тока струи плазмы ЭРД. В случае условий стендовых испытаний эта доля может достигать до десятков процентов, поэтому их учет необходим при моделировании взаимодействия ионов струи с панелями ВБС.

Также стоит отметить особенности запуска такого вида ЭРД, как СПД на борту КА. Ускоренная плазма струи двигателя появляется не сразу, а после начала работы полого катода-компенсатора [34]. Сначала происходит прогрев катода-компенсатора, появление низкотемпературной плазмы с высоким содержанием электронов, и только затем появляется основная плазма из газоразрядной камеры двигателя. Поэтому механизмы взаимодействия ВБС с низкотемпературной плазмой в момент включения будут отличаться от рабочего режима двигателя.

В момент загорания ВДР на аноде ВБС потенциал ЭРД, который гальванически изолирован от КА, изменяется в силу того, что практически весь электронный ток от катода-компенсатора перенаправляется на анод батареи, что приводит к перераспределению токов и траекторий заряженных частиц в системе. Эту особенность необходимо учитывать при рассмотрении взаимодействия низкотемпературной плазмы ЭРД и ВБС.

Другой важной задачей является определение распределений плавающего потенциала открытых электродов ВБС и токов утечек через них в плазме ЭРД, так как возникновение ВДР существенным образом зависит от

потенциала на электроде. При этом токи утечки с электродов ВБС снижают энергетические характеристики батареи, однако потери мощности оказываются небольшими [35].

Существуют работы, посвященные определению плавающего потенциала, токов утечки и вероятности возникновения дуговых разрядов на БС, находящихся в плазме ЭРД. Например, в работе [31] приводятся результаты исследования на основе программного обеспечения SPIS [36] плавающего потенциала КА и БС в среде перезарядочной плазмы ЭРД. Оценка вероятности возникновения дуговых разрядов на ВБС приведена в работе [37].

Кроме электроразрядного воздействия плазменной струи ЭРД на ВБС также имеется эрозионное воздействие на поверхности защитных стекол и соединительных шин ФЭП. Эрозия защитных стекол под действием струи ЭРД приводит к изменению прозрачности, что снижает энергетические характеристики батареи [38,39]. Эрозия соединительных шин может приводить к их частичному или полному разрушению, снижению усталостной прочности при длительном термоциклировании.

1.4 Эффекты взаимодействия ионосферной плазмы с панелями высоковольтных солнечных батарей

На высотах 30–1000 км от поверхности Земли расположена холодная ионосферная плазма. Эта плазма имеет концентрацию заряженных частиц в диапазоне 10^6 – 10^{12} м⁻³, а энергия их составляет примерно 0,1 эВ [15]. В этой среде также могут возникать токи утечки и мощные ВДР на ВБС КА.

Опасность ВДР, произошедших на панелях БС низкоорбитальных КА, можно увидеть на рисунке 1.7, на котором показан возвращенный на Землю с помощью космического челнока США «Спейс Шаттл» образец батареи аппарата «EURECA» после воздействия дугового разряда [40].

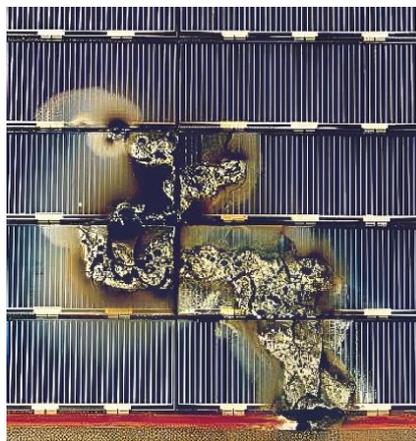


Рисунок 1.7 – Возвращенный на Землю образец БС КА «EURECA» после воздействия дугового разряда [40]

Из этого рисунка видно обширное воздействие устойчивого дугового разряда между БС и корпусом КА [40].

Одной из первых работ по ВДР на панелях БС в среде ионосферной плазмы была работа [41], опубликованная 30 лет назад. В ней говорилось про электрические разряды на ВБС с рабочим напряжением 160 В на космической станции Freedom. Было показано, что при взаимодействии БС с ионосферной плазмой ее каркас может приобретать отрицательный потенциал порядка 120–140 В относительно этой плазмы. Это является причиной пробоев на поверхностях корпуса, выполненных из анодированного алюминия.

Также имеются обширные теоретические и экспериментальные исследования взаимодействия Международной космической станции (МКС) с окружающей ее ионосферной плазмой. Данные исследования подтверждают появление токов утечки на станции и значительную вероятность возникновения мощных дуговых разрядов, способных необратимым образом повлиять на жизненно важные системы станции [42–45]. Так, была предложена методика определения характеристик электрических разрядов, возникающих между конструкцией МКС и положительно смещенными электродами ВБС, в условиях стендовых испытаний [42]. Проведены исследования параметров плазменной среды МКС, возникающих в результате работы газо- и плазменно-эмиссионных систем. Показано, что характеристики плазменной среды МКС определяются геомагнитным полем Земли и электроразрядными процессами, возникающими на поверхности станции. Исследования проводились с помощью плазменного контактора, установленного на борту МКС и представляющего собой источник ксеноновой плазмы. Было зафиксировано, что плазменный шлейф плазменного контактора оказывает большое влияние на распределение электрических токов и потенциалов на поверхности МКС [44]. Аналогичные эффекты могут наблюдаться и на КА с ВБС при работе ЭРД.

Глава 2 – Взаимодействие плазмы электроракетного двигателя с радиационно-заряженными поверхностями высоковольтных солнечных батарей

2.1 Общие положения

На геостационарной орбите Земли КА находится в окружении магнитосферной плазмы. Плавающий потенциал КА в такой плазме имеет высокие отрицательные значения, порядка нескольких киловольт относительно окружающей плазмы [15]. Электроны магнитосферной плазмы, имеющие энергию 0,1–300 кэВ, накапливаются на диэлектрических поверхностях КА и остаются на них на продолжительное время, то есть подвергают диэлектрические поверхности радиационной зарядке. Глубина проникновения электронов магнитосферной плазмы в диэлектрические поверхности КА оценивается на уровне десятков микрон [21]. Накопление электронов магнитосферной плазмы происходит и на диэлектрических поверхностях ВБС КА, к которым относятся защитные стекла ФЭП, монтажные платы (стеклотекстолит), изоляция проводов (полиимид) и ряд других материалов [46].

На сегодняшний день разработано множество физико-математических моделей радиационной зарядки диэлектрических материалов. Имеются математические модели в аналитическом решении и в численном, описывающие среднюю длину пробега [47,48], подвижность [49,50], релаксацию [51] и рекомбинацию [52] носителей зарядов в диэлектриках и в полупроводниках. Некоторые модели основаны на стохастическом методе Монте-Карло [53,54]. Другие моделируют зарядку диэлектрика полностью [21,22, 55–62].

Включение ЭРД на борту КА приводит к изменению картины распределения электрического потенциала на поверхности аппарата [15]. Низкотемпературная плазма струи ЭРД снижает значение электрического потенциала поверхности диэлектрических материалов ВБС КА. Электрический потенциал радиационно-заряженной диэлектрической

поверхности «вытягивает» ионы из низкотемпературной плазмы, которые затем начинают бомбардировать эту поверхность. Бомбардировка поверхности ионами приводит к ионно-электронной эмиссии вторичных электронов, а значит, к образованию приповерхностных дырок в тонком приповерхностном слое диэлектрика толщиной до нескольких десятков атомных слоев [15]. Приповерхностные дырки взаимодействуют с накопленными электронами радиационно-заряженного диэлектрика. Имеются физико-математические модели, описывающие взаимодействие положительных ионов на поверхности диэлектрика с радиационно-накопленными электронами диэлектрика [56]. Механизм этого взаимодействия применительно к случаю нахождения радиационно-заряженного диэлектрика в окружении низкотемпературной плазмы на сегодняшний день недостаточно исследован.

Рассмотрим две гипотезы относительно того, что может происходить с накопленными электронами в радиационно-заряженных диэлектрических материалах ВБС при появлении низкотемпературной плазмы ЭРД.

Первая гипотеза объясняет снижение электрического потенциала поверхности радиационно-заряженного диэлектрика при появлении низкотемпературной плазмы тем, что на поверхности происходит рекомбинация дырок с электронами, накопленными в объеме диэлектрика. В этом случае включение ЭРД уменьшит накопленный отрицательный заряд на поверхности диэлектрических материалов без особых последствий для БС.

Вторая гипотеза утверждает, что сгенерированные дырки не рекомбинируют с электронами, а только компенсируют электрическое поле накопленного отрицательного заряда в диэлектрике. В этом случае на поверхности диэлектрика образуется условный конденсатор, обкладками которого являются слои приповерхностных дырок и электронов, накопленных в объеме диэлектрика.

Если напряженность электрического поля между обкладками этого конденсатора превысит 10^8 В/м, может произойти электрический пробой

диэлектрика. Что касается защитного стекла электрический пробой приведет к деградации его свойств, что может повлечь за собой ухудшение энергетических характеристик ФЭП. Даже если электрический пробой диэлектрической поверхности стекла не произошел сразу после включения ЭРД, то это не значит, что этого не произойдет после нескольких включений ЭРД, поскольку напряженность электрического поля между обкладками рассмотренного конденсатора будет увеличиваться по мере роста поверхностной плотности заряженных носителей на этих обкладках.

Таким образом, целью разработки физико-математической модели взаимодействия низкотемпературной плазмы ЭРД с радиационно-заряженным диэлектриком является определение механизма рекомбинации зарядов на поверхности диэлектриков и возможности возникновения электрического пробоя в объеме диэлектрика.

2.2 Математические модели накопления и релаксации электрического заряда в диэлектрике

Схема взаимодействия радиационно-заряженного диэлектрика с низкотемпературной плазмой ЭРД показана на рисунке 2.1. Процессы взаимодействия протекают в две стадии: 1) накопление электронного заряда в объеме диэлектрика и 2) релаксация накопленного заряда низкотемпературной плазмой.

На первой стадии происходит процесс накопления электронного заряда в диэлектрике под действием магнитосферной плазмы. Поверхность диэлектрика в среде магнитосферной плазмы набирает высокий отрицательный потенциал относительно окружающей плазмы. Эта стадия характеризуется бомбардировкой поверхности стекла ВБС ионами и электронами магнитосферной плазмы. Процесс сопровождается интенсивной вторичной ионно-электронной и электронно-электронной эмиссией с поверхности диэлектрика, что приводит к образованию дырок в приповерхностном слое.

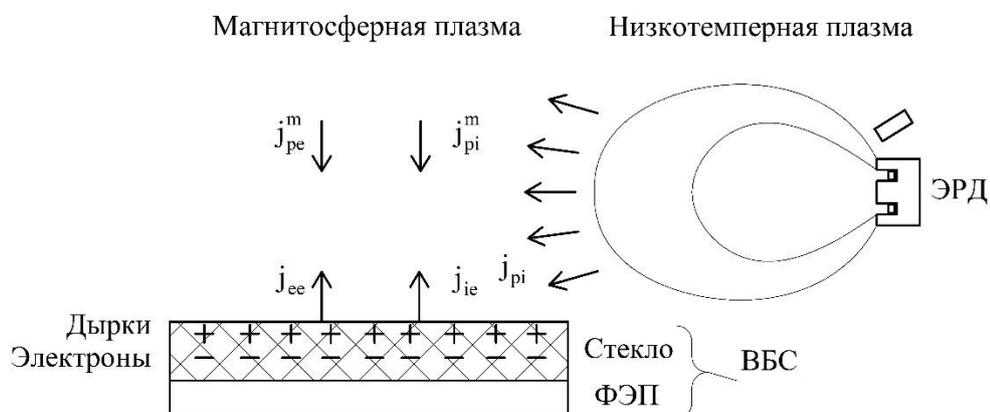


Рисунок 2.1 – Схема взаимодействия радиационно-заряженной ВБС КА с низкотемпературной плазмой ЭРД в среде магнитосферной плазмы

На второй стадии происходит процесс релаксации накопленного заряда в среде низкотемпературной плазмы при включении ЭРД. Высокий отрицательный электрический потенциал диэлектрика «вытягивает» ионы низкотемпературной плазмы ЭРД, что приводит к бомбардировке ионами поверхности диэлектрика. Плотность тока вторичной ионно-электронной

эмиссии с поверхности диэлектрика усиливается, что приводит к генерации дополнительных дырок в приповерхностном слое диэлектрика. Положительный заряд в приповерхностном слое диэлектрика приводит к компенсации электрического поля от электронов, накопленных в объеме диэлектрика. В результате этого увеличивается энергия и плотность тока первичных магнитосферных электронов, бомбардирующих диэлектрик.

В момент появления низкотемпературной плазмы в окрестности радиационно-заряженного диэлектрика напряженность электрического поля между приповерхностным слоем дырок и накопленными в диэлектрике электронами начинает быстро увеличиваться. При превышении напряженности электрического поля значения 10^8 В/м между приповерхностным слоем дырок и накопленными электронами может произойти объемный пробой диэлектрика.

В лабораторных условиях облучение диэлектриков, как правило, производят моноэнергетическим пучком электронов (рисунок 2.2).

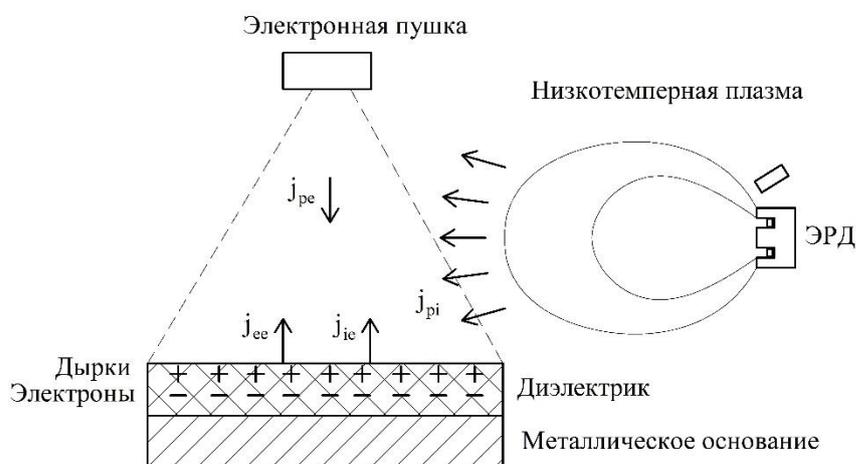


Рисунок 2.2 – Схема взаимодействия радиационно-заряженного диэлектрика с низкотемпературной плазмой ЭРД в лабораторных условиях

Диэлектрик находится на металлическом основании и облучается электронами электронной пушки. Поверхность радиационно-заряженного диэлектрика приобретает высокий отрицательный потенциал. Появляется электронно-электронная эмиссия с поверхности диэлектрика.

Низкотемпературная плазма при включении ЭРД взаимодействует с радиационно-заряженным диэлектриком. Ионы низкотемпературной плазмы притягиваются к высокому отрицательному потенциалу поверхности диэлектрика и бомбардируют ее. Появляется ионно-электронная эмиссия с поверхности диэлектрика, и образуются приповерхностные дырки в диэлектрике. Электрический потенциал поверхности диэлектрика уменьшается.

Для отделения процессов радиационного накопления заряда от релаксации накопленного заряда в диэлектрике низкотемпературной плазмой облучение диэлектрика перед включением низкотемпературной плазмы прекращается.

2.2.1 Физико-математическая модель накопления электрического заряда в диэлектрике

Целью построения данной модели является получение начальных условий о распределении электрических зарядов в радиационно-заряженном диэлектрике для последующего моделирования процессов релаксации накопленного заряда под действием низкотемпературной плазмы ЭРД.

Процессы накопления заряда в диэлектрике описываются уравнениями Пуассона:

$$\frac{\partial}{\partial x} F(x, t) = \frac{1}{\epsilon \epsilon_0} \rho(x, t) \quad (2.1)$$

и непрерывности:

$$\frac{\partial}{\partial x} j(x, t) + \frac{\partial}{\partial t} \rho(x, t) = 0, \quad (2.2)$$

где F – напряженность электрического поля; ρ – плотность объемного заряда; j – плотность тока первичных и вторичных носителей заряда.

Методы решения этих уравнений с различными начальными и граничными условиями разрабатывались многими авторами [58,63–65]. В них учитываются процессы рассеяния первичных и генерации вторичных электронов, токи вторичной электронной эмиссии, плотность тока собственной и радиационно-индуцированной проводимости, плотность тока

диффузии электронов, захват и рекомбинация носителей заряда на ловушках и многие другие процессы, оказывающие существенное влияние на кинетику накопления зарядов.

Наиболее сложным является описание процессов взаимодействия носителей заряда с ловушками и учет распределения ловушек по глубине [51]. Не менее сложной задачей является описание эмиссионных процессов в приповерхностном слое диэлектрика [51].

Наличие тонкого приповерхностного слоя с высокими градиентами плотности зарядов значительно усложняет алгоритмы численного интегрирования уравнений, описывающих транспорт зарядов в диэлектрике.

Математические модели радиационной зарядки диэлектрика, учитывающие все перечисленные выше особенности, чрезвычайно сложны и требуют длительного времени расчета [21, 22, 56, 66]. Поэтому в большинстве случаев вводится ряд допущений, позволяющих либо получить относительно простое аналитическое решение, либо существенно упростить численное решение и сократить время вычислений.

Один из таких подходов состоит в применении моделей с сосредоточенными параметрами, в которых рассматривают всего два слоя: приповерхностный слой и слой накопленных зарядов, который расположен в глубине диэлектрика на расстоянии средней длины пробега первичных электронов от поверхности. Обоснование и подробное описание этих моделей приведено в работах [51, 58, 64].

Учитывая необходимость учета в модели релаксации, о которой речь пойдет в следующем разделе, процессов взаимодействия низкотемпературной плазмы ЭРД с заряженным диэлектриком, для описания процессов радиационной зарядки предлагается использовать упрощенную конденсаторную модель, схема которой показана на рисунке 2.3.

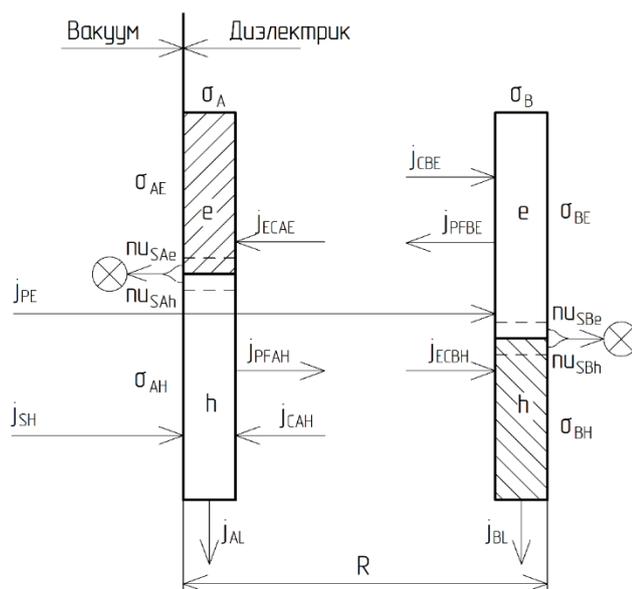


Рисунок 2.3 – Схема конденсаторной математической модели кинетики транспорта носителей зарядов при радиационной зарядке диэлектрика

Конденсаторная модель имеет две условные «обкладки»: внешний слой с поверхностной плотностью заряда σ_A и внутренний слой с поверхностной плотностью заряда σ_B . На внутреннем слое сосредоточены в основном первичные электроны с плотностью заряда σ_{BE} и дырки с плотностью заряда σ_{BH} , добравшиеся от внешнего слоя до внутреннего слоя через проводимость диэлектрика. На внешнем слое сосредоточены дырки с плотностью заряда σ_{AH} и электроны с плотностью заряда σ_{AE} , добравшиеся от внутреннего слоя до внешнего слоя через проводимость диэлектрика.

Глубину залегания внутреннего слоя определим как среднюю длину пробега первичных электронов в диэлектрике R .

Как известно, величина R зависит от энергии первичных электронов E_{PE} и плотности материала ρ_M . Общая эмпирическая формула для высоких и низких значений энергий первичных электронов от 1 до 30 кэВ выглядит следующим образом [66]:

$$R = 93.4 \frac{(10^{-3} E_{PE})^{1.45}}{(10^{-3} \rho_M)^{0.91}} 10^{-9}, \quad (2.3)$$

где E_{PE} – энергия первичных электронов, бомбардирующих диэлектрик (эВ); ρ_M – массовая плотность материала диэлектрика (кг/м³).

На рисунке 2.4 приведены зависимости средних значений максимальных глубин проникновения первичных электронов в аморфном оксиде алюминия от энергии первичных электронов, найденных различными авторами [56].

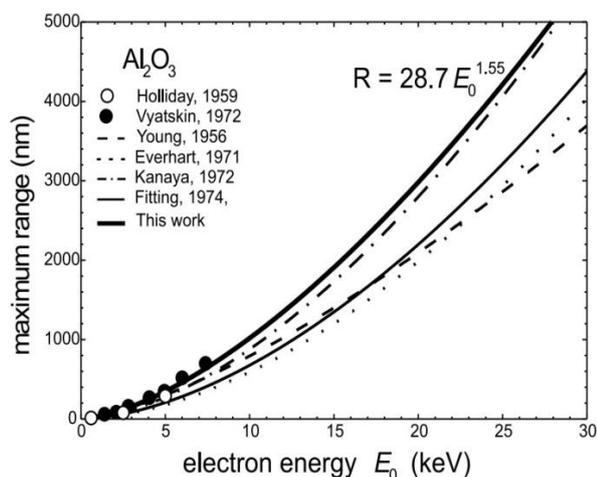


Рисунок 2.4 – Средние значения максимальных глубин проникновения первичных электронов в диэлектрике от их энергии для аморфного оксида алюминия, определенных путем экспериментов различными авторами [56]

Из рисунка 2.4 следует, что первичные электроны, бомбардирующие диэлектрик с энергией 30 кэВ, проникают на глубину порядка 4–6 микрон.

На рисунке 2.5 показаны результаты расчета распределения плотности зарядов в диэлектрике при его облучении моноэнергетическими электронами с плотностью тока 10^{-5} А/см² и энергией 30 кэВ [22].

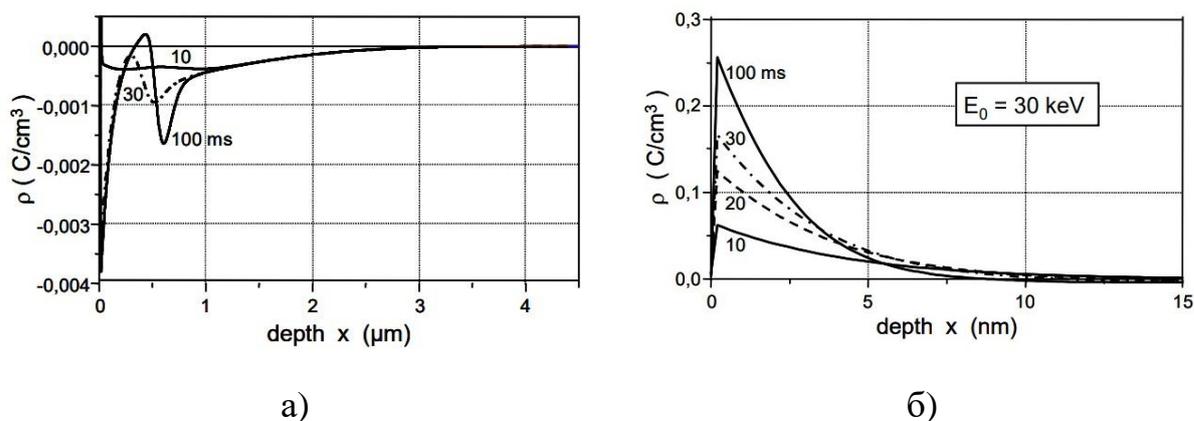


Рисунок 2.5 – Изменение распределения плотности зарядов в диэлектрике при плотности тока электронов 10^{-5} А/см² и энергии электронов

30 кэВ (а), изменение распределения плотности зарядов в положительно заряженной области диэлектрика при энергии электронов 30 кэВ (б) [22]

Из рисунка 2.5а видно, что первичные электроны проникают в диэлектрик на глубину порядка нескольких микрон. На рисунке 2.5б приведены результаты численного расчета плотности заряда в диэлектрике для приповерхностной области диэлектрика. Показано, что в приповерхностной области диэлектрика глубиной несколько нанометров образуется положительный слой дырок в диэлектрике.

Для определения плотности зарядов на внешней и внутренней «обкладках» конденсатора в момент времени t решается система уравнений баланса токов, имеющая вид:

$$\sigma_A = \int_0^t j_A dt, \quad (2.4a)$$

$$\sigma_B = \int_0^t j_B dt, \quad (2.4б)$$

в которой j_A , j_B – суммарные плотности тока носителей заряда, текущие на обкладки.

Плотность тока генерации первичных электронов во внутреннем слое составляет j_{PE} . Плотность тока генерации вторичных дырок во внешнем слое составляет j_{SH} . Остальные плотности тока, участвующие в процессе переноса заряженных носителей в диэлектрике, рассмотрены в следующем подразделе.

Поверхностные плотности зарядов на внешнем и внутреннем слоях конденсаторной модели находим как разности поверхностных зарядов дырок и электронов в соответствующих заряженных слоях:

$$\begin{cases} \sigma_A = \sigma_{AH} - \sigma_{AE}, \\ \sigma_B = \sigma_{BE} - \sigma_{BH}, \end{cases} \quad (2.5)$$

где σ_A , σ_B – поверхностные плотности носителей заряда на внешнем слое и на внутреннем слое диэлектрика соответственно ($\text{Кл}/\text{м}^2$); σ_{AH} , σ_{AE} – поверхностные плотности дырок и электронов на внешнем слое диэлектрика соответственно ($\text{Кл}/\text{м}^2$); σ_{BE} , σ_{BH} – поверхностные плотности электронов и дырок на внутреннем слое диэлектрика соответственно ($\text{Кл}/\text{м}^2$).

Напряженность электрического поля над поверхностью диэлектрика F_{surf} находится как разность напряженности электрических полей от поверхностных плотностей зарядов σ_A внешнего и σ_B внутреннего слоев конденсаторной модели:

$$F_{\text{surf}} = \frac{\sigma_A - \sigma_B}{2\varepsilon_0}, \quad (2.6)$$

где F_{surf} – напряженность электрического поля над поверхностью диэлектрика (В/м).

Напряженность электрического поля внутри диэлектрика между внешним слоем и внутренним слоем конденсаторной модели F_{int} определим как сумму напряженностей электрических полей от поверхностных плотностей зарядов σ_A и σ_B соответствующих слоев:

$$F_{\text{int}} = \frac{\sigma_A + \sigma_B}{2\varepsilon_0 \varepsilon}, \quad (2.7)$$

где F_{int} – напряженность электрического поля внутри диэлектрика между внешним и внутренним слоями (В/м); ε – диэлектрическая проницаемость диэлектрика.

Потенциал поверхности диэлектрика V_0 определим по напряженности электрического поля над его поверхностью F_{surf} и расстоянию до стенки вакуумной камеры L :

$$V_0 = F_{\text{surf}} \cdot L, \quad (2.8)$$

где L – расстояние между диэлектриком и стенкой вакуумной камеры (м);

V_0 – потенциал поверхности диэлектрика (В).

Энергию первичных электронов E_{PE} , бомбардирующих поверхность диэлектрика, определим по потенциалу поверхности диэлектрика V_0 и энергии пучка электронов E_0 :

$$E_{\text{PE}} = E_0 - eV_0, \quad (2.9)$$

где E_{PE} – энергия первичных электронов, бомбардирующих поверхность диэлектрика (эВ); E_0 – энергия пучка электронов (эВ).

Таким образом, вывели формулы для нахождения напряженностей электрических полей над поверхностью диэлектрика и между внутренним и внешним слоями по конденсаторной модели внутри диэлектрика,

электрического потенциала поверхности диэлектрика и энергии первичных электронов, бомбардирующих диэлектрик.

На рисунке 2.6 приведена схема процессов, протекающих в диэлектрике при его облучении моноэнергетическим пучком первичных электронов средних энергий (10–100 кэВ) в приближении конденсаторной модели.

Отметим, что в реальных условиях на диэлектрик воздействует поток электронов магнитосферной плазмы широкого спектра, что приводит к более пологому распределению концентрации электронов в объеме диэлектрика и существенно более высокой концентрации дырок в приповерхностном слое, что связано с более высокой плотностью тока вторичных электронов. Однако эти отличия приводят к снижению напряженности поля в объеме диэлектрика и, соответственно, снижению вероятности его пробоя. В связи с этим рассмотрение в модели моноэнергетических электронов приводит к оценкам худшего случая, что с учетом поставленной цели исследования является вполне допустимым.

На вертикальной оси схемы показаны энергетические уровни электронов в диэлектрике. С левой и правой сторон вертикальной оси приведены процессы, происходящие над поверхностью и внутри диэлектрика соответственно. Диэлектрик условно поделен на две части А и В, иллюстрирующие «обкладки» условного конденсатора.

Накопление электронов происходит на ловушках во внутреннем слое В диэлектрика. Радиационное облучение диэлектрика приводит к возникновению вторичной электронной эмиссии с поверхности. Поскольку вторичная электронная эмиссия сопровождается генерацией дырок в приповерхностной зоне диэлектрика, они накапливаются на ловушках диэлектрика во внешнем слое А. Толщина внешнего слоя h не превышает нескольких десятков атомных слоев.

Уровни энергии на вертикальной оси подразделяются на зону проводимости (З.П.), запрещенную зону (З.З.) и валентную зону (В.З.) в

диэлектрике, показанные справа на схеме (рисунок 2.6). Запрещенная зона диэлектрика имеет ширину 8 эВ для оксида кремния и 6,3 эВ для оксида алюминия и включает ловушки, которые захватывают тепловые электроны из дна зоны проводимости E_C и тепловые дырки из потолка валентной зоны E_V [67]. Поскольку точное распределение ловушек по энергии в запрещенной зоне диэлектрика не известно, то рассмотрим два уровня энергии потенциальных ям ловушек для тепловых электронов E_E и тепловых дырок E_H . Для упрощения задачи энергии потенциальных ям ловушек для тепловых электронов и дырок будут равными друг другу и составят наиболее вероятную энергию 0,2 эВ [21].

Над поверхностью диэлектрика имеется потенциальный барьер, который запирает электроны диэлектрика и не допускает их эмиссии с поверхности. Однако при появлении напряженности электрического поля над поверхностью диэлектрика F_{surf} потенциальный барьер снижается и возможна автоэлектронная эмиссия из поверхности диэлектрика электронов зоны проводимости, отчасти связанная с туннелированием их через барьер над поверхностью диэлектрика.

Первичные электроны с плотностью тока j_{pE} проникают в диэлектрик и сталкиваются с ее кристаллической решеткой. Происходит процесс термализации – сброс кинетической энергии первичных электронов на молекулах диэлектрика.

Определенная часть первичных электронов неупруго отражается от кристаллической решетки диэлектрика, также термализуется в ней и эмитирует с поверхности с плотностью тока j_{BE} в виде баллистических электронов. Под баллистическими электронами имеются в виду электроны, имеющие кинетическую энергию выше вторичных электронов, но ниже энергии первичных электронов. Термализация первичных электронов на схеме показана в виде зигзагообразной линии.

Зарядка диэлектрика (равновесный процесс)

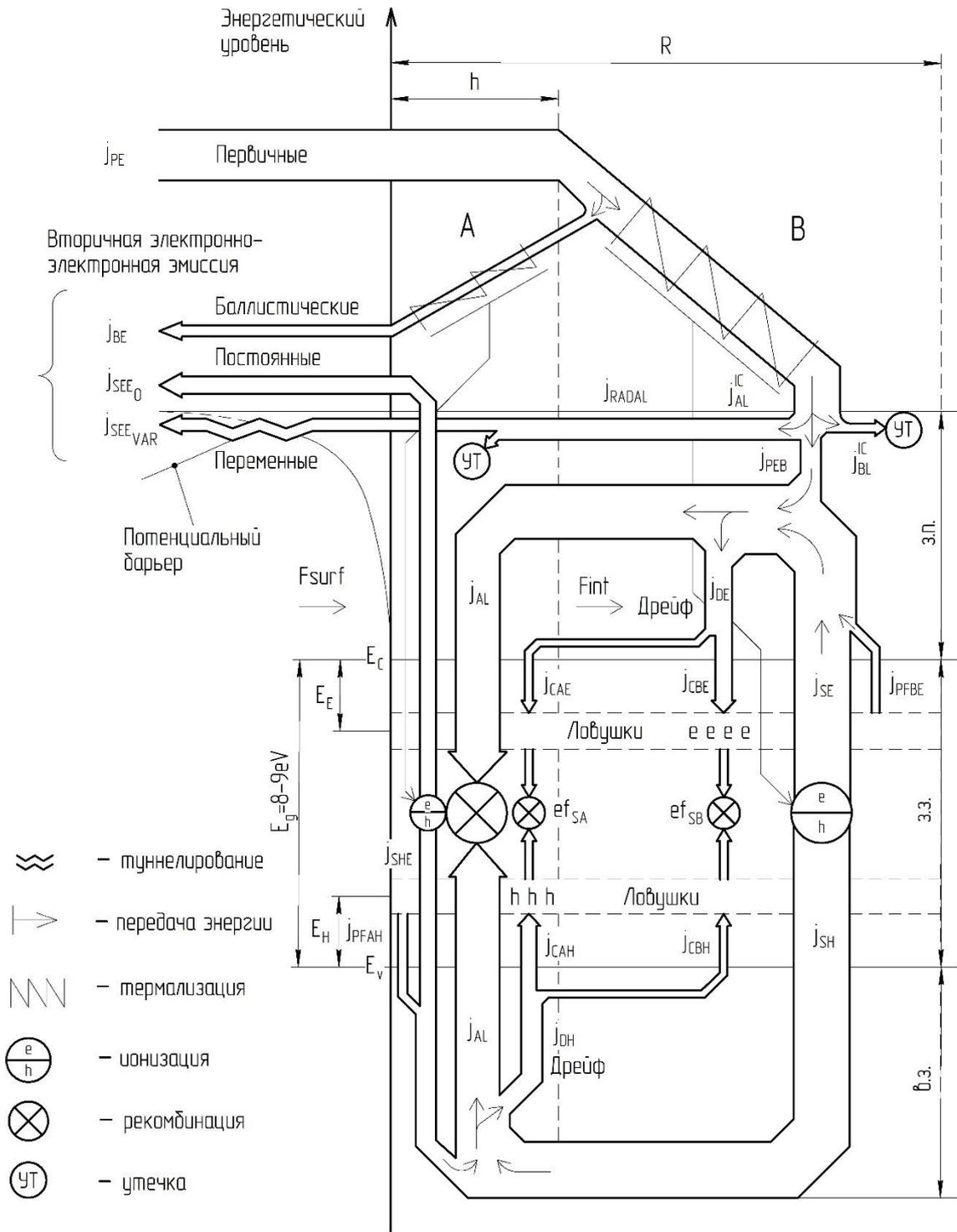


Рисунок 2.6 – Схема процессов, протекающих в диэлектрике при его облучении моноэнергетическим пучком электронов средних энергий (рассмотрен равновесный процесс), где А – внешний слой зарядов в приповерхностной области диэлектрика, В – внутренний слой зарядов в объеме диэлектрика

Энергия, выделяемая при термализации первичных электронов в кристаллической решетке диэлектрика, затрачивается на ионизацию электронно-дырочных пар. Ионизация электронно-дырочных пар показана на схеме в виде окружностей с пересеченной линией и с символами e и h внутри окружности. Электроны и дырки после процесса ионизации с плотностями токов j_{SE} и j_{SH} участвуют в дрейфовом переносе носителей заряда в зоне проводимости и валентной зоне диэлектрика соответственно. Под дрейфовым переносом носителей заряда в диэлектрике понимается их упорядоченное движение в электрическом поле со скоростью дрейфа, меньшей, чем скорость беспорядочного теплового движения. Дрейфовый перенос дырок с плотностью тока j_{DH} направлен в сторону внутреннего слоя В за счет электрического поля, создаваемого накопленными электронами. Аналогично происходит дрейфовый перенос электронов с плотностью тока j_{DE} в направлении от накопленных электронов внутреннего слоя В в сторону поверхности диэлектрика.

Баллистические электроны перед эмиссией с поверхности термализуются на молекулах кристаллической решетки на внешнем слое А диэлектрика. Энергия, выделяемая при данном процессе, затрачивается на ионизацию электронно-дырочных пар и эмиссию вторичных электронов с поверхности диэлектрика с плотностью тока j_{SEE_0} . Вторичные дырки генерируются в процессе ионизации с плотностью тока j_{SHE} и участвуют в дрейфовом переносе дырок j_{DH} .

Плотности тока эмиссии вторичных электронов j_{SEE_0} и неупруго отраженных баллистических электронов j_{BEE} образуют поток вторичных электронов с поверхности диэлектрика с плотностью тока $\gamma_{EE} \cdot j_{PE}$, где γ_{EE} – коэффициент вторичной электронно-электронной эмиссии с поверхности диэлектрика, который в равновесном случае $\gamma_{EE} \approx 1$. В конденсаторной модели не учитываются упруго отраженные первичные электроны, так как

предполагается, что все первичные электроны моноэнергетичного пучка достигают поверхности диэлектрика.

Накопление электронов внутренним слоем В и дырок внешним слоем А на ловушках диэлектрика приводит к росту внутренней напряженности электрического поля F_{int} между слоями в диэлектрике. Рост напряженности электрического поля снижает энергию барьера потенциальных ям ловушек и увеличивает вероятность высвобождения зарядов. Данный процесс описывается механизмом Пула – Френкеля и учтен в конденсаторной модели плотностями тока высвобождения дырок j_{PFAN} и электронов j_{PFBE} . Высвобожденные из ловушек дырки и электроны участвуют в дрейфовом переносе зарядов вместе с дырками и электронами, полученными в процессе ионизации. К дрейфовому переносу электронов также добавляются первичные тепловые электроны после их термализации.

Процесс дрейфового переноса носителей заряда сопровождается захватом электронов и дырок на свободных ловушках диэлектрика. Дрейфовый перенос дырок происходит в основном во внутреннем слое В с плотностью тока j_{CVN} . Происходит это из-за того, что этот слой на несколько порядков шире внешнего слоя А и электрическое поле от накопленных электронов в слое В не способствует возврату высвобожденных дырок обратно на свободные ловушки слоя А.

Аналогичный захват при дрейфовом переносе происходит с электронами на свободных ловушках внутреннего слоя В. Плотность тока захвата электронов при этом равна j_{CBE} . В силу того, что электроны дрейфового переноса отталкиваются электрическим полем от накопленных электронов слоя В диэлектрика, некоторая часть электронов дрейфового переноса достигает ловушек внешнего слоя А диэлектрика и захватывается ими. Плотность тока захвата электронов дрейфового переноса на свободных ловушках слоя А диэлектрика равна j_{CAE} .

Электроны и дырки, находящиеся на ловушках внешнего слоя А и внутреннего слоя В диэлектрика, взаимодействуют с друг с другом, что приводит к их рекомбинации между собой. Поверхностная частота рекомбинации в слое А диэлектрика ef_{SA} определяется поверхностными плотностями захваченных на ловушки электронов σ_{AE} и дырок σ_{AH} в этом слое. Аналогично поверхностная частота рекомбинации в слое В диэлектрика ef_{SB} определяется поверхностными плотностями захваченных на ловушки электронов σ_{BE} и дырок σ_{BH} в этом слое.

Часть первичных термализованных электронов за счет электрического поля накопленных электронов внутреннего слоя В выталкивается на поверхность диэлектрика с плотностью тока j_{AL}^{IC} и участвует в поверхностном токе утечки на металлическое основание, к которому прикреплен диэлектрик. Другая часть термализованных первичных электронов дрейфует во внутренние области диэлектрика под действием электрического поля накопленных электронов. Дрейфовый перенос данных электронов с плотностью тока j_{BL}^{IC} является током утечки через объем диэлектрика на металлическое основание. На схеме токи утечки показаны в виде окружности с символом УТ.

Таким образом, общий баланс токов, протекающих в диэлектрике при его облучении пучком электронов в рамках конденсаторной модели, для электронов и дырок на внешнем А и внутреннем В слоях запишется:

$$\begin{cases} \sigma_{AH} = \int_0^t (j_{CAH} - j_{PF_{AH}} - ef_{SA}/2) dt, \\ \sigma_{BE} = \int_0^t (j_{C_{BE}} - j_{PF_{BE}} - ef_{SB}/2) dt, \end{cases} \quad (2.10)$$

$$\begin{cases} \sigma_{AE} = \int_0^t (j_{CAE} - ef_{SA}/2) dt, \\ \sigma_{BH} = \int_0^t (j_{C_{BH}} - ef_{SB}/2) dt, \end{cases} \quad (2.11)$$

где σ_{AH} , σ_{AE} – поверхностные плотности дырок и электронов во внешнем слое А диэлектрика; σ_{BE} , σ_{BH} – поверхностные плотности электронов и дырок во внутреннем слое В диэлектрика; $j_{C_{BE}}$, j_{CAE} – плотности тока захвата электронов на ловушках во внутреннем слое В и во внешнем слое А

диэлектрика соответственно; j_{CAH} , j_{CBH} – плотности тока захвата дырок на ловушках во внешнем слое А и во внутреннем слое В диэлектрика соответственно; j_{PFAH} , j_{PFBE} – плотности тока высвобождения дырок из ловушек во внешнем слое А и электронов из ловушек во внутреннем слое В диэлектрика по механизму Пула – Френкеля соответственно; $ef_{SA}/2$, $ef_{SB}/2$ – поверхностные частоты рекомбинации дырок или электронов во внешнем слое А и во внутреннем слое В диэлектрика, соответственно.

Далее запишем уравнения для нахождения вышеперечисленных плотностей тока при радиационной зарядке диэлектрика.

Образование вторичных электронно-дырочных пар при термализации электронов первичного пучка на атомах диэлектрика

Средние энергии образования вторичной дырки E_{SH} и электрона E_{SE} определим по ширине запрещенной зоны диэлектрика E_g [66]:

$$E_{SH} = E_{SE} \approx 3E_g + 1eV, \quad (2.12)$$

где E_{SH} , E_{SE} – средние энергии образования вторичной дырки и электрона в объеме диэлектрика соответственно (эВ); E_g – ширина запрещенной зоны диэлектрика (эВ) (для оксида кремния 8 эВ и для оксида алюминия 6,3 эВ [67]).

Линейные плотности генерации вторичной дырки g_{SH} или электрона g_{SE} по глубине диэлектрика можно определить по следующим соотношениям [66]:

$$\begin{cases} g_{SH}(x, E_{PE}) = \frac{1,544}{R(E_{PE})} \frac{E_{PE}}{E_{SH}} \exp(-7.5(\frac{x}{R} - \sqrt{\frac{\chi}{E_{SH}}})^2), \\ g_{SE}(x, E_{PE}) = \frac{1,544}{R(E_{PE})} \frac{E_{PE}}{E_{SE}} \exp(-7.5(\frac{x}{R} - \sqrt{\frac{\chi}{E_{SE}}})^2), \end{cases} \quad (12.13)$$

где g_{SH} , g_{SE} – линейные плотности генерация вторичных дырок и электронов по глубине диэлектрика соответственно (m^{-1}); $\chi \approx 0,9$ эВ – поверхностное сродство диэлектрика к электронам [66]; $\sqrt{\frac{\chi}{E_{SH}}} \approx 0,3$ – часть вторичных

электронов, отраженных от потенциального барьера над поверхностью диэлектрика [66].

Плотности токов ионизации для вторичных дырок j_{SH} и электронов j_{SE} в диэлектрике определяются плотностью тока первичных электронов j_{PE} и интегралом линейной плотности генерации вторичных носителей заряда по глубине проникновения первичных электронов в диэлектрик. Так как один первичный электрон создает вторичные дырку и электрон, то есть два носителя заряда, то плотность тока ионизации вторичного носителя заряда определяется как половина плотности тока первичных электронов [66]:

$$\begin{cases} j_{SH} = \frac{1}{2} j_{PE} \int_0^R g_{SH}(x, E_{PE}) dx, \\ j_{SE} = \frac{1}{2} j_{PE} \int_0^R g_{SE}(x, E_{PE}) dx, \end{cases} \quad (2.14)$$

где j_{SH} , j_{SE} – плотности тока ионизации вторичных дырок и электронов соответственно (A/m^2); j_{PE} – плотность тока первичных электронов в диэлектрике (A/m^2).

Плотности токов дрейфового переноса дырок j_{DH} и электронов j_{DE} в диэлектрике определим как сумму плотностей токов, участвующих в генерации зарядов в валентной зоне и в зоне проводимости соответственно, за вычетом плотности тока рекомбинации электронов и дырок через поверхность диэлектрика:

$$\begin{cases} j_{DH} = (j_{SHE} + j_{PFAH} + j_{SH}) - j_{AL}, \\ j_{DE} = (j_{PEB} + j_{PFBE} + j_{SE}) - j_{AL}, \end{cases} \quad (2.15)$$

где j_{DH} , j_{DE} – плотности тока дрейфового переноса дырок и электронов (A/m^2); j_{AL} – плотность тока рекомбинации электронов и дырок через поверхность диэлектрика (A/m^2); j_{SHE} – плотность тока ионизации для вторичных дырок во внешнем слое А под действием вторичной электронной эмиссии с поверхности диэлектрика (A/m^2); j_{PEB} – плотность тока первичных электронов, достигших зоны проводимости и участвующих в дрейфовом переносе зарядов в диэлектрике (A/m^2).

Плотность тока первичных электронов, достигших зоны проводимости и участвующих в дрейфовом переносе зарядов в диэлектрике j_{PEB} , определим следующим образом:

$$j_{PEB} = j_{PE} - (j_{RADAL} + j_{BE}), \quad (2.16)$$

где j_{BE} – плотность тока баллистических электронов в диэлектрике (A/m^2); j_{RADAL} – плотность тока утечки первичных термализованных электронов в диэлектрике (A/m^2).

Энергия первичных электронов составляет 1–300 кэВ. При средней энергии образования вторичных электронно-дырочных пар 20 эВ для оксида алюминия каждый первичный электрон создает сотни и тысячи вторичных электронов и дырок в диэлектрике.

Образование положительного слоя дырок при вторичной электронно-электронной эмиссии с поверхности диэлектрика

Коэффициент электронно-электронной эмиссии γ_{EE0} с поверхности незаряженного диэлектрика от энергии первичных электронов находится по следующему соотношению [68]:

$$\gamma_{EE0} = 7,4\gamma_m \frac{E_{PE}}{E_m} \exp\left(1 - 2\sqrt{\frac{E_{PE}}{E_m}}\right), \quad (2.17)$$

где γ_{EE0} – коэффициент электронно-электронной эмиссии диэлектрика от энергии первичных электронов E_{PE} ; γ_m – максимальный коэффициент электронно-электронной эмиссии (для $Al_2O_3 \gamma_m = 6.2$ [69]); E_m – энергия электрона при максимальном коэффициенте электронно-электронной эмиссии (для $Al_2O_3 E_m = 650$ эВ [69]).

В итоге получаем плотность тока генерации вторичных дырок j_{SHE} в валентной зоне во внешнем слое А при вторичной электронно-электронной эмиссии из незаряженного диэлектрика:

$$j_{SHE} = j_{SEE0} = j_{PE}\gamma_{EE0}, \quad (2.18)$$

где j_{SHE} – плотность тока генерации вторичных дырок при радиационном облучении диэлектрика (A/m^2); j_{SEE0} – плотность тока вторичной электронно-электронной эмиссии из поверхности незаряженного диэлектрика (A/m^2).

Для радиационно-заряженного диэлектрика плотность тока вторичной электронно-электронной эмиссии увеличивается за счет эмиссии первичных термализированных электронов из поверхности диэлектрика после снижения энергии потенциального барьера над поверхностью диэлектрика.

Захват дырок и электронов на свободных ловушках диэлектрика

Дырки и электроны дрейфового переноса захватываются свободными ловушками диэлектрика. Оценим среднюю длину свободного пробега электронов в зоне проводимости и дырок в валентной зоне, участвующих в дрейфовом переносе. Для не заряженного диэлектрика и при отсутствии электрического поля средние длины свободного пробега для дырок λ_{CAH_0} внешнего слоя и электронов λ_{CBE_0} внутреннего слоя можно оценить по кубическому корню от обратной концентрации ловушек в диэлектрике:

$$\lambda_{CAH_0} = \lambda_{CBE_0} = \left(\frac{1}{N_N}\right)^{1/3}, \quad (2.19)$$

где λ_{CAH_0} , λ_{CBE_0} – средние длины свободного пробега дырок и электронов для не заряженного диэлектрика при отсутствии электрического поля соответственно (м); $N_N \approx 10^{23} \text{м}^{-3}$ – концентрация ловушек в диэлектрике [21].

Средние длины свободного пробега для дырок λ_{CAH} внешнего слоя и электронов λ_{CBE} внутреннего слоя в диэлектрике определим с помощью параметра заполненности ловушек носителями заряда и напряженности электрического поля внутри диэлектрика между этими слоями F_{int} :

$$\begin{cases} \lambda_{CAH} = \lambda_{CAH_0} \left(\frac{\sigma_{NA}}{\sigma_{NA} - \sigma_{AH}}\right) \exp(\beta_H \cdot |F_{int}|) \\ \lambda_{CBE} = \lambda_{CBE_0} \left(\frac{\sigma_{NB}}{\sigma_{NB} - \sigma_{BE}}\right) \exp(\beta_E \cdot |F_{int}|) \end{cases}, \quad (2.20)$$

где λ_{CAH} , λ_{CBE} – средние длины свободного пробега дырок и электронов соответственно (м); $\left(\frac{\sigma_{NA}}{\sigma_{NA} - \sigma_{AH}}\right)$ – безразмерный параметр заполненности ловушек дырками, где $\sigma_{NA} = eN_N h$ – поверхностная плотность ловушек во внешнем слое А (Кл/м²); β_H – параметр ослабления электрического поля для дырок (м/В); $\left(\frac{\sigma_{NB}}{\sigma_{NB} - \sigma_{BE}}\right)$ – безразмерный параметр заполненности ловушек

электронами, где $\sigma_{NB} = eN_N R$ – поверхностная плотность ловушек во внутреннем слое В (Кл/м²); β_E – параметр ослабления электрического поля для электронов (м/В).

Плотности тока захвата дырок j_{CAH} и электронов j_{CBE} на ловушки диэлектрика определим через плотности тока дрейфового переноса дырок j_{DH} и электронов j_{DE} и средние длины свободного пробега дырок λ_{CAH} и электронов λ_{CBE} соответственно:

$$\begin{cases} j_{CAH} = j_{DH} \left(1 - \exp\left(-\frac{R}{\lambda_{CAH}}\right)\right) \\ j_{CBE} = j_{DE} \left(1 - \exp\left(-\frac{R}{\lambda_{CBE}}\right)\right) \end{cases}, \quad (2.21)$$

где j_{CAH} , j_{CBE} – плотности тока захвата дырок и электронов на ловушки диэлектрика во внешнем слое и во внутреннем слое соответственно (А/м²).

Часть дырок при дрейфовом переносе достигают внутреннего слоя, а часть электронов – внешнего слоя и захватываются свободными ловушками диэлектрика. При этом плотности тока захвата дырок свободными ловушками внутреннего слоя и тока захвата электронов свободными ловушками внешнего слоя определим следующим образом:

$$\begin{cases} j_{CBH} = j_{DH} \exp\left(-\frac{R}{\lambda_{CAH}}\right) \\ j_{CAE} = j_{DE} \exp\left(-\frac{R}{\lambda_{CBE}}\right) \end{cases}, \quad (2.22)$$

где j_{CBH} , j_{CAE} – плотности тока захвата дырок и электронов на ловушки диэлектрика во внутреннем слое и во внешнем слое диэлектрика соответственно (А/м²).

Следует отметить, что заполненная электроном ловушка диэлектрика не может захватить дополнительный электрон. Дополнительный электрон продолжит движение в дрейфовом переносе, пока не встретит свободную ловушку диэлектрика. Из этого следует, что чем больше параметр заполненности электронами ловушек диэлектрика, тем длиннее средняя длина свободного пробега электрона. Это утверждение аналогично и для дырок диэлектрика.

Высвобождение дырок и электронов из ловушек диэлектрика

Электрическое поле с напряженностью F_{int} между внешним А и внутренним В слоями диэлектрика высвобождает дырки и электроны из ловушек по механизму Пула – Френкеля, снижая энергию барьера потенциальной ямы ловушек. Плотности тока высвобождения из ловушек электронов внутреннего слоя $j_{PF_{BE}}$ и дырок внешнего слоя $j_{PF_{AH}}$ определяются внутренней напряженностью электрического поля F_{int} между внешним А и внутренним В слоями диэлектрика, энергией потенциальной ямы ловушек для дырок E_H и электронов E_E , поверхностными плотностями дырок σ_{AH} на внешнем слое и электронов σ_{BE} на внутреннем слое и частотным фактором колебания электрона ν [70]:

$$\begin{cases} j_{PF_{AH}} = \nu \sigma_{AH} \exp\left(-\frac{E_H - \Delta E_{PF}}{kT_D}\right), \\ j_{PF_{BE}} = \nu \sigma_{BE} \exp\left(-\frac{E_E - \Delta E_{PF}}{kT_D}\right), \end{cases} \quad (2.23)$$

где $\nu = 10^{15} \text{ с}^{-1}$ – частота колебания электрона внутри ловушки [70]; $E_E = E_H = 0,2 \text{ эВ}$ – энергия потенциальной ямы ловушки для электрона и дырки [21]; kT_D – тепловая энергия электронов в диэлектрике (эВ); $\Delta E_{PF} = 2 \sqrt{\frac{e^3 |F_{int}|}{4\pi\epsilon\epsilon_0}}$ – дельта снижения энергии барьера потенциальной ямы ловушки от напряженности электрического поля (эВ) [70].

Эффект высвобождения дырок и электронов из ловушек диэлектрика по механизму Пула – Френкеля становится заметен при напряженности электрического поля 10^5 – 10^6 В/м в диэлектрике [70].

Рекомбинация дырок и электронов в диэлектрике

Дырки, добравшиеся из внешнего слоя А во внутренний слой В, и электроны, достигшие внешнего слоя из внутреннего слоя, образуют экситоны –временные квазинейтральные частицы электрон-дырка в диэлектрике [70]. Время жизни экситона составляет порядка нескольких наносекунд, после которых происходит рекомбинация этих частиц в диэлектрике.

Поверхностные частоты рекомбинации электронно-дырочных частиц ef_{SA} на внешнем слое и ef_{SB} на внутреннем слое диэлектрика можно оценить по поверхностным константам частот рекомбинации зарядов a_{SA} и a_{SB} соответственно [70]:

$$\begin{cases} ef_{SA} = \frac{a_{SA}}{e} \sigma_{AE} \sigma_{AH}, \\ ef_{SB} = \frac{a_{SB}}{e} \sigma_{BE} \sigma_{BH}, \end{cases} \quad (2.24)$$

где $a_{SA} = \frac{a_V}{h}$, $a_{SB} = \frac{a_V}{R}$ – поверхностные константы частот рекомбинации экситонов в слоях А и В (m^2/c); $a_V \approx 10^{-13} - 10^{-12} m^3/c$ – объемная константа частоты рекомбинации экситона в диэлектрике [70].

На схеме рисунка 2.6 частоты рекомбинации дырок и электронов ef_{SA} и ef_{SB} показаны в виде окружности с крестообразными линиями.

Поверхностный и объемный токи утечки электронов с диэлектрика

С заряженного диэлектрика на металлическое основание происходит утечка носителей заряда. Она может идти как через объем, так и через поверхность диэлектрика. Рассмотрим два разных по своему происхождению тока утечки, протекающих в диэлектрике. Первый ток утечки — это ток утечки дырок и электронов после процесса ионизации электронно-дырочных пар. Дырки и электроны после процесса ионизации являются носителями заряда радиационной проводимости диэлектрика. Ток утечки дырок и ток утечки электронов равны друг другу, а потоки дырок и электронов направлены в сторону металлического основания. Токи утечки дырок и электронов проходят по валентной зоне и зоне проводимости диэлектрика соответственно. Увеличение радиационной дозы поглощения диэлектриком приводит к увеличению поверхностных плотностей вторичных электронов в зоне проводимости диэлектрика и увеличению поверхностных плотностей вторичных дырок в валентной зоне диэлектрика при ионизации электронно-дырочных пар.

На схеме рисунка 2.6 показаны эти плотности тока утечки j_{AL} , проходящие по соответствующим энергетическим зонам диэлектрика в

сторону внешнего слоя А. Далее дырки и электроны диэлектрика токов утечки добираются до поверхности диэлектрика и протекают до металлического основания, на котором происходит рекомбинация их между собой. На схеме рисунка 2.6 эти токи условно показаны сходящимися в слое А диэлектрика, а процесс рекомбинации изображен в виде окружности с крестообразной линией внутри. Не исключено, что токи утечки дырок и электронов протекают по объему диэлектрика на металлическое основание. Плотность тока утечки дырок и электронов j_{AL} оценим по удельной электропроводности по поверхности диэлектрика γ_S и энергии потенциальной ямы ловушек на поверхности диэлектрика E_S [21]:

$$j_{AL} = \frac{|V_0|\gamma_S}{R_S} \exp\left(-\frac{E_S - \Delta E_{PF_S}}{kT_D}\right), \quad (2.25)$$

где j_{AL} – плотность тока утечки дырок и электронов по поверхности диэлектрика (A/m^2); γ_S – удельная электропроводность на поверхности диэлектрика ($Om^{-1}m^{-1}$) ($\gamma_S = 1,25 \cdot 10^{-7} Om^{-1}m^{-1}$ для Al_2O_3 [21]); R_S – радиус заряженной поверхности диэлектрика (м); $E_S \approx 0,1$ эВ – энергия потенциальной ямы ловушек для дырок и электрона на поверхности диэлектрика [21]; $\Delta E_{PF_S} = 2 \sqrt{\frac{e^3 |V_0|}{4\pi\epsilon\epsilon_0 R_S}}$ – дельта снижения энергии барьера потенциальной ямы ловушки от электрического потенциала поверхности диэлектрика (эВ).

Вторым током утечки в диэлектрике по происхождению носителей зарядов является ток инжектированных в диэлектрик первичных термализованных электронов j_{RADAL} . На рисунке 2.6 плотность этого тока j_{RADAL} показана сверху схемы. Плотность тока утечки j_{RADAL} состоит из плотности тока утечки по поверхности j_{AL}^{IC} и плотности тока утечки по объему j_{BL}^{IC} диэлектрика:

$$j_{RADAL} = j_{AL}^{IC} + j_{BL}^{IC}. \quad (2.26)$$

Плотность тока утечки j_{BL}^{IC} определим по электропроводности диэлектрика по объему γ_V и энергии потенциальной ямы ловушек в диэлектрике E_E [21]:

$$j_{BL}^{IC} = \frac{V_0 \gamma_V}{l} \exp\left(-\frac{E_E - \Delta E_{PFV}}{kT_D}\right), \quad (2.27)$$

где j_{BL}^{IC} – плотность тока утечки первичных термализованных электронов по объему диэлектрика (A/m^2); γ_V – удельная электропроводность в объеме диэлектрика ($Om^{-1}m^{-1}$); l – толщина диэлектрика (м); $E_E \approx 0,2$ эВ – энергия потенциальной ямы ловушек для электрона в диэлектрике [21]; $\Delta E_{PFV} = 2 \sqrt{\frac{e^3 |V_0|}{4\pi\epsilon\epsilon_0 l}}$ – дельта снижения энергии барьера потенциальной ямы ловушки от электрического потенциала поверхности диэлектрика (эВ).

Плотность тока первичных термализованных электронов в сторону поверхности диэлектрика j_{AL}^{IC} оценим по напряженности электрического поля между внешним слоем и внутренним слоем внутри диэлектрика F_{int} и удельной электропроводности по поверхности диэлектрика γ_S :

$$j_{AL}^{IC} = |F_{int}| \gamma_S, \quad (2.28)$$

где j_{AL}^{IC} – плотность тока первичных термализованных электронов на внешнем слое диэлектрика (A/m^2).

Плотность тока первичных термализованных электронов j_{AL}^{IC} , дошедших до поверхности диэлектрика, сталкивается с потенциальным барьером над поверхностью диэлектрика и присоединяется к току утечки по поверхности диэлектрика на металлическое основание. Однако при появлении напряженности электрического поля над поверхностью диэлектрика F_{surf} энергия потенциального барьера снижается и термализованные электроны эмитируют с поверхности диэлектрика с плотностью тока j_{SEEVAR} . Этот процесс увеличивает вторичную электронно-электронную эмиссию с поверхности радиационно-заряженного диэлектрика.

Первичные термализованные электроны, дошедшие до поверхности диэлектрика, эмитируют с поверхности диэлектрика за счет уменьшения энергии потенциального барьера над поверхностью диэлектрика при радиационной зарядке диэлектрика. Это увеличивает эмиссию электронов из поверхности диэлектрика. Однако увеличение тока вторичной электронно-электронной эмиссии из поверхности диэлектрика ограничено током утечки

электронов из внутреннего слоя во внешний слой диэлектрика. Этот процесс ограничивает дальнейший рост вторичной электронно-электронной эмиссии из диэлектрика. Для описания данного процесса используем простую модель с коэффициентом усиления электронно-электронной эмиссии W :

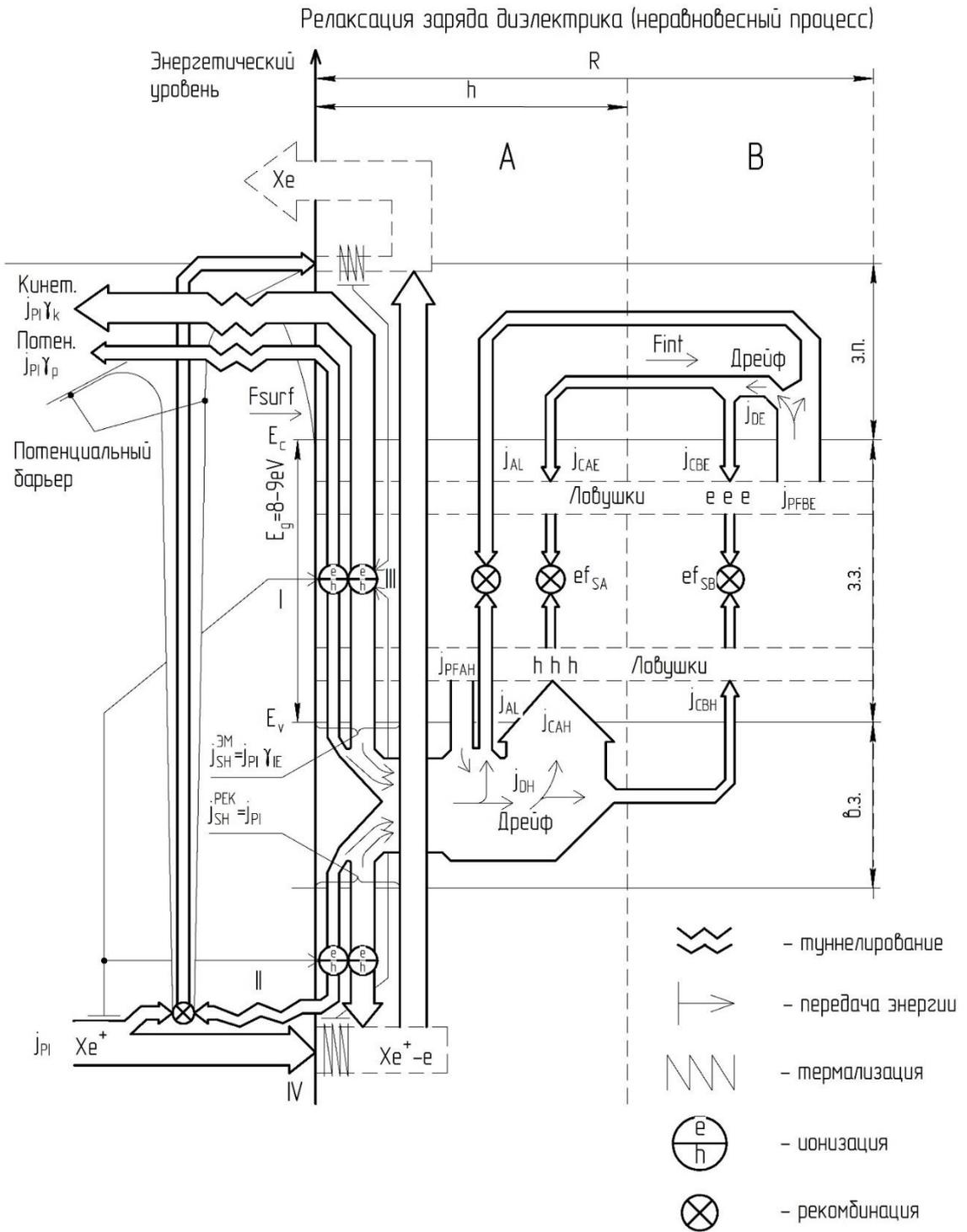
$$j_{SEE} = j_{SEE_0} + W \cdot j_{AL}^C, \quad (2.29)$$

где j_{SEE} – плотность тока вторичной электронно-электронной эмиссии с поверхности диэлектрика (A/m^2); j_{SEE_0} – плотность тока вторичной электронно-электронной эмиссии из поверхности незаряженного диэлектрика (A/m^2); $W = 1 - \exp(-\frac{|V_{0l}}{5 \text{ Volt}})$ – коэффициент усиления электронной эмиссии из поверхности радиационно-заряженного диэлектрика [21].

Таким образом, поверхностные и объемные токи утечки из диэлектрика ограничены электропроводностью диэлектрика, однако могут возрастать при увеличении потенциала поверхности радиационно-заряженного диэлектрика.

2.2.2 Математическая модель релаксации накопленного электрического заряда в диэлектрике низкотемпературной плазмой

На рисунке 2.7 показана схема процессов взаимодействия ионов низкотемпературной плазмы с радиационно-заряженным диэлектриком в приближении конденсаторной модели. Схема имеет вертикальную ось с уровнями энергий электрона в диэлектрике. Уровни энергий на вертикальной оси разделяются на зону проводимости (З.П.), запрещенную зону (З.З.) и валентную зону (В.З.) в диэлектрике. С левой стороны вертикальной оси схемы описываются процессы над поверхностью диэлектрика, с правой – внутри диэлектрика. Диэлектрик состоит из внутреннего слоя В и внешнего слоя А, которые иллюстрируют «обкладки» конденсаторной модели. Во внутреннем слое на ловушках радиационно-заряженного диэлектрика накоплены электроны, а во внешнем слое – дырки. Поверхностная плотность накопленных электронов во внутреннем слое намного превышает поверхностную плотность дырок во внешнем слое диэлектрика.



I – потенциальное вырывание электрона диэлектрика ионом низкотемпературной плазмы; II – потенциальное вырывание электрона диэлектрика с рекомбинацией подлетевшего иона низкотемпературной плазмы; III – кинетическое выбивание электрона диэлектрика ионом и атомом низкотемпературной плазмы; IV – кинетическое выбивание электрона диэлектрика ионом низкотемпературной плазмы, рекомбинация внутри диэлектрика с образованием дырки

Рисунок 2.7 – Схема процессов, протекающих в радиационно-заряженном диэлектрике при его взаимодействии с низкотемпературной плазмой ЭРД

На рисунке 2.7 показаны процессы, происходящие уже после радиационного облучения диэлектрика. Накопленные электроны и дырки создают напряженность электрического поля F_{int} между внутренним и внешним слоем, которая создает условия для высвобождения носителей заряда по механизму Пула – Френкеля, захваченных на ловушках диэлектрика. Высвобожденные из ловушек носители заряда участвуют в процессе дрейфового переноса и снова захватываются на свободных ловушках диэлектрика. Носители заряда, захваченные на ловушках диэлектрика, участвуют в процессе рекомбинации с противоположно заряженными носителями заряда. Часть носителей заряда в диэлектрике утекает на металлическое основание. При противоположности знаков носителей зарядов на металлическом основании происходит процесс рекомбинации их между собой. Поверхностная плотность носителей зарядов, захваченных на ловушках диэлектрика, под действием описанных процессов медленно снижается.

С левой стороны и по центру схемы показаны процессы, происходящие над поверхностью диэлектрика и внутри внешнего слоя диэлектрика при взаимодействии радиационно-заряженного диэлектрика с ионами низкотемпературной плазмы. Ионы низкотемпературной плазмы создают слой дырок на внешнем слое диэлектрика. Это приводит к увеличению напряженности электрического поля F_{int} между внешним А и внутренним В слоями диэлектрика. Увеличение напряженности электрического поля между этими слоями приводит к росту плотности тока высвобождения электронов и дырок из ловушек диэлектрика за счет снижения энергии барьера потенциальной ямы ловушек. Это увеличивает плотности тока дрейфового переноса и частоты рекомбинаций дырок и электронов во внешнем А и во внутреннем В слоях диэлектрика.

Общий баланс токов при релаксации электрического поля радиационно-заряженного диэлектрика ионами низкотемпературной плазмы в рамках конденсаторной модели для электронов и дырок на внешнем А и

внутреннем В слоях запишется так же, как в формулах (2.10) и (2.11) для баланса токов при радиационной зарядке диэлектрика.

Плотности тока дрейфового переноса дырок j_{DH} и электронов j_{DE} в валентной зоне и зоне проводимости диэлектрика определим следующим образом:

$$\begin{cases} j_{DH} = j_{SHI} + j_{PF_{AH}} - j_{AL}, \\ j_{DE} = j_{PF_{BE}} - j_{AL}, \end{cases} \quad (2.30)$$

где j_{SHI} – плотность тока генерации дырок во внешнем слое, образованных при воздействии ионов низкотемпературной плазмы на радиационно-заряженный диэлектрик.

В общем виде баланс токов при релаксации накопленного электрического заряда в диэлектрике при взаимодействии с низкотемпературной плазмой не отличается от баланса токов при радиационной зарядке диэлектрика. Однако в балансе дрейфового переноса отсутствуют плотности тока первичных термализованных электронов и генерации вторичных дырок при электронно-электронной эмиссии с поверхности диэлектрика, но добавляется плотность тока генерации вторичных дырок при ионно-электронной эмиссии с поверхности.

Взаимодействие ионов низкотемпературной плазмы с радиационно-заряженным диэлектриком в рамках зондовой модели Ленгмюра

Для радиационно-заряженного диэлектрика, находящегося в окружении низкотемпературной плазмы, можно применить модель электрического зонда Ленгмюра в плазме. Рассмотрим плотность тока первичных ионов j_{PI} , бомбардирующих диэлектрик площадью S_d , для случая большого электрического зонда с очень высоким потенциалом V_0 ($R_d \gg D$, $V_0 \geq (\frac{R_s}{D})^{4/3}$, где R_d – габаритный размер диэлектрика, D – радиус Дебая в низкотемпературной плазме [28]). Плотность тока первичных ионов j_{PI} зависит от площади собирающей поверхности ионов S_I радиационно-заряженного диэлектрика, концентрации ионов низкотемпературной плазмы

в окрестности диэлектрика n_I и температуры ионов T_I в низкотемпературной плазме [28]:

$$j_{PI} = 1.47 \left(\frac{8\pi k T_I}{m_I} \right)^{1/2} e n_I \frac{S_I}{S_d}, \quad (2.31)$$

где j_{PI} – плотность тока ионов низкотемпературной плазмы текущий на радиационно-заряженный диэлектрик (A/m^2); T_I – температура ионов низкотемпературной плазмы (K); m_I – масса иона низкотемпературной плазмы (кг); n_I – концентрация ионов низкотемпературной плазмы в окрестности диэлектрика (m^{-3}); S_I – площадь собирающей поверхности ионов радиационно-заряженного диэлектрика в низкотемпературной плазме (m^2); S_d – площадь диэлектрика (m^2).

Площадь собирающей поверхности ионов S_I радиационно-заряженного диэлектрика в низкотемпературной плазме можно оценить по ширине пристеночного слоя объемного электрического заряда R_I : $S_I \approx R_I^2$. Определим зависимость ширины пристеночного слоя объемного заряда R_I от электрического потенциала поверхности радиационно-заряженного диэлектрика V_0 [28]:

$$R_I = 0,803 (R_d V_0)^{3/7} D^{4/7}, \quad (2.32)$$

где R_I – ширина пристеночного слоя объемного заряда над поверхностью радиационно-заряженного диэлектрика (м); R_d – габаритный размер диэлектрика (м); V_0 – электрический потенциал поверхности радиационно-заряженного диэлектрика (В); D – радиус Дебая радиационно-заряженного диэлектрика в низкотемпературной плазме (м).

Электрический потенциал поверхности диэлектрика V_0 определим по напряженности электрического поля над поверхностью радиационно-заряженного диэлектрика F_{surf} и ширине пристеночного слоя объемного заряда R_I :

$$V_0 = F_{surf} \cdot R_I, \quad (2.33)$$

где F_{surf} – напряженность электрического поля над поверхностью радиационно-заряженного диэлектрика (В/м).

Ширина пристеночного слоя радиационно-заряженного диэлектрика в окружении низкотемпературной плазмы снижается с уменьшением электрического потенциала поверхности диэлектрика.

Образование рекомбинационных дырок при вырывании положительными ионами низкотемпературной плазмы электронов у атомов диэлектрика

Ионы низкотемпературной плазмы при бомбардировке поверхности диэлектрика внедряются в приповерхностный слой диэлектрика и сбрасывают свою кинетическую энергию до теплового состояния (происходит процесс термализации ионов). Выделившаяся энергия при термализации ионов низкотемпературной плазмы на поверхности диэлектрика уходит на кинетическое выбивание вторичных электронов из диэлектрика. Далее эти внедренные в диэлектрик ионы низкотемпературной плазмы захватывают электроны у соседних атомов диэлектрика и превращаются в нейтральные атомы за счет процесса рекомбинации. Процесс рекомбинации ионов низкотемпературной плазмы на электронах диэлектрика сопровождается генерацией дырок, которые захватываются ловушками кристаллической решетки диэлектрика. В нижней части схемы рисунка 2.7 механизмом IV показаны процессы кинетического выбивания электрона диэлектрика ионом низкотемпературной плазмы и рекомбинация этого иона электронами внутри диэлектрика с образованием дырки. На схеме приведено взаимодействие радиационно-заряженного диэлектрика с однозарядными ионами ксеноновой низкотемпературной плазмы.

Другая часть электронов диэлектрика потенциально вырывается с поверхности диэлектрика за счет подлетевших к нему ионов низкотемпературной плазмы. Это приводит к рекомбинации ионов низкотемпературной плазмы вырванными электронами диэлектрика над поверхностью диэлектрика. В результате образуются нейтральные атомы с высокой кинетической энергией, которые бомбардируют поверхность диэлектрика. Энергия термализации атомов в диэлектрике затрачивается на

кинетическое выбивание вторичных электронов с поверхности диэлектрика. На схеме рисунка 2.7 механизмом II показаны процессы потенциального вырывания электрона из диэлектрика подлетевшим к поверхности диэлектрика ионом низкотемпературной плазмы и рекомбинация подлетевшего иона вырванными электронами диэлектрика.

Таким образом, происходит генерация дырок во внешнем слое диэлектрика при рекомбинации ионов низкотемпературной плазмы электронами диэлектрика внутри или над поверхностью диэлектрика. Назовем данные дырки рекомбинационными. Далее в зависимости от заполненности ловушек во внешнем слое диэлектрика рекомбинационные дырки захватываются на ловушках диэлектрика. На схеме рисунка 2.7 в валентной зоне диэлектрика показана плотность тока генерации рекомбинационных дырок $j_{SH I}^{PEK}$. Плотность тока генерации рекомбинационных дырок в диэлектрике равна плотности потока ионов и атомов низкотемпературной плазмы, бомбардирующих диэлектрик:

$$j_{SH I}^{PEK} = j_{PI}, \quad (2.34)$$

где $j_{SH I}^{PEK}$ – плотность тока генерации рекомбинационных дырок в диэлектрике.

Плотность тока генерации рекомбинационных дырок максимальна в начальный момент релаксации диэлектрика, когда имеется высокая плотность тока ионов низкотемпературной плазмы на поверхность диэлектрика.

Образование эмиссионных дырок при потенциальной и кинетической эмиссии вторичных электронов с поверхности диэлектрика

Потенциальная ионно-электронная эмиссия с поверхности диэлектрика может сопровождаться двумя механизмами нейтрализации иона низкотемпературной плазмы. Первая называется резонансной нейтрализацией иона, при которой с поверхности диэлектрика происходит вырывание электрона, характеризующаяся туннелированием электрона через

потенциальный барьер над поверхностью диэлектрика. Второй механизм называется оже-нейтрализацией иона электронами диэлектрика вблизи поверхности диэлектрика. Данный механизм также сопровождается нейтрализацией иона электронами диэлектрика, однако энергия, выделяющаяся при этом, достаточна для вырывания дополнительного электрона из уровней ниже зоны проводимости диэлектрика. Механизмы резонансной нейтрализации и оже-нейтрализации ионов низкотемпературной плазмы электронами диэлектрика происходят независимо от энергий бомбардирующих диэлектрик ионов [71].

На схеме рисунка 2.7 потенциальная ионно-электронная эмиссия из диэлектрика показана механизмом I. Подлетевший к поверхности диэлектрика ион низкотемпературной плазмы вырывает электрон диэлектрика, который, преодолев туннелированием потенциальный барьер над поверхностью диэлектрика, испускается из него. При этом в диэлектрике во внешнем слое создается дырка, которая захватывается ловушкой диэлектрика.

Коэффициент потенциальной ионно-электронной эмиссии диэлектрика γ_p можно определить следующим образом [72]:

$$\gamma_p = 0.01(\varphi_I - 2A), \quad (2.35)$$

где γ_p – коэффициент потенциальной ионно-электронной эмиссии с поверхности диэлектрика; φ_I – потенциал ионизации атома низкотемпературной плазмы (для Хе $\varphi_I = 12.1$ эВ [73]); A – работа выхода электрона из диэлектрика (для Al_2O_3 работа выхода находится в диапазоне от 4 до 7 эВ в зависимости от кристаллической структуры, морфологии поверхности и присутствия примесей [74]).

Кинетическая ионно-электронная эмиссия с поверхности диэлектрика может приводить к различным процессам внутри диэлектрика, таким как аморфизация материала, структурно-фазовым превращениям, дефектам кристаллической решетки, выбиванию атомов, радиационным нарушениям и распылению поверхности. Одними из существенных процессов при

кинетической ионно-электронной эмиссии являются образования радиационных нарушений в объеме диэлектрика, которые влияют на генерацию тепловых носителей заряда, и аморфизация поверхности диэлектрика, приводящая к изменению упорядоченной структуры кристаллической решетки, а значит, и глубине проникновения бомбардирующих ионов в диэлектрик [71]. Последнее напрямую влияет на возбуждение и эмиссию электронов из внешнего слоя диэлектрика. Таким образом, в силу сложности и разнообразности механизмов, возникающих при ионно-электронной эмиссии с диэлектрика, ограничимся рассмотрением общей зависимости коэффициента ионно-электронной эмиссии γ_k от энергии первичных ионов E_{PI} .

На схеме рисунка 2.7 кинетическая ионно-электронная эмиссия из диэлектрика показана механизмом III, обозначенным внутри внешнего слоя возле символа ионизации. Бомбардирование ионами и атомами низкотемпературной плазмы радиационно-заряженного диэлектрика приводит к их термализации на поверхности диэлектрика. Энергия, выделяющаяся при термализации ионов и атомов низкотемпературной плазмы в диэлектрике, затрачивается на кинетическое выбивание электронов из диэлектрика. При этом в диэлектрике во внешнем слое А образуются дырки, которые захватываются ловушками диэлектрика.

Коэффициент кинетической ионно-электронной эмиссии γ_k от энергии первичных ионов E_{PI} имеет соотношение [72]:

$$\gamma_k = a(E_{PI} - E_{th}), \quad (2.36)$$

где γ_k – коэффициент кинетической ионно-электронной эмиссии с поверхности диэлектрика; a – коэффициент зависимости эмиссии электронов от энергии электронов (для чистых металлов $a = 0.002 \text{ эВ}^{-1}$ [72]); $E_{PI} = eV_0$ – энергия ионов низкотемпературной плазмы, бомбардирующих радиационно-заряженную поверхность диэлектрика (эВ); E_{th} – пороговая энергия ионов, меньше которой $\gamma_k = 0$ ($E_{th} = 100 - 200 \text{ эВ}$ [72]).

Потенциальная и кинетическая ионно-электронные эмиссии из диэлектрика создают дырки в валентной зоне диэлектрике, плотность

генерации которых в диэлектрике равна плотности эмиссии вторичных электронов из диэлектрика. Назовем данные дырки эмиссионными. Далее образованные в валентной зоне эмиссионные дырки захватываются на ловушки диэлектрика.

Плотность тока генерации эмиссионных дырок j_{SHI}^{EM} в диэлектрике равна произведению плотности тока ионов низкотемпературной плазмы j_{PI} и полного коэффициента вторичной ионно-электронной эмиссии γ_{IE} :

$$j_{SHI}^{EM} = j_{PI}\gamma_{IE}, \quad (2.37)$$

где j_{SHI}^{EM} – плотность тока генерации эмиссионных дырок в диэлектрике; $\gamma_{IE} = \gamma_p + \gamma_k$ – полный коэффициент вторичной ионно-электронной эмиссии с поверхности диэлектрика.

Кинетическая ионно-электронная эмиссия из диэлектрика превалирует над потенциальной ионно-электронной эмиссией для энергий ионов низкотемпературной плазмы примерно от 200 эВ. Для энергий ионов низкотемпературной плазмы меньше 200 эВ определяющим механизмом взаимодействия низкотемпературной плазмы с радиационно-заряженным диэлектриком остается потенциальная ионно-электронная эмиссия [72].

Образование положительного слоя дырок при взаимодействии ионов низкотемпературной плазмы с радиационно-заряженным диэлектриком

Плотность тока генерации вторичных дырок при воздействии ионов низкотемпературной плазмы на радиационно-заряженный диэлектрик можно записать следующим образом:

$$j_{SHI} = j_{PI}(1 + \gamma_{IE}), \quad (2.38)$$

где j_{SHI} – плотность полного тока генерации вторичных дырок в диэлектрике при взаимодействии радиационно-заряженного диэлектрика с низкотемпературной плазмой.

Процесс образования положительного слоя дырок во внешнем слое не равновесен и происходит со снижением кинетической энергии бомбардирующих ионов низкотемпературной плазмы за счет уменьшения

электрического потенциала поверхности диэлектрика. Первоначальная энергия ионов низкотемпературной плазмы равна электрическому потенциалу поверхности диэлектрика и составляет примерно 10–15 кэВ.

Численное решение уравнений баланса токов

Релаксация накопленного заряда в радиационно-заряженном диэлектрике низкотемпературной плазмой производилась сразу после процесса радиационной зарядки диэлектрика. То есть прекращался поток облучения первичными электронами диэлектрика и запускался поток ионов на радиационно-заряженный диэлектрик. Это приводило к всплескам тока генерации дырок во внешнем слое диэлектрика, что делало численный расчет не сходящимся. Решение было найдено с помощью ограничения скорости нарастания плотностей токов в балансе токов следующим путем:

$$\begin{cases} \Delta\sigma_{AH} = (j_{CAH} - (j_{PFAH} + ef_{SA}/2) \cdot (1 - \exp(-\frac{j_{CAH}}{j_{PFAH} + ef_{SA}/2}))) \Delta t, \\ \Delta\sigma_{BE} = (j_{CBE} - (j_{PFBE} + ef_{SB}/2) \cdot (1 - \exp(-\frac{j_{CBE}}{j_{PFBE} + ef_{SB}/2}))) \Delta t, \end{cases} \quad (2.39)$$

$$\begin{cases} \Delta\sigma_{AE} = (j_{CAE} - (ef_{SA}/2) \cdot (1 - \exp(-\frac{j_{CAE}}{ef_{SA}/2}))) \Delta t, \\ \Delta\sigma_{BH} = (j_{CBH} - (ef_{SB}/2) \cdot (1 - \exp(-\frac{j_{CBH}}{ef_{SB}/2}))) \Delta t. \end{cases} \quad (2.40)$$

Баланс дрейфового переноса заряженных носителей для конденсаторной модели радиационного накопления заряда в диэлектрике изменился следующим образом:

$$\begin{cases} j_{DH} = (j_{SHE} + j_{PFAH} + j_{SH}) - j_{AL} \cdot (1 - \exp(-\frac{j_{SHE} + j_{PFAH} + j_{SH}}{j_{AL}})), \\ j_{DE} = (j_{PEB} + j_{PFBE} + j_{SE}) - j_{AL} \cdot (1 - \exp(-\frac{j_{PEB} + j_{PFBE} + j_{SE}}{j_{AL}})). \end{cases} \quad (2.41)$$

Баланс дрейфового переноса заряженных носителей для конденсаторной модели релаксации накопленного заряда в диэлектрике низкотемпературной плазмой изменился следующим образом:

$$\begin{cases} j_{DH} = (j_{SHI} + j_{PFAH}) - j_{AL} \cdot (1 - \exp(-\frac{j_{SHI} + j_{PFAH}}{j_{AL}})), \\ j_{DE} = j_{PFBE} - j_{AL} \cdot (1 - \exp(-\frac{j_{PFBE}}{j_{AL}})). \end{cases} \quad (2.42)$$

Плотность тока первичных термализованных электронов, участвующих в дрейфовом переносе электронов, в диэлектрике j_{PEB} изменился следующим образом:

$$j_{PEB} = j_{PE} - (j_{RADAL} + j_{BE}) \cdot (1 - \exp(-\frac{j_{PE}}{j_{RADAL} + j_{BE}})). \quad (2.43)$$

Таким образом, ограничение скорости нарастания плотностей токов в модели радиационно-заряженного диэлектрика позволило получить сходящийся к решению численный расчет.

2.3 Валидация математической модели

Конденсаторная модель радиационной зарядки диэлектрика качественно верно описывает характер изменения электрического потенциала поверхности диэлектрика при его облучении моноэнергетическим пучком электронов. Однако количественное описание кинетики радиационной зарядки претерпевает ряд трудностей. Это связано в первую очередь со множеством взаимосвязанных друг с другом процессов, происходящих в диэлектрике, описание которых усложняет математическую модель радиационной зарядки диэлектрика. Конденсаторная модель радиационной зарядки диэлектрика содержит более ста параметров, известных с разной степенью точности либо вообще неизвестных для некоторых материалов.

Во вторую очередь имеются противоречия в характере радиационной зарядки диэлектрика [75]. Сложности вызывают объяснения разности в установлении равновесного потенциала радиационно-заряженного диэлектрика и времени установления равновесного тока вторичной электронной эмиссии. То есть радиационная зарядка диэлектрика характеризуется двумя временными периодами: кратковременным (порядка долей и единиц секунд) и долговременной (от единиц до сотен секунд). При кратковременном периоде устанавливается равновесный ток вторичной электронной эмиссии из диэлектрика. При долговременном периоде устанавливается равновесный потенциал радиационно-заряженного диэлектрика.

Другой сложностью является отсутствие информации о распределении ловушек по энергии в запрещенной зоне диэлектрика. Данная информация напрямую влияет на характер дрейфового переноса зарядов в диэлектрике, на плотность потока высвобождения носителей зарядов из ловушек диэлектрика и на характер рекомбинации носителей зарядов в запрещенной зоне диэлектрика. Также в литературе имеется большой разброс в оценке плотности ловушек в диэлектрике, что неудивительно, учитывая разнообразие дислокаций в кристаллической решетке диэлектрика.

Трудностью в математическом описании представляется радиационная проводимость диэлектрика. Сгенерированные вторичные ионизационные носители заряда в запрещенной зоне и валентной зоне диэлектрика должны подвергаться рекомбинации вне запрещенной зоны диэлектрика, иначе они будут захватываться ловушками диэлектрика в запрещенной зоне и увеличится скорость радиационной зарядки диэлектрика на порядки, чего не наблюдается в экспериментальных данных радиационной зарядки диэлектрика. При этом следует помнить, что один первичный электрон создает сотни и тысячи вторичных ионизационных носителей заряда в диэлектрике.

Таким образом, радиационная зарядка диэлектрика является сложным в математическом описании объектом исследования, что заставляет ограничиваться качественной картиной происходящих в диэлектрике явлений без применения количественного математического описания.

Для проверки корректности конденсаторной модели были проведены расчеты зарядки пластины Al_2O_3 потоком моноэнергетических электронов с энергией 30 кэВ и плотностью тока 1 нА/см². Этот случай соответствует экспериментальным данным, полученным в [76].

В таблице 2.1 приведены основные входные данные для проведения численного исследования взаимодействия низкотемпературной плазмы СПД с радиационно-заряженным диэлектриком.

Таблица 2.1 – Начальные данные для численного расчета

Материал диэлектрика	Входные параметры математической модели						
	j_{PE}	E_0	N_N	E_E, E_H	n_I	γ_V	γ_S
	нА/см ²	кэВ	м ⁻³	эВ	м ⁻³	Ом ⁻¹ м ⁻¹	Ом ⁻¹ м ⁻¹
Al ₂ O ₃	1	30	10 ²⁴	0,2	10 ¹¹	10 ⁻¹⁴	10 ⁻⁷

Результаты сравнения результатов расчета и экспериментальных данных представлены на рисунке 2.8.

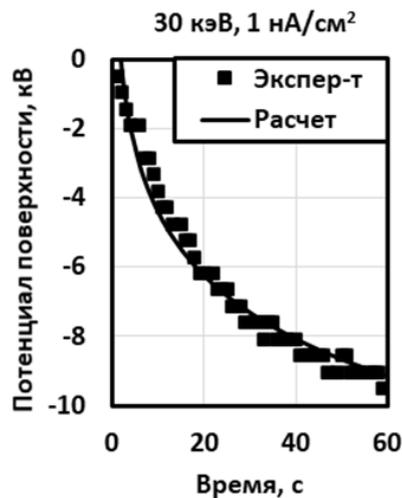


Рисунок 2.8 – Сравнение изменений электрического потенциала поверхности диэлектрика при радиационной зарядке для численного и физического экспериментов

Из этого рисунка следует, что конденсаторная модель качественно верно описывает процесс радиационной зарядки диэлектрика, что позволяет использовать ее для последующего моделирования релаксации заряда при воздействии на заряженный диэлектрик низкотемпературной плазмы.

Отметим, что валидация модели и последующие численные исследования производились для Al₂O₃, свойства которого в настоящее время достаточно хорошо изучены. Для защитных стекол типа К-208 [77-79] БС данных, необходимых для расчета, в литературе нет. Однако известно, что по сравнению с Al₂O₃ стекло К-208 имеет большое количество добавок, снижающих способность стекла накапливать электрические заряды. Поэтому расчеты для Al₂O₃ приведут к оценкам худшего случая, что согласуется с целями настоящего исследования.

2.4 Численное исследование релаксации накопленного заряда радиационно-заряженного диэлектрика в низкотемпературной плазме

На рисунке 2.9 приведены результаты численного исследования напряженности электрического поля внутри и на поверхности диэлектрика, концентраций зарядов во внешнем и внутреннем слоях, а также электрического потенциала на поверхности радиационно-заряженного диэлектрика при взаимодействии с низкотемпературной плазмой.

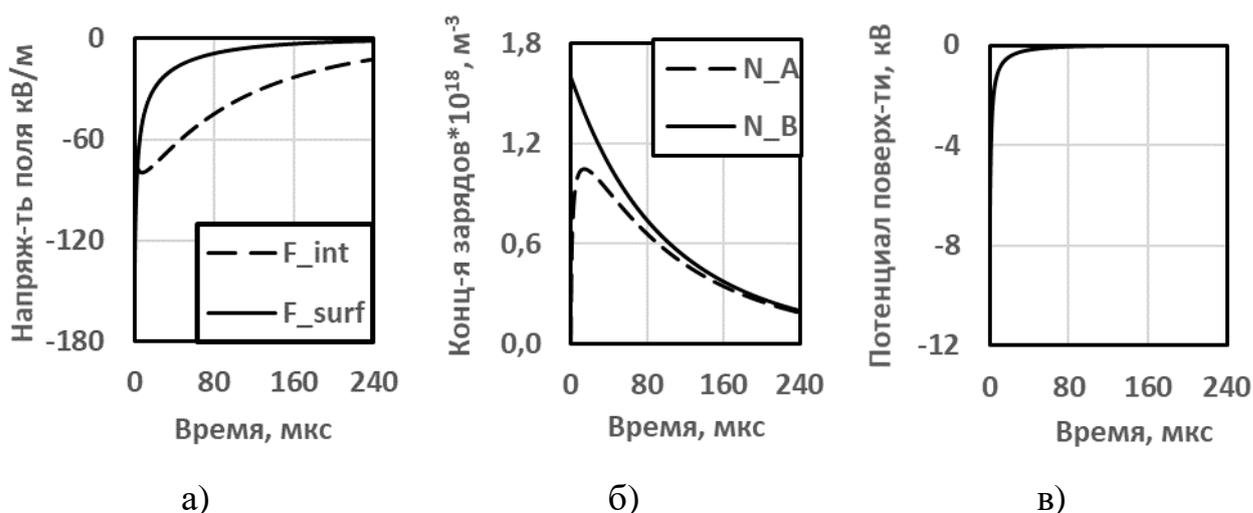


Рисунок 2.9 – Результаты численных исследований изменений

напряженности электрического поля между внешним А и внутренним В слоями диэлектрика F_{int} и над поверхностью диэлектрика F_{surf} (а), концентраций захваченных на ловушки носителей заряда во внешнем А N_A и внутреннем В N_B слоях диэлектрика (б) и потенциала поверхности диэлектрика V_0 (в) при релаксации накопленного заряда в диэлектрике

Из этих рисунков видно, что при появлении плазмы над радиационно-заряженным диэлектриком напряженность поля не превышает пороговых значений, поэтому электрического пробоя диэлектрика не происходит.

Ионы плазмы создают в приповерхностном слое диэлектрика положительный заряд (в виде дырок), который компенсируют накопленный в диэлектрике отрицательный заряд. При этом рекомбинации накопленного электрического заряда не происходит. Потенциал поверхности диэлектрика уменьшается практически до нуля, хотя напряженность электрического поля внутри диэлектрика сохраняется еще длительное время.

2.5 Выводы по главе

В данной главе разработана физико-математическая модель накопления и релаксации электрического заряда в диэлектрических материалах ВБС под действием геомагнитной плазмы и плазмы ЭРД. Проведена валидация модели путем сравнения результатов расчетов с имеющимися в литературе экспериментальными данными.

Численно показано, что появление плазмы ЭРД над поверхностью радиационно-заряженных диэлектрических материалов КА не приводит к пробое диэлектрика. При этом накопленный в объеме диэлектрика отрицательный электрический заряд сохраняется, но компенсируется положительным зарядом, локализованными в тонком приповерхностном слое.

Глава 3 – Электроразрядные процессы на элементах конструкции высоковольтной солнечной батареи в плазме электроракетного двигателя

3.1 Постановка задачи эксперимента

При запуске ЭРД в окрестности КА возникает низкотемпературная плазма, которая может приводить к электроразрядной деградации элементов и систем КА. Наиболее подвержены этому воздействию открытые электроды ВБС КА. В зависимости от геометрии электродов, подаваемого на них напряжения и концентрации низкотемпературной плазмы на электродах могут возникать электрические разряды при определенных ситуациях, переходящие в вакуумный дуговой разряд. Мощные вакуумные дуговые разряды на электродах ВБС могут приводить к разрушению материала электродов и выходу из строя отдельных генераторов или всей батареи.

Несмотря на то, что вакуумные дуговые разряды в настоящее время исследованы достаточно хорошо, тем не менее специфика конструкции и материалов ВБС создает специфические условия возникновения и развития дуговых разрядов. Тем более это касается несамостоятельных разрядов, развивающихся и горящих в плазме, генерируемой ЭРД.

Поскольку теория таких разрядов отсутствует, для определения их параметров необходим эксперимент, который ответит на следующие наиболее важные вопросы: 1) каков механизм развития разрядов на электродах ВБС, имеющих отрицательный и положительный потенциал относительно плазмы ЭРД и 2) при каких условиях развиваются дуговые разряды? Кроме того, поскольку плазма ЭРД является проводящей средой, а разность потенциалов между электродами ВБС превышает 100 В, между электродами ВБС могут протекать токи утечки, приводящие к дополнительным потерям мощности батареи. Поэтому важно ответить на вопрос о величине этих токов и обусловленных ими потерях мощности БС.

3.2 Описание экспериментальной установки

Исследования электроразрядных процессов на электродах, находящихся в окружении плазмы ЭРД, проводились в вакуумной камере стенда «ПП-2» МАИ [80]. Внешний вид вакуумной камеры представлен на рисунке 3.1.

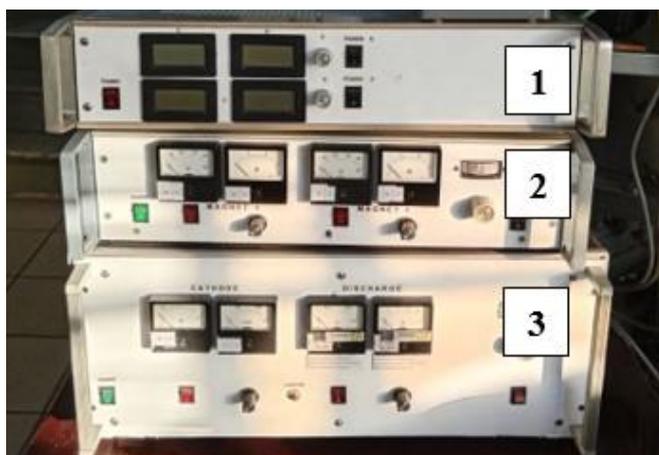


Рисунок 3.1 – Вакуумная камера стенда «ПП-2» МАИ

Вакуумная камера имеет объем 2 м^3 . Откачка производится одним форвакуумным, четырьмя турбомолекулярными и одним криогенным насосом, что обеспечивает давление в камере не хуже 10^{-5} торр. Форвакуумная система откачки относится к безмасляному типу.

В качестве источника плазмы использовался двигатель типа СПД-70 с рабочим напряжением 290 В и током разряда 1,45 А. Рабочее тело – ксенон.

Давление в вакуумной камере при работающем двигателе составляет 5×10^{-5} торр. Системы подачи рабочего тела 1, управления магнитными катушками 2, током и напряжением разряда 3 двигателя показаны на рисунке 3.2а и сам СПД-70 представлен на рисунке 3.2б.



а)

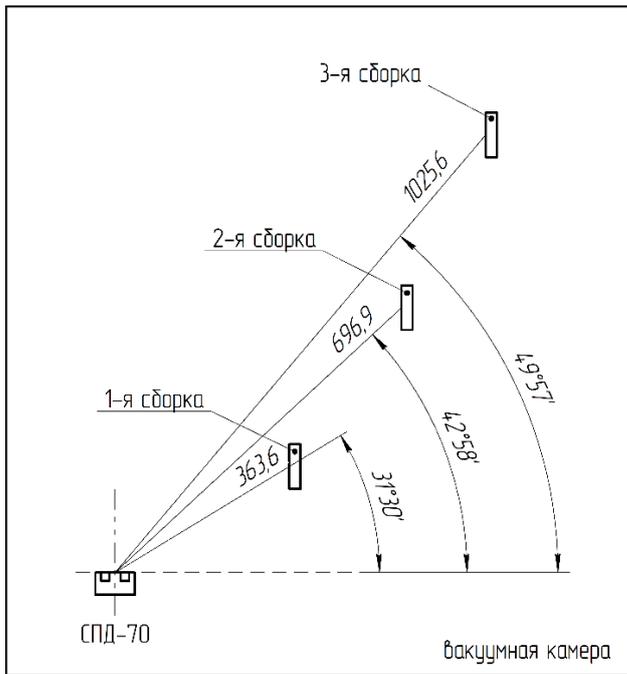


б)

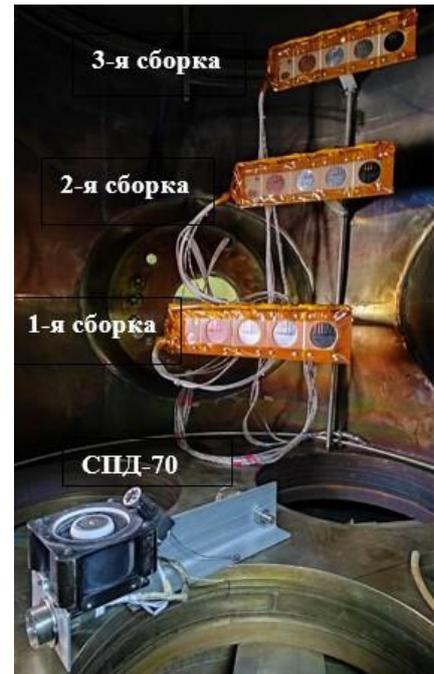
Рисунок 3.2 – Системы питания и управления двигателя (а) и СПД-70 (б)

Для исследования разрядов применялись модельные электроды, на которые подавалось отрицательное и положительное напряжение относительно вакуумной камеры. Электроды собирались в 3 сборки, которые располагались на расстояниях 360, 700 и 1000 мм от среза двигателя (см. рисунок 3.3). Концентрация плазмы в окрестности электродов составляла от 1×10^{14} (на сборке 3) до $5 \times 10^{14} \text{ м}^{-3}$ (на сборке 1), что является предельно возможной концентрацией плазмы у поверхности ВБС в летных условиях.

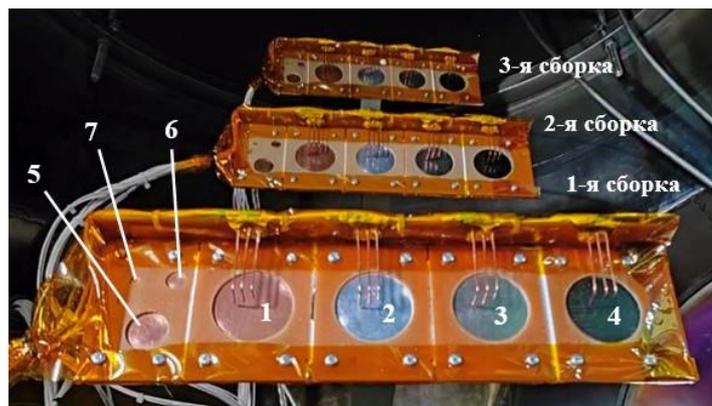
Каждая сборка имела по 4 катода из разных материалов: медь 1, дюралюминий 2, нержавеющая сталь 3 и углепластик 4. Диаметр катодов составлял 40 мм. С левой стороны сборок имелись по 3 медных анода с различной площадью поверхности. Большой анод 5, средний анод 6 и маленький анод 7 имели диаметры поверхности 20, 10 и 5 мм соответственно. Диаметры электродов и их условные обозначения приведены в таблице 3.1. Материал катода обозначается дополнительной буквой, например, «К1-У» означает: катод, сборка 1, углепластик.



а)



б)



в)

Рисунок 3.3 – Схема (а) и расположения (б) сборок с электродами внутри вакуумной камеры относительно СПД-70 и вид на сборки электродов со стороны двигателя (в)

Таблица 3.1 – Диаметры и условные обозначения электродов

	Катоды	Аноды		
		Большой	Средний	Маленький
	К1, К2, К3	АБ1, АБ2, АБ3	АС1, АС2, АС3	АМ1, АМ2, АМ3
Д, мм	40	20	10	5

Электроды крепились на стеклотекстолитовой (СТ) пластине и зажимались сверху СТ-крышками. На задней поверхности каждого анода располагался датчик термосопротивления Pt100, который крепился к аноду упругим СТ-зажимом. Для улучшения теплового контакта термодатчик прижимался к аноду через теплопроводную пасту КПТ-8. Трехмерная модель сборки с электродами показана на рисунке 3.4.

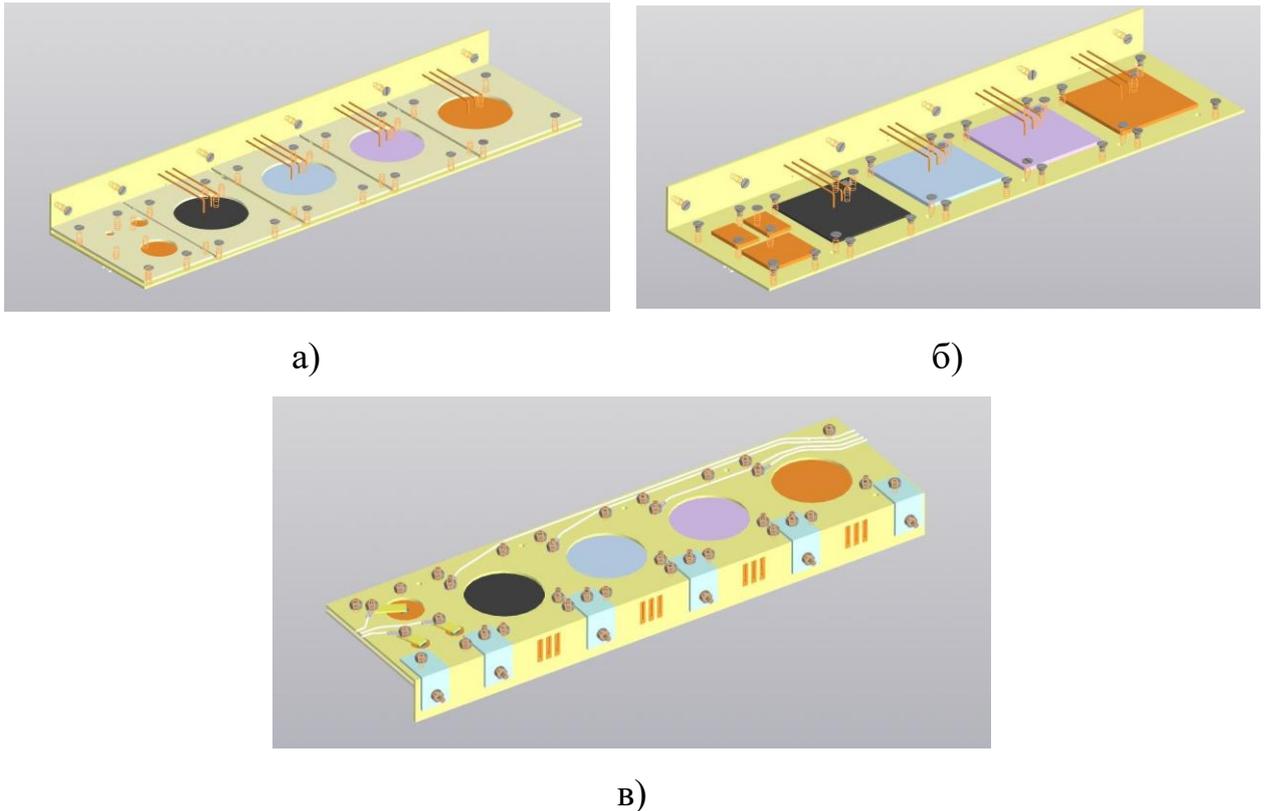


Рисунок 3.4 – Трехмерная модель сборки с электродами: а – вид сверху с крышками; б – вид сверху без крышек; в – вид снизу

Пространство между электродами заполнялось полимером (ПМ), в качестве которого был применен силиконовый герметик. Полимер обеспечивал изоляцию электродов от воздействия плазмы и одновременно являлся испаряемым веществом, образующим среду для горения дугового разряда. Вся сборка была покрыта полиамидной пленкой для уменьшения напыления электродов элементами конструкции сборки.

Подача напряжения на электроды сборок производилась блоком питания (БП) «Тетрон 50006С» с напряжением от 0 до 500 В и максимальным током 6 А. Измерения напряжения разрядного промежутка с электродов и

падения напряжения на реостате осуществлялось мультиметрами RGKDM-30 и Fluke 287, соответственно. Рабочее место оператора эксперимента показано на рисунке 3.5.

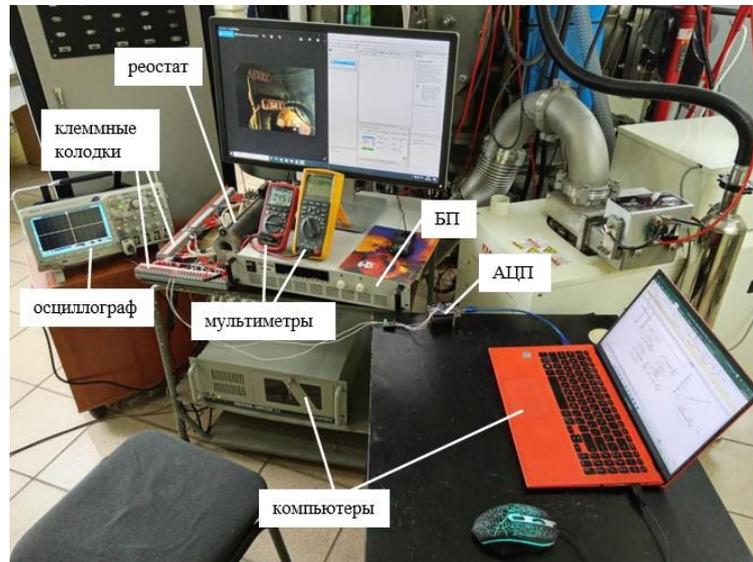


Рисунок 3.5 – Рабочее место оператора эксперимента

Осциллограммы тока микроразрядов на катоде записывались осциллографом TektronixDPO 3034. Измерение осциллографом тока в цепи производилось с помощью токового щупа TCR0020. Данные с видеокамеры, осциллографа и термодатчиков записывались на компьютеры.

3.3 Эксперименты на положительно смещенных электродах

3.3.1 Схема и методика эксперимента

Схема эксперимента на положительно смещенных электродах (анодах) приведена на рисунке 3.6.

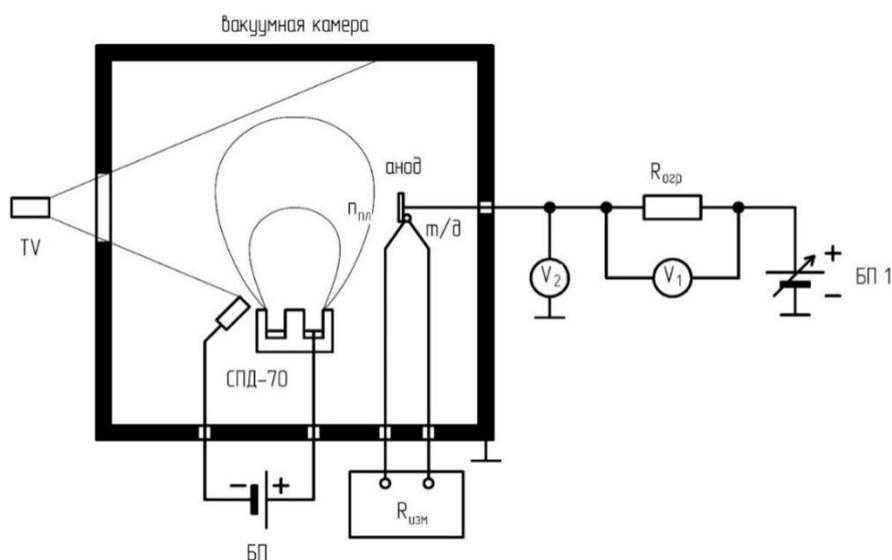


Рисунок 3.6 – Схема эксперимента на положительно смещенных электродах

Положительное напряжение на анод подавалось от блока питания БП1 через токоограничивающий резистор $R_{огр} = 150 \text{ Ом}$. Для защиты БП1 и образца ток разряда был ограничен электронной схемой на уровне 1,5 А. Напряжение разрядного промежутка измерялось вольтметром V_2 между анодом и вакуумной камерой. Ток разряда определяли по падению напряжения V_1 на токоограничивающем резисторе. Электрические цепи СПД были гальванически изолированы от вакуумной камеры и БП1.

Концентрация плазмы $n_{пл}$ в окрестности анодных сборок была измерена в методическом эксперименте с помощью зонда Фарадея.

Фиксация видеоизображений электродов во время эксперимента осуществлялась цветной видеокамерой машинного зрения TV.

Эксперименты проводились при включенном СПД на указанном выше режиме. Сразу после включения двигателя начался рост температуры анодов со скоростью $0,3^\circ\text{C}$ в минуту. К моменту начала эксперимента температура анодов сборки 1 составляла $T_a=34^\circ\text{C}$ и продолжала расти. Причиной

увеличения температуры анода являлся его кинетический нагрев ионами струи.

В ходе эксперимента на анод ступенчато подавали напряжение от БП1 в диапазоне 50–500 В с шагом 50 В и фиксировали соответствующие ему значения тока и температуры. Время выдержки на каждой ступени по напряжению составляло 5 минут. За это время температура анодов увеличивалась в результате теплового воздействия электронов, собираемых анодом из окружающей плазмы. При некотором значении напряжения происходил пробой промежутка и разряд переходил в режим горения дуги. В некоторых случаях между повышением напряжения и началом горения дуги наблюдалась задержка 1–100 секунд, обусловленная тепловой инерционностью системы.

3.3.2 Основные результаты эксперимента

Типичные вольт-амперные характеристики анодов, полученные в ходе данного эксперимента, приведены на рисунке 3.7.

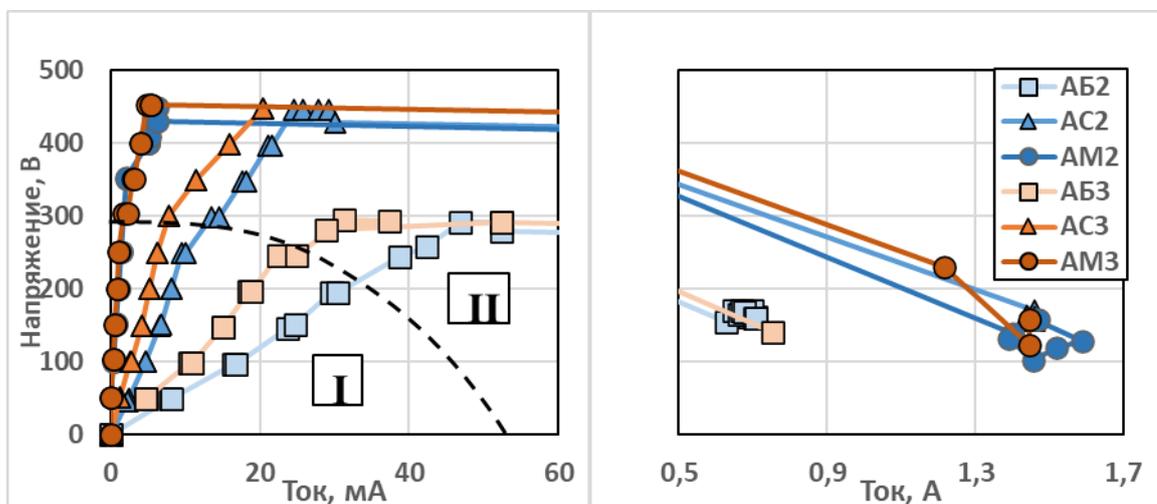


Рисунок 3.7 – ВАХ вакуумных дуговых разрядов на анодах сборок 2 и 3, где I – область без газовыделения ПМ, II – область с ионизацией паров при газовыделении ПМ

Как видно из этого рисунка, в области I ток анода увеличивается линейно с ростом напряжения. Затем линейность роста тока нарушается, а при еще большем напряжении разряд переходит в дуговой режим.

На рисунке 3.8 приведены зависимости температуры анодов T_a от подаваемого на них напряжения U_d для всех сборок.

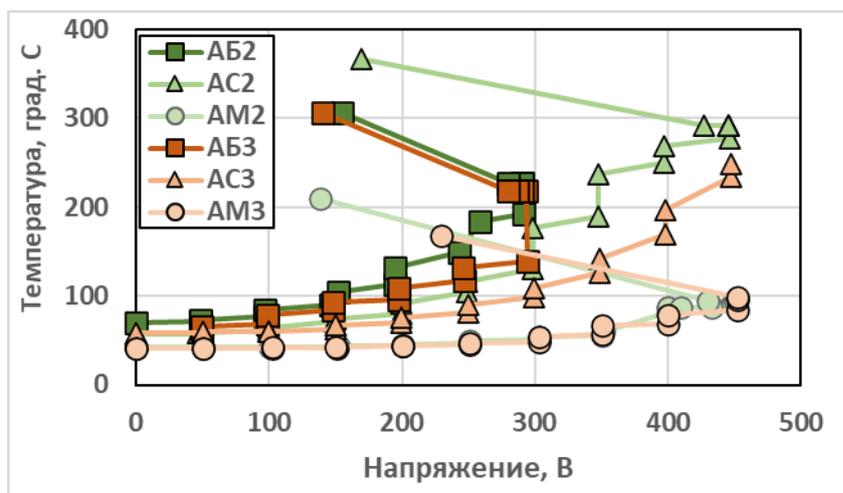


Рисунок 3.8 – Температуры анодов T_a от подаваемого на них напряжения U_d

Температура, при которой происходит пробой разрядного промежутка, для больших анодов составляет примерно $T_* = 220$ °С, для средних анодов – $T_* = 292$ °С, для маленьких анодов – $T_* = 99,5$ °С. Однако надо отметить, что, поскольку измерения температуры производились в динамике, полученные значения являются достаточно условными.

На рисунке 3.9 приведены характерные фотографии разрядов, зафиксированных на большом аноде сборки 1 (при максимальной концентрации плазмы).

Первый разряд появился уже при напряжении 50 В и имел вид яркой светящейся точки (рисунок 3.9а). При увеличении напряжения до 100 В ток разряда резко вырос до 1,44 А, а разряд приобрел вид светящегося диска, окруженного полупрозрачным шаром диаметром 10–12 см (рисунок 3.9б). Температура анода при этом возросла до 300 °С. Дальнейшее увеличение тока привело к росту температуры и изменению вида разряда (рисунок 3.9в). При напряжении 200 В ток увеличился до 1,68 А, а на поверхностях вакуумной камеры стали появляться искровые разряды, говорящие о дефиците электронов в плазме. Некоторые микроразряды сопровождалась оранжевыми искрами, разлетающимися в разные стороны от катодного пятна. Частота микроразрядов составляла примерно 30 в 1 минуту.

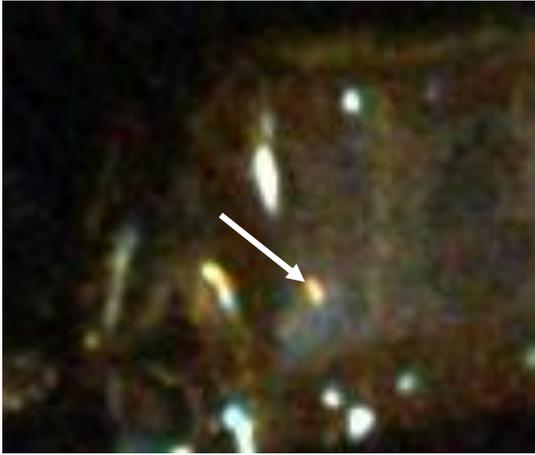
Похожая картина наблюдалась и на среднем аноде (рисунок 3.10в). Эксперименты на малом аноде не проводились, поскольку соединение с ним после дуговых разрядов на большом и среднем аноде было нарушено.

На рисунке 3.11 показаны аноды сборки 1 до и после проведенных экспериментов. Вся левая часть сборки 1 покрылась сажей в результате пиролиза прилегающих краев полиамидной пленки и ПМ. Некоторая оплавленная часть этих материалов покрыла и осталась на краях СТ-крышки большого и среднего анода в виде затвердевших капель. Сажа на большом аноде растрескалась и отлетела, высвободив наружу медную поверхность.

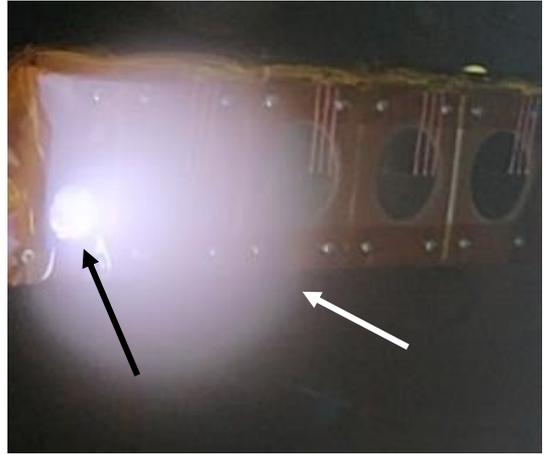
При экспериментах с анодами сборок 2 и 3 сопротивление на ограничивающем резисторе составляло $R_{огр} = 200$ Ом. Напряжение на блоке питания $U_{БП}$ повышалось до 450 В с шагом 50 В. Продолжительность режимов была сокращена до одной минуты. Также после возникновения дугового разряда напряжение далее не повышалось, а снималось через 5–10 секунд после начала горения дуги.

Во время горения дуговых разрядов было зафиксировано уменьшение напряжения на катоде-компенсаторе СПД-70 относительно вакуумной камеры $U_{кк}$ разряда с -20 до -5 В. Однако в некоторых случаях это напряжение скачком увеличивалось до -60 В в момент возникновения дугового разряда.

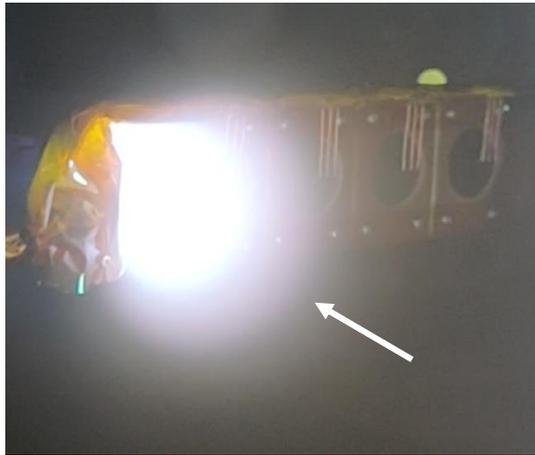
В таблице 3.2 приведены значения напряжения разрядного промежутка U_d^* , тока разрядного промежутка I_d^* , температуры анода T^* , напряжения на катоде-компенсаторе СПД-70 $U_{кк}^*$ и диаметра светящегося шара $D_{ш}^*$ при вакуумном дуговом разряде после пробоя и значения напряжения разрядного промежутка U_{d*} , тока разрядного промежутка I_{d*} и температуры анода T_* перед пробоем для всех анодов 3 сборок.



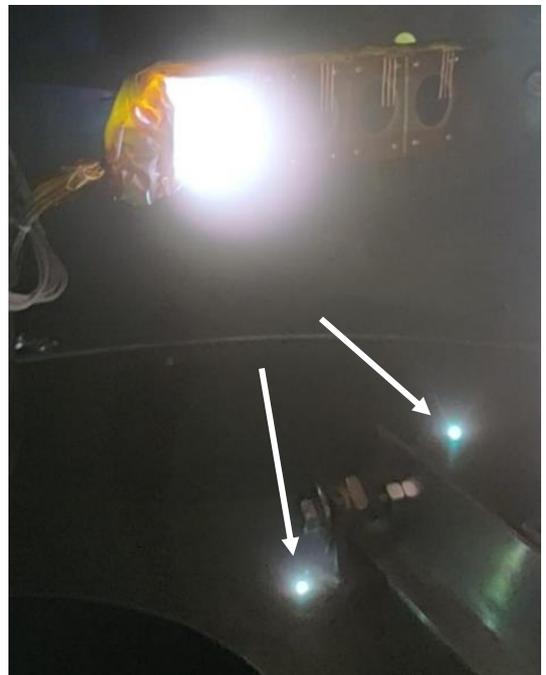
а) — $U_d=50$ В; $I_d=49$ мА;
 $T_a=110^\circ\text{C}$



б) — $U_d=100$ В; $I_d=1,44$ А;
 $T_a=300^\circ\text{C}$



в) — $U_d=150$ В; $I_d=1,43$ А;
 $T_a=500^\circ\text{C}$

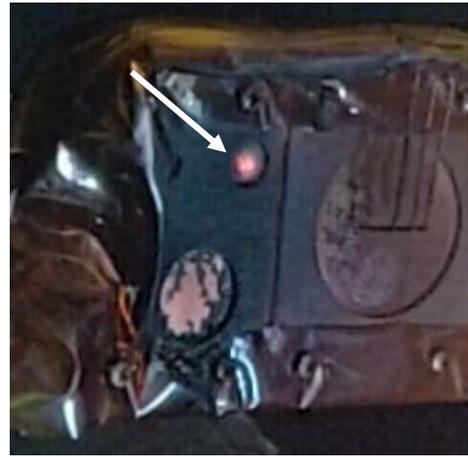


г) — $U_d=200$ В; $I_d=1,68$ А;
 $T_a=550^\circ\text{C}$

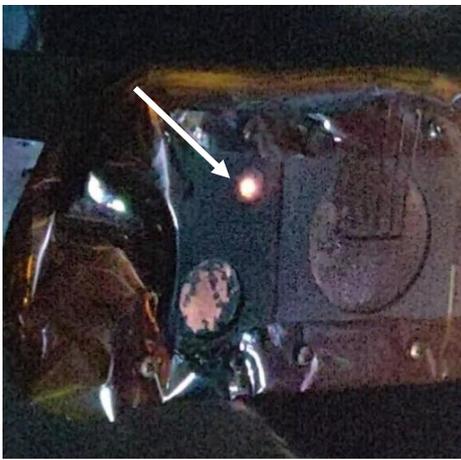
Рисунок 3.9 – Электрический разряд на большом аноде сборки 1 (АБ1)



а) $-U_d=75 \text{ В}; T_a=85^\circ\text{C}$



б) $-U_d=100 \text{ В}; I_d=19 \text{ мА};$
 $T_a=154^\circ\text{C}$



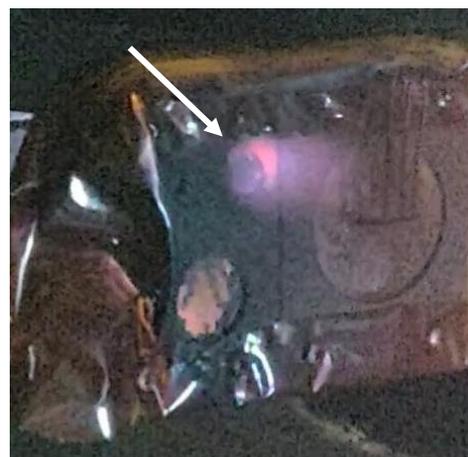
в) $-U_d=125 \text{ В}; I_d=24 \text{ мА};$
 $T_a=246^\circ\text{C}$



г) $-U_d=150 \text{ В}; I_d=38 \text{ мА};$
 $T_a=300^\circ\text{C}$



д) $-U_d=150 \text{ В}; I_d=1,078 \text{ А};$
 $T_a=370^\circ\text{C}$



е) момент прекращения подачи
напряжения на анод

Рисунок 3.10 – Электрический разряд на среднем аноде сборки 1 (АС1)

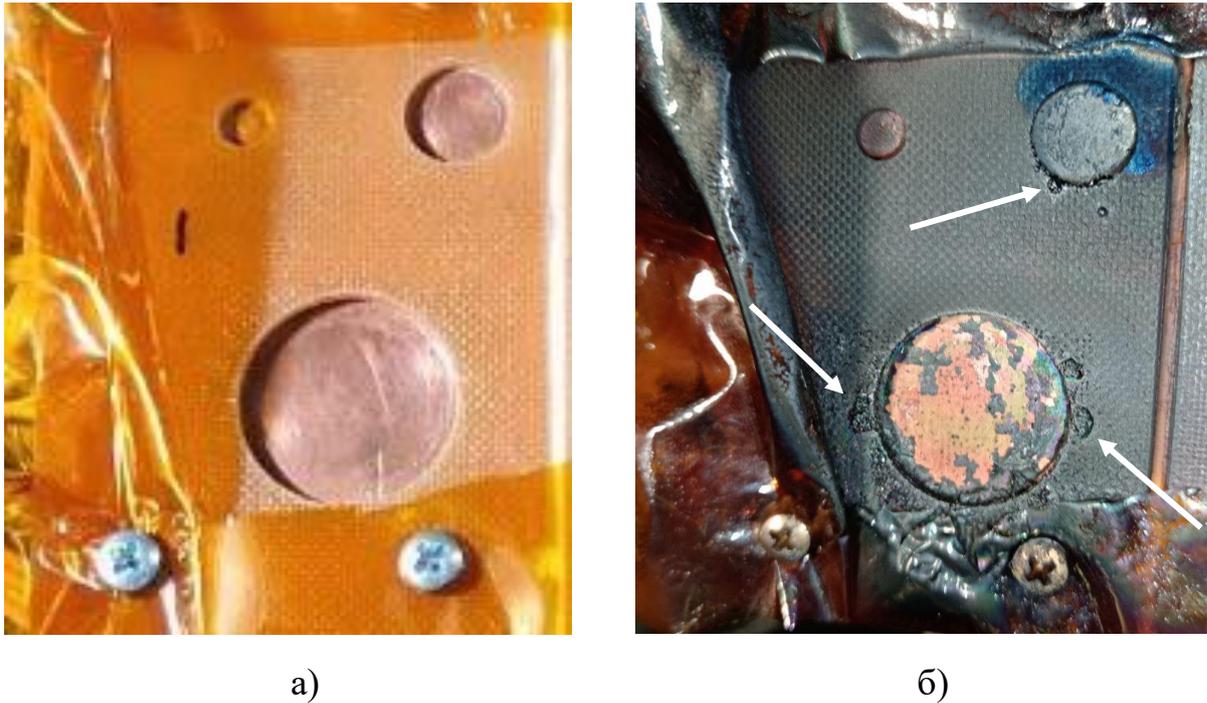


Рисунок 3.11 – Аноды сборки 1 (АБ1, АС1 и АМ1) до (а) и после (б) экспериментов

Таблица 3.2 – Параметры вакуумного дугового разряда на анодах

Наименование анода		U_{d*} , В	U_d^* , В	I_{d*} , мА	I_d^* , А	T_* , °С	T^* , °С	$U_{кк}^*$, В	$D_{ш}^*$, см
Сборка 1	АБ1	100	-	49	1,44	113	445	-	13
	АС1	150	-	38	1,08	302	375	-	13
	АМ1	-	-	-	-	-	-	-	-
Сборка 2	АБ2	300	164	47	0,68	228	306	-8,9	12,6
	АС2	450	140	24,5	1,46	299	355	-	6
	АМ2	450	122	6,1	1,47	94	208	-12,5	8
Сборка 3	АБ3	300	140	28,8	0,75	216	307	-5,6	13
	АС3	-	-	>20,4	-	-	-	-	-
	АМ3	450	159	4,8	1,36	99	174	-11,9	7

Приведенные в таблице 3.2 данные являются усредненными и получены либо задолго до возникновения дугового разряда (область I), либо во время горения дуги. Следует отметить, и это хорошо видно из рисунка 3.8, что процесс развития дугового разряда является нестационарным. Однако

после того как дуга загорелась, ток и температура анода стабилизируются, поэтому в режиме горения дуги процесс можно рассматривать как квазистационарный. Ток дуги в большинстве случаев был ограничен внешней электрической цепью, а именно – предельным током отсечки, заданным на БП1.

3.3.3 Физическая картина процессов на аноде

На рисунке 3.12а показано изменение потенциалов электродов внутри вакуумной камеры до и после пробоя разрядного промежутка. За нулевой потенциал выбран потенциал вакуумной камеры $\varphi_{\text{вк}}$. Перед пробоем разрядного промежутка потенциал анода $\varphi_{\text{анода}}$ находится выше потенциала $\varphi_{\text{вк}}$ примерно на 300 В (рассматривается большой анод). Потенциал анода газораспределителя $\varphi_{\text{агр}}$ отделен от потенциала катода-компенсатора $\varphi_{\text{кк}}$ СПД-70 напряжением 290 В. Перед пробоем $\varphi_{\text{кк}}$ ниже $\varphi_{\text{вк}}$ примерно на 20 В.

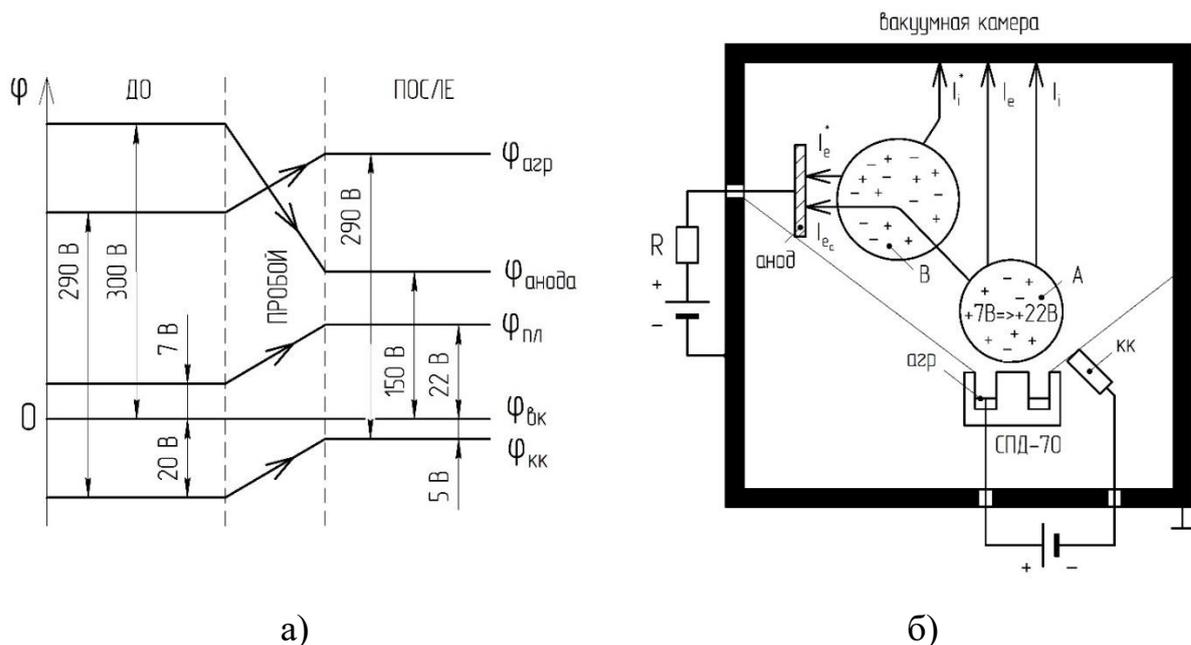


Рисунок 3.12 – Схемы изменений потенциалов (а) и токов (б) при пробое разрядного промежутка

После пробоя напряжение разрядного промежутка U_d снижается до 150 В и потенциал анода $\varphi_{\text{анода}}$ становится ближе к потенциалу $\varphi_{\text{вк}}$. Потенциал катода-компенсатора $\varphi_{\text{кк}}$ при этом повышается на 15 В и становится ближе к потенциалу $\varphi_{\text{вк}}$ примерно до 5 В. Это означает, что при

неизменности напряжения разряда двигателя потенциал анода газораспределителя $\varphi_{\text{агр}}$ после пробоя разрядного промежутка тоже повышается относительно $\varphi_{\text{вк}}$ примерно на 15 В.

На рисунке 3.12б приведена схема плазменных образований и баланс токов до и после пробоя разрядного промежутка.

До пробоя плазма генерируется в плазменной струе ЭРД в области А, ионы и электроны которой попадают на вакуумную камеру с током I_i и I_e соответственно. Эти токи примерно равны току разряда двигателя $I_i \approx I_e \approx 1,4$ А. После пробоя разрядного промежутка образуется плазма вакуумного дугового разряда в области В в окрестности анода. При этом из вакуумного дугового разряда в области В кратно увеличивается ток ионов в сторону вакуумной камеры I_i^* и ток электронов в сторону анода I_e^* . Данное увеличение тока в разрядном промежутке снижает потенциал анода $\varphi_{\text{анода}}$ примерно с 300 до 150 В. Запишем баланс токов до (3.1) и после (3.2) пробоя разрядного промежутка:

$$I_e + I_i = 0, \quad (3.1)$$

$$\begin{cases} I_e + I_{ea} + I_i = 0 \\ I_e^* + I_i^* = 0 \end{cases}, \quad (3.2)$$

где I_e , I_i – ток электронов и ионов из плазменной струи ЭРД в области А на вакуумную камеру соответственно (А); I_{ea} – ток первичных электронов из плазменной струи ЭРД в области А на анод (А); I_e^* – ток вторичных электронов из вакуумного дугового разряда в области В на анод (А); I_i^* – ток вторичных ионов из вакуумного дугового разряда в области В на вакуумную камеру (А).

Ток ионов I_i от двигателя на вакуумную камеру после пробоя разрядного промежутка меняется незначительно. Однако появляется дополнительный электронный ток из плазменной струи двигателя в области А на анод I_{ea} , который равен току электронов I_e до пробоя: $I_{ea} \approx 1,4$ А. То есть почти весь электронный ток катода-компенсатора в нормальном режиме работы двигателя I_e после пробоя разрядного промежутка направится в

сторону анода. Этот дополнительный электронный ток на анод I_{ea} создает избыточную концентрацию ионов в плазменной струе двигателя, увеличивая потенциал этой плазмы и электродов СПД-70 примерно с 7 до 22 В.

3.3.4 Вольт-амперная характеристика анода

Как показал эксперимент, процессы на аноде являются нестационарными и существенным образом зависят от напряжения.

В области I вольт-амперной характеристики (ВАХ) разряда (см. рисунок 3.7 выше) на поверхности анода образуется двойной электрический слой, внутри которого происходит падение электрического потенциала до потенциала окружающей плазмы. Поскольку температура анода относительно невелика и газовыделение отсутствует, для оценки анодного тока здесь применима зондовая теория Ленгмюра.

Область II характерна большими значениями напряжения и тока, при которых температура анода увеличивается настолько, что начинается интенсивное газовыделение ПМ, прилегающего к электроду. Молекулы выделившегося газа ионизируются электронами, что приводит к увеличению тока анода. Это приводит к лавинообразному увеличению тока анода и переходу разряда в режим горения вакуумной дуги.

Особенностью области II является увеличение тока на аноде I_d при объемной ионизации паров прилегающего к аноду ПМ. Первичные электроны при бомбардировке паров ПМ создают вторичные электроны и ионы. Величина тока вторичных электронов на анод I_{e2} определяется из значения тока первичных электронов низкотемпературной плазмы на анод I_{e1} и коэффициента размножения электронов γ при объемной ионизации паров ПМ. Коэффициент размножения электронов γ есть функция от интенсивности газовыделения паров ПМ. Исходя из этого, разработаем математическую модель коэффициента размножения электронов γ при объемной ионизации паров прилегающего к аноду ПМ.

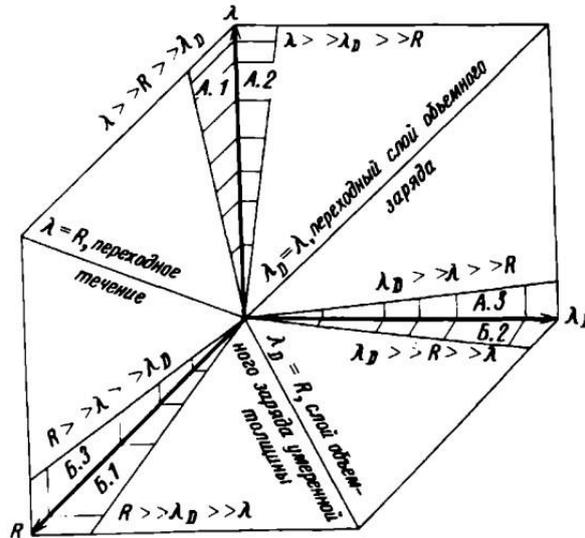
Вторичные ионы, образованные при бомбардировке паров ПМ первичными электронами низкотемпературной плазмы, создают локальное

повышение концентрации положительного объемного заряда над поверхностью анода внутри двойного электрического слоя. Этот объемный заряд вторичных ионов увеличивает площадь поверхности сбора первичных электронов анодом $F_{сб}$ в низкотемпературной плазме и увеличивает ток на анод I_d . Увеличенный ток первичных электронов на анод I_{e1} увеличивает ток вторичных электронов на анод I_{e2} на коэффициент размножения электронов γ . При коэффициенте размножения электронов меньше единицы $\gamma < 1$ площадь поверхности сбора первичных электронов при приращении интенсивности газовыделения паров ПМ достигает некоторого определенного значения $F_{сб}^{(1)}$. Эту площадь поверхности сбора первичных электронов $F_{сб}^{(1)}$ возможно определить по коэффициенту ионизационного усиления – отношения тока вакуумного дугового разряда на ток первичных электронов на анод для области электрического зонда в плазме. Поэтому рассмотрим математическую модель увеличения поверхности сбора электронов низкотемпературной плазмы $F_{сб}^{(1)}$ по коэффициенту ионизационного усиления при вакуумном дуговом разряде на аноде.

Правая часть графика ВАХ на рисунке 3.7 есть область горения вакуумного дугового разряда. Эта область характеризуется стационарным процессом сбора первичных электронов из плазмы катода-компенсатора ЭРД. Ток вакуумного дугового разряда I_d^* соотносится с током разряда в ЭРД и составляет единицы ампер, что на порядки превышает ток в областях I и II ВАХ вакуумного разряда, в которых ток не превышал нескольких десятков миллиампер. Напряжение вакуумного дугового разряда на аноде U_d^* определяется сопротивлением ограничивающего резистора $R_{огр}$ во внешней электрической цепи анода. При протекании вакуумного дугового разряда на аноде на ограничивающем резисторе падает напряжение на величину произведения тока дуги I_d^* и сопротивления резистора $R_{огр}$.

3.3.5 Зондовая характеристика анода

Для оценки тока анода в зависимости от напряжения в рамках классической зондовой теории необходимо определить режим работы анода как плоского зонда. На рисунке 3.13 показана трехмерная $R_0 - \lambda_D - \lambda$ диаграмма, иллюстрирующая различные области режимов работы электрического зонда в плазме [81].



R_0 – радиус электрического зонда; λ_D – толщина слоя объемного заряда;

λ – средняя длина свободного пробега

Рисунок 3.13 – Трехмерная диаграмма, иллюстрирующая различные режимы работы электрического зонда в плазме [81]

Концентрация плазмы в окрестности анодов, находящихся в среде низкотемпературной плазмы ЭРД на расстояние примерно 1 м от центра двигателя и угла от оси струи примерно 45° , составляет примерно 10^8 см^{-3} . Поэтому в данном случае плазма бесстолкновительная и областью режима работы анода в плазме является классический зонд Ленгмюра.

Радиус Дебая для данной плазмы λ_D оценивается на уровне примерно 0,2 мм. Радиус плоских анодов R_0 составляет от 2,5 до 10 мм. Исходя из этого, режимом работы анода в плазме считаем режим тонкого слоя объемного заряда.

В этом режиме работы анода в плазме можно выделить две теории, описывающие зондовую характеристику плазмы, различающиеся по

диапазону подаваемого напряжения на зонд относительно плазмы: большой электрический зонд и большой электрический зонд с очень высоким потенциалом [28].

Теория большого электрического зонда в плазме применяется для небольших потенциалов, удовлетворяющих условию: $|U_0| \ll \frac{kT_e}{e} \left(\frac{R_0}{\lambda_D}\right)^{4/3}$, где U_0 – электрический потенциал на зонде относительно плазмы. Правая часть этого условия для анода, находящегося в среде низкотемпературной плазмы ЭРД, приблизительно равна 1 кВ. То есть при подаче на анод напряжения относительно вакуумной камеры U_d до 500 В теория большого электрического зонда в плазме применима для решения рассматриваемой задачи. Однако напряжения, подаваемые на анод в плазме относительно вакуумной камеры U_d , близки к 1 кВ, поэтому также можно использовать теорию большого зонда с очень высоким потенциалом для рассматриваемой задачи.

Расчеты по обеим этим теориям ВАХ анода показали хорошее соответствие измеренных данных для маленького анода применительно к теории большого электрического зонда с очень высоким потенциалом и для напряжений на аноде относительно вакуумной камеры U_d выше примерно 500 В применительно к теории большого электрического зонда. Однако для напряжений U_d меньше 500 В и для среднего и большого анодов измеренные данные ВАХ оказались между рассчитанными ВАХ по этим теориям. Поскольку токи, получаемые согласно этим теориям при напряжении на аноде U_d меньше 500 В, отличаются в разы и на порядки, то применять эти теории для описания вакуумного разряда на аноде нельзя. Поэтому применим основные зондовые формулы и эмпирические соотношения с коэффициентами, получаемыми из экспериментальных данных.

Плотность тока первичных электронов низкотемпературной плазмы на анод I_{e1} зависит от концентрации плазмы $n_{пл}$ и площади поверхности сбора электронов $F_{сб}^{(0)}$:

$$I_{e1} = en_{\text{пл}} \left(\frac{8\pi k T_e}{m_e} \right)^{1/2} F_{\text{сб}}^{(0)}, \quad (3.3)$$

где $n_{\text{пл}}$ – концентрация низкотемпературной плазмы ЭРД в окрестности анода (м^{-3}); $F_{\text{сб}}^{(0)}$ – площадь поверхности сбора первичных электронов из низкотемпературной плазмы (м^2).

Площадь поверхности сбора электронов $F_{\text{сб}}^{(0)}$ согласно теории большого электрического зонда с очень высоким потенциалом выглядит следующим образом [28]:

$$F_{\text{сб}}^{(0)} = 0,803(R_0\varphi_0)^{3/7}\lambda_D^{4/7}, \quad (3.4)$$

где $\varphi_0 = -\frac{eU_0}{kT_e}$ – безразмерный электрический потенциал зонда относительно плазмы; U_0 – электрический потенциал зонда относительно плазмы (В); R_0 – радиус электрического зонда (см).

Однако формула (3.4) применяется для большого зонда с радиусом зонда на несколько порядков больше радиуса Дебая $R_0 \gg \lambda_D$ и для безразмерного потенциала зонда больше отношения радиуса зонда к радиусу Дебая $\varphi_0 \geq \left(\frac{R_0}{\lambda_D}\right)^{4/3}$. То есть для радиуса зонда R_0 больше десятков сантиметров и потенциала зонда U_0 больше 1 кВ. В случае рассматриваемой задачи радиус анода R_0 не превышает 1 см и электрический потенциал, подаваемый на анод, U_0 не выше 500 В. Поэтому применим следующее эмпирическое соотношение для нахождения площади поверхности сбора первичных электронов анодом $F_{\text{сб}}^{(0)}$ с коэффициентами, определяемыми из эксперимента:

$$F_{\text{сб}}^{(0)} = C \cdot U_0^a \cdot R_0^b, \quad (3.5)$$

где: U_0 – электрический потенциал анода относительно вакуумной камеры (В); R_0 – радиус анода (м); C , a , b – коэффициенты, определяемые из экспериментальных данных.

Коэффициент a можно определить из ВАХ вакуумного разряда области электрического зонда в плазме из экспериментальных данных, приведенных на рисунке 3.14 для анодов сборок 2 и 3.

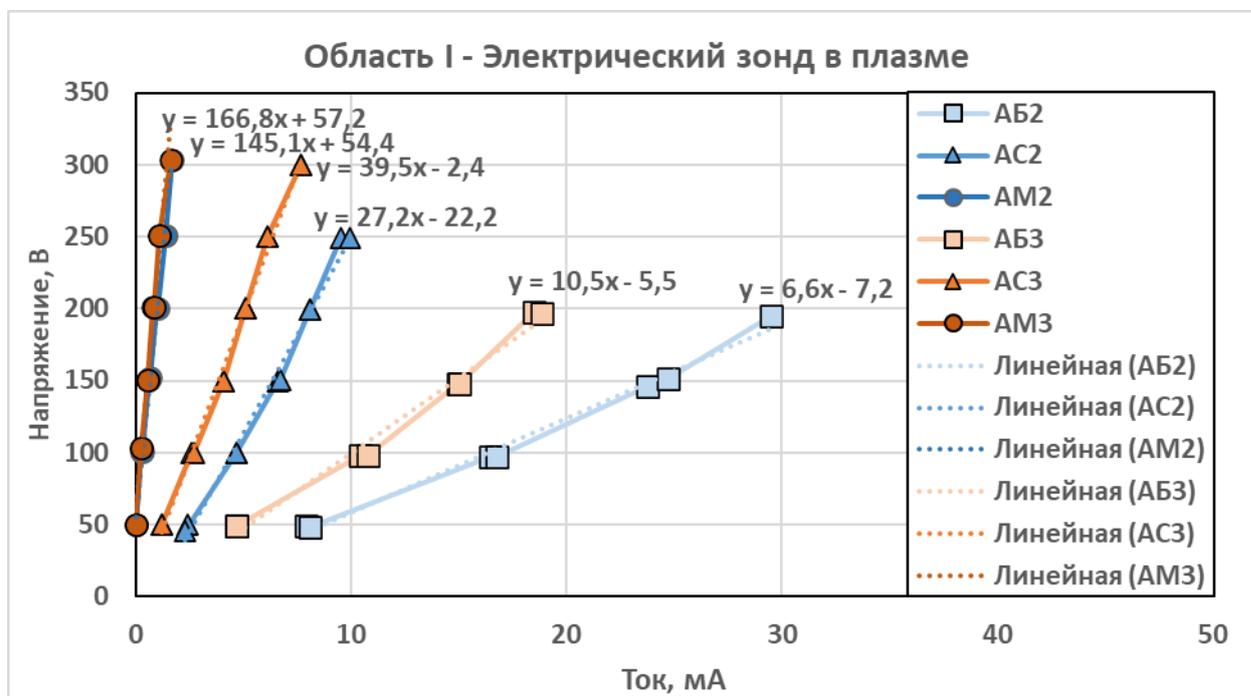


Рисунок 3.14 – ВАХ вакуумного разряда области электрического зонда в плазме I для анодов 2-й и 3-й сборок

Значения коэффициента a приведены в таблице 3.3.

Таблица 3.3 – Показатель степени a , определенный из эксперимента

	АБ2	АС2	АМ2	АБ3	АС3	АМ3
a	1,0	0,9	1,7	1,0	1,0	1,6

Как видно из этой таблицы, коэффициент a для среднего и большого анодов сборок 1 и 2 практически равен 1. Для маленьких анодов a больше 1,5. Поскольку для малого анода может сказываться влияние формы прилегающего изолятора, будем считать a равным 1, опираясь на данные среднего и большого анодов.

Коэффициенты C и b определим из экспериментальных зависимостей тока на аноде I_d от радиуса анода R_0 по следующему соотношению:

$$I_d = C_2 \cdot R_0^b, \quad (3.6)$$

где b – показатель степени; C_2 – коэффициент пропорциональности тока анода от радиуса анода при вакуумном разряде на аноде.

Откуда коэффициент C находим как:

$$C = \frac{C_2}{en_{\text{пл}} \left(\frac{8\pi k T_e}{m_e} \right)^{1/2} U_0} \quad (3.7)$$

Показатель степени радиуса анода b и коэффициент пропорциональности тока анода от радиуса анода C_2 найдем из экспериментальных данных, показанных на рисунке 3.15.

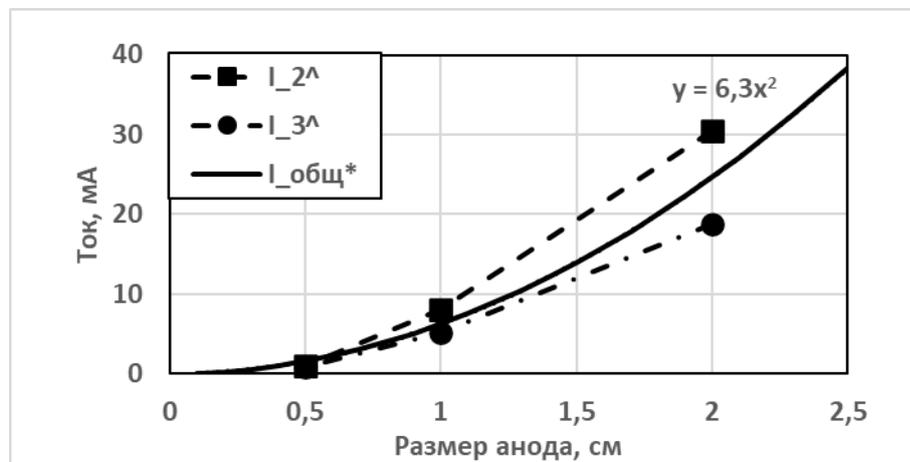


Рисунок 3.15 – Экспериментальные данные зависимости тока I_d от радиуса R_0 анода при вакуумном дуговом разряде на анодах сборок 2 и 3 и степенная линия тренда, найденная по методу наименьших квадратов

Из рисунка 3.15 находим, что $b \approx 2$, а $C_2 \approx 6,3$. Из этих данных определяем конечную зависимость площади сбора первичных электронов от радиуса и потенциала анода:

$$F_{\text{сб}}^{(0)} = 3,3 \cdot 10^{-5} \cdot U_0^1 \cdot R_0^2. \quad (3.8)$$

Таким образом, с использованием экспериментальных данных получена эмпирическая зависимость площади сбора первичных электронов $F_{\text{сб}}^{(0)}$ от радиуса R_0 и напряжения U_0 на аноде.

3.3.6 Тепловая модель анода

Схемы тепловых потоков и геометрические параметры тепловой модели анода приведены на рисунке 3.16.

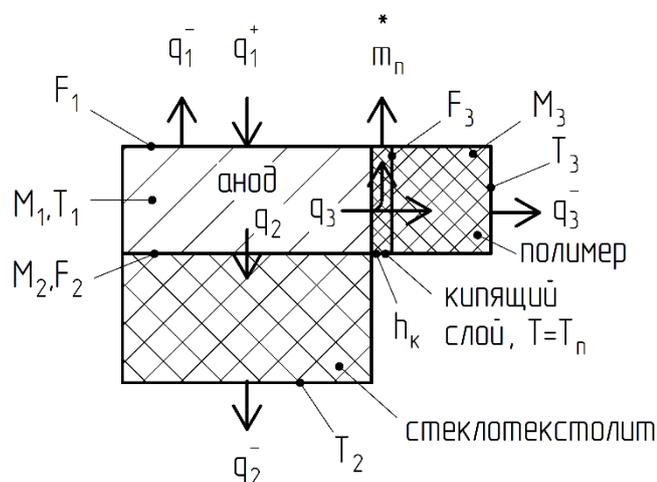


Рисунок 3.16 – Схема тепловых потоков на аноде

Анод представляет собой тонкую медную пластину. К одной из его сторон прилегает СТ, а к другой ПМ, который может испаряться при нагреве анода выше некоторой критической температуры пиролиза – $T_{\text{пир}}$. Пиролизом СТ пренебрегаем.

Подвод тепла к аноду происходит за счет его бомбардировки ускоренными электронами. Величина теплового потока на анод:

$$Q_a^+ = U_d I_d, \quad (3.9)$$

где: U_d – напряжение на аноде (В); I_d – ток электронов, ускоренных в разрядном промежутке (вкладом вторичных электронов, образующихся при ионизации испаренного вещества, пренебрегаем, поскольку их энергия существенно меньше eU_d) (А).

Отвод тепла осуществляется излучением с поверхности анода, СТ и ПМ. Величины соответствующих тепловых потоков определяются соотношениями:

$$Q_a^\varepsilon = \varepsilon_a \sigma (T_a^4 - T_w^4) F_a, \quad (3.10)$$

$$Q_{\text{СТ}}^\varepsilon = \varepsilon_{\text{СТ}} \sigma (T_{\text{СТ}}^4 - T_w^4) F_{\text{СТ}}, \quad (3.11)$$

$$Q_{\text{ПМ}}^\varepsilon = \varepsilon_{\text{ПМ}} \sigma (T_{\text{ПМ}}^4 - T_w^4) F_{\text{ПМ}}, \quad (3.12)$$

где ε_a , ε_{CT} , $\varepsilon_{ПМ}$ – степень черноты поверхности анода, СТ и ПМ, соответственно; T_a , T_{CT} , $T_{ПМ}$ – температура анода, излучающей поверхности СТ и ПМ соответственно; σ – постоянная Стефана – Больцмана.

Если изменения агрегатного состояния ПМ не происходит, перенос тепла от анода к излучающим поверхностям ПМ и СТ осуществляется за счет теплопроводности. В этом случае уравнения для тепловых потоков, согласно закону Фурье, для стационарного случая можно записать в виде:

$$Q_{CT}^{\lambda} = \frac{\lambda_{CT}}{l_{CT}} (T_a - T_{CT}) F_{CT}, \quad (3.13)$$

$$Q_{ПМ}^{\lambda} = \frac{\lambda_{ПМ}}{l_{ПМ}} (T_a - T_{ПМ}) F_{ПМ}, \quad (3.14)$$

где λ_{CT} , $\lambda_{ПМ}$ – коэффициент теплопроводности СТ и ПМ соответственно; l_{CT} , $l_{ПМ}$ – толщина слоя СТ и ПМ соответственно.

Тепловые потоки, расходуемые на нагрев СТ и ПМ, приблизительно равны (в предположении о линейном изменении температуры по глубине материала):

$$Q_{CT}^c = c_{CT} M_{CT} \frac{d}{dt} \frac{1}{2} (T_a + T_{CT}), \quad (3.15)$$

$$Q_{ПМ}^c = c_{ПМ} M_{ПМ} \frac{d}{dt} \frac{1}{2} (T_a + T_{ПМ}), \quad (3.16)$$

где c_{CT} , $c_{ПМ}$ – теплоемкость СТ и ПМ соответственно; M_{CT} , $M_{ПМ}$ – массы СТ и ПМ соответственно.

Суммарные тепловые потоки, идущие от анода в СТ и ПМ без испарения, составят:

$$Q_a^{ПМ} = Q_{ПМ}^{\lambda} + Q_{ПМ}^c, \quad (3.17)$$

$$Q_a^{CT} = Q_{CT}^{\lambda} + Q_{CT}^c. \quad (3.18)$$

Когда температура анода достигает температуры пиролиза ПМ – $T_{пир}$, между анодом и ПМ возникает тонкий кипящий слой. Температура ПМ на границе слоя все время остается равной $T_{пир}$. Тепло, подводимое к слою из анода, расходуется на испарение ПМ и на поддержание его температуры на уровне $T_{пир}$. В этом случае тепловые потоки:

$$Q_{ПМ}^{\lambda} = \frac{\lambda_{ПМ}}{l_{ПМ}} (T_{пир} - T_{ПМ}) F_{ПМ}, \quad (3.19)$$

$$Q_{ПМ}^{исп} = \dot{m}_{исп} \Gamma_{исп}, \quad (3.20)$$

$$Q_a^{\text{ПМ}} = \alpha_{\text{исп}}(T_a - T_{\text{пир}})F_{\text{ПМ}} = Q_{\text{ПМ}}^{\text{исп}} + Q_{\text{ПМ}}^{\lambda}, \quad (3.21)$$

где $\dot{m}_{\text{исп}}$ – расход испаренного вещества (кг/с); $\gamma_{\text{исп}}$ – теплота испарения (Дж/кг); $Q_{\text{ПМ}}^{\text{исп}}$ – тепловой поток, идущий на испарение ПМ (Вт); $\alpha_{\text{исп}}$ – коэффициент теплоотдачи при кипении (Вт/м²/К).

Уравнение нестационарного теплообмена (для изотермического анода) можно записать в виде:

$$c_a M_a \frac{dT_a}{dt} = Q_a^+ - Q_a^{\varepsilon} - Q_a^{\text{СТ}} - Q_a^{\text{ПМ}}. \quad (3.22)$$

Для решения (3.22) в режиме «без испарения» можно воспользоваться справочными данными по свойствам материалов. В режиме «с испарением» решение уравнения (3.21) осложняется отсутствием информации о коэффициенте $\alpha_{\text{исп}}$. Однако поскольку $\alpha_{\text{исп}}$ влияет на $\dot{m}_{\text{исп}}$, для его оценки можно воспользоваться экспериментальными данными о давлении в вакуумной камере при горении дугового разряда.

Оценим скорость изменения температуры анода при постоянной подводимой мощности.

На рисунке 3.17 приведены результаты численного расчета температуры пластины из СТ 80 × 300 × 3 мм, с одного из концов которой на участке длиной 5 мм подводится тепло. Суммарная подводимая мощность составляет 50 Вт.

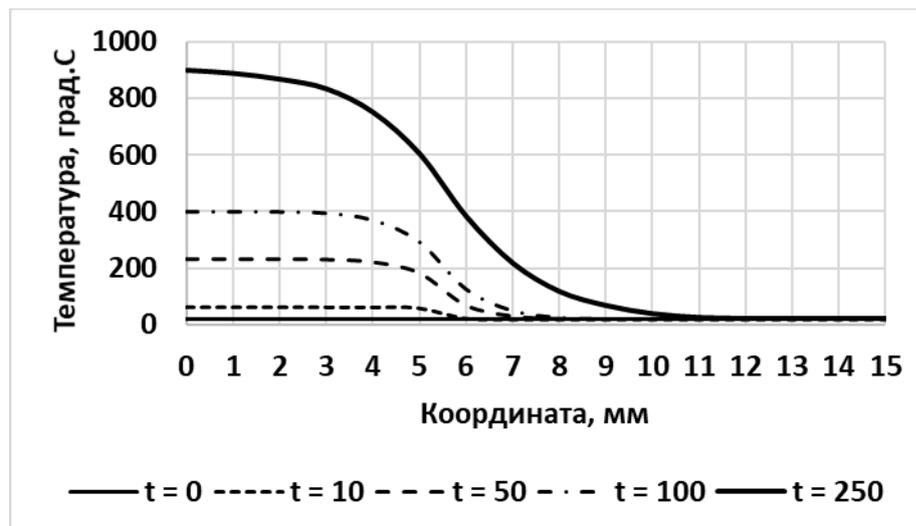


Рисунок 3.17 – Распределение температуры вдоль СТ пластины при постоянной подводимой мощности 50 Вт для времени 0, 10, 50, 100 и 250 с после начала подвода тепла

Из этого рисунка следует, что СТ, на которой закреплены аноды, практически не участвует в сбросе тепла с анода. Через 250 секунд прогреваются небольшая прилегающая к аноду область на расстояние до 5 мм. При этом в области подвода тепла температура возрастает до 900°C , что находится далеко за порогом карбонизации данного материала ($300\text{--}400^{\circ}\text{C}$).

Суммарная отводимая СТ мощность (за счет излучения) составляет при этом всего 27 Вт, причем большая часть отводится с участка подвода мощности, то есть под анодом (см. рисунок 3.18).

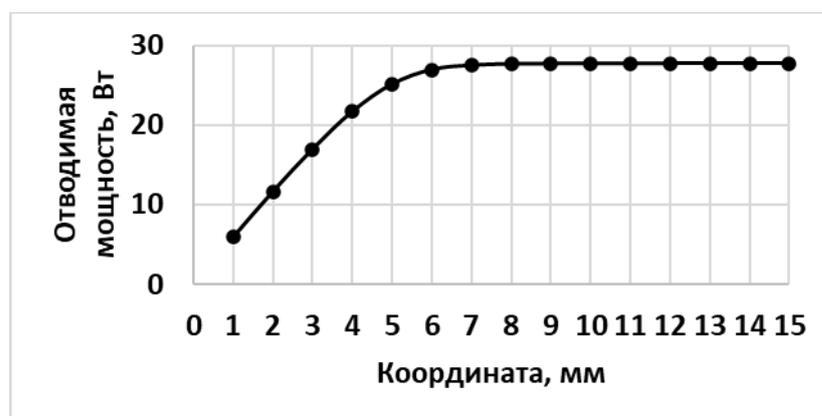


Рисунок 3.18 – Распределение отводимой мощности по длине СТ (с накоплением)

Исходя из этого, а также принимая во внимание тот факт, что переход в режим горения дуги происходит в течение 1–2 секунд, в тепловой модели можно не рассматривать СТ, на котором крепятся электроды. В тепловых процессах, протекающих во время прогрева анода и последующего зажигания дуги, будут участвовать только сам анод и прилегающий к нему СТ той же площади, что и анод.

Теплоотвод излучением с поверхности анода и СТ также можно исключить, поскольку даже при температуре плавления меди (1080°C) отводимая мощность с большого анода не превышает 10 Вт при мощности в разряде более 100 Вт.

Поскольку теплоемкость такой системы относительно невелика – 4–10 Дж/К, причем наибольший вклад (70–80%) вносит металлический анод, ее прогрев будет происходить достаточно быстро.

Поскольку теплообмен в режиме горения дуги стабилизируется, систему уравнений можно привести к стационарному уравнению теплового баланса:

$$Q_a^+ - Q_a^\varepsilon - Q_a^{CT} - Q_a^{PM} = 0, \quad (3.23)$$

в котором $Q_{CT}^c = Q_{PM}^c = 0$.

Расход испаренного вещества, согласно (3.18), (3.19), равен:

$$\dot{m}_{исп} = \frac{\alpha_{исп}(T_a - T_{пир})F_{PM} - Q_{PM}^\lambda}{r_{исп}}. \quad (3.24)$$

Полагая, что $T_{пир} \approx T_{PM}$, можно принять, что

$$Q_{PM}^\lambda \approx \varepsilon_{PM} \sigma (T_{пир}^4 - T_w^4) F_{PM}. \quad (3.25)$$

Это будет верхней оценкой отводимого тепла, поскольку $T_{PM} < T_{пир}$.

Для ряда полимеров, рассмотренных в [82], значения $r_{исп}$ находятся в диапазоне 300–700 кДж/кг. При расходе газа 1 мг/с мощность, необходимая для испарения ПМ, составит 0,3–0,7 Вт. В то же время, согласно (3.24), теплоотвод излучением при $F_{PM} = 1 \text{ см}^2$ и $T_{пир} = 150^\circ\text{C}$ составит 0,1 Вт.

Поскольку с увеличением расхода газа разница тепловых потоков увеличивается, в первом приближении в режиме испарения можно пренебречь отводом тепла от ПМ за счет теплопроводности.

Мощность, подводимая к аноду в наших экспериментах, значительно превышала 50 Вт, откуда следует, что количество тепла, расходуемого на испарение ПМ, относительно невелико.

С учетом сказанного, ПМ можно исключить из тепловой модели, а расход испаряемого вещества $\dot{m}_{исп}$ оценивать по формуле:

$$\dot{m}_{исп} = \mu_{исп} (T_a - T_{пир}) F_{PM}, \quad (3.26)$$

где $\mu_{исп}$ – коэффициент, характеризующий скорость испарения ПМ, который должен быть определен из эксперимента (кг/м²/с/К).

При проведении эксперимента было замечено, что во время горения дугового разряда давление в вакуумной камере увеличивалось примерно до

2×10^{-3} торр. С учетом производительности вакуумной системы это соответствует расходу газа на уровне $\dot{m}_{\text{исп}} \approx 10$ мг/с.

Теперь оценим тепловые потоки и перепад температур на СТ в режиме горения дуги.

В эксперименте подводимая к аноду мощность составляла 50–100 Вт, а температура анода находилась в диапазоне 200–300°C. Тепловой поток излучения с поверхности анода (3.14 см^2) составлял при этом 0,1 Вт, что не могло обеспечить сброс тепла с анода. Из этого следует, что основной сброс тепла происходил с поверхности СТ. Если принять, что температура СТ примерно равна температуре анода, то площадь поверхности, с которой должна отводиться подводимая к аноду мощность, составит 300–350 см^2 , что соизмеримо с площадью всего экспериментального узла ($F_{\text{эу}} = 480 \text{ см}^2$).

С другой стороны, принимая в качестве площади излучающей поверхности $F_{\text{эу}}$, находим, что ее средняя температура составит 150–200°C. При такой температуре будет происходить пиролиз не только ПМ, но и СТ, прилегающего к электроду, что подтверждается фотографией образцов, приведенной на рисунке 3.11б.

С учетом сказанного выше динамическая тепловая модель анода с сосредоточенными параметрами (см. рисунок 3.19) будет иметь следующий вид:

$$c_a M_a \frac{dT_a}{dt} = Q_a^+ - Q_1^\lambda, \quad (3.27)$$

$$c_{\text{эу}} M_{\text{эу}} \frac{dT_{\text{эу}}}{dt} = Q_1^\lambda - Q_2^\lambda, \quad (3.28)$$

$$Q_1^\lambda = \frac{\lambda_{\text{эу}}}{l_{\text{эу}}/2} (T_a - T_{\text{эу}}) F_{\text{СТ}}, \quad (3.29)$$

$$Q_2^\lambda = \frac{\lambda_{\text{эу}}}{l_{\text{эу}}/2} (T_{\text{эу}} - T_{\text{изл}}) F_{\text{СТ}}, \quad (3.30)$$

$$Q_{\text{изл}}^- = \varepsilon_{\text{СТ}} \sigma (T_{\text{изл}}^4 - T_{\text{в}}^4) F_{\text{изл}}, \quad (3.31)$$

$$Q_{\text{изл}}^- = Q_2^\lambda, \quad (3.32)$$

где нижним индексом «эу» обозначены параметры, относящиеся к экспериментальному узлу, а индексом «изл» – к излучающей поверхности; $T_{эу}$ – средняя по объему экспериментального узла температура.

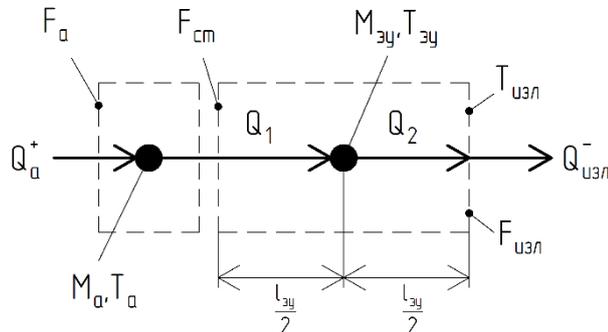


Рисунок 3.19 – Схема тепловых потоков на аноде (упрощенная модель)

Из (3.27), (3.28) находим, что

$$Q_1^\lambda - Q_2^\lambda = 4 \frac{\lambda_{эу}}{l_{эу}} (T_{ст} - T_{эу}) F_{ст}, \quad (3.33)$$

где

$$T_{ст} = \frac{T_a + T_{изл}}{2}. \quad (3.34)$$

В стационарном случае эти уравнения значительно упрощаются и принимают вид уравнений теплового баланса:

$$Q_a^+ - Q_{изл}^- = 0. \quad (3.35)$$

$$Q_{12}^\lambda = \frac{\lambda_{эу}}{l_{эу}} (T_a - T_{изл}) F_{изл}, \quad (3.36)$$

$$Q_{изл}^- = Q_{12}^\lambda. \quad (3.37)$$

Решая (3.33) при заданном значении Q_a^+ , находим $T_{изл}$. После этого из (3.34) находим равновесную температуру анода T_a . Отношение $\frac{\lambda_{эу}}{l_{эу}} = k_{эу}$ представляет собой коэффициент теплоотдачи ($\text{Вт/м}^2/\text{К}$) от анода к излучающей поверхности и должно определяться из эксперимента для конкретной конструкции анода.

3.3.7 Коэффициент размножения электронов

Подвод газообразных продуктов испарения ПМ к поверхности анода, бомбардируемой ускоренными электронами, будет приводить к ионизации атомов газа и усилению тока разряда. Основные физические особенности ионизационного усиления были рассмотрены в работе [83].

Оценим коэффициент ионизационного усиления электронного тока – χ , который, согласно [83], можно определить как:

$$\chi = 1 + \gamma, \quad (3.38)$$

где $\gamma = \frac{I_{e2}}{I_{e1}}$ – коэффициент размножения электронов; I_{e1} – ток первичных электронов, отбираемых электрическим полем анода из плазмы; I_{e2} – ток вторичных электронов, образующихся в результате ионизации.

Будем считать, что область ионизации представляет собой плоский слой толщиной $h_{и}$ с равномерным полем концентрации атомов газа. Слой покрывает всю поверхность анода, имеющую площадь F_a . В этом случае для частоты столкновений электронов с атомами газа можно записать:

$$\nu_{и} = n_a \sigma_{и} \frac{I_{e1}}{F_a e}, \quad (3.39)$$

где n_a – концентрация атомов газа в слое; $\sigma_{и}$ – сечение ионизации атомов газа электронным ударом.

Концентрацию атомов в слое можно оценить по формуле:

$$n_a = \frac{N_a}{v_a F_a}, \quad (3.40)$$

где N_a – поток атомов газа, испаряемых с поверхности диэлектрика; v_a – средняя скорость атомов.

Величина N_a , определяется по скорости испарения ПМ $\dot{m}_{исп}$:

$$N_a = \frac{\dot{m}_{исп}}{m_a}, \quad (3.41)$$

где m_a – масса испаряемых атомов (молекул).

Для атомов, испаряющихся с поверхности диэлектрика, нагретого до температуры пиролиза $T_{пир}$, скорость частиц:

$$v_a = \sqrt{\frac{3kT_{\text{пир}}}{m_a}}. \quad (3.42)$$

Объем слоя ионизации:

$$V_{\text{и}} = F_a h_{\text{и}}. \quad (3.43)$$

Откуда находим, что ток вторичных электронов:

$$I_{e2} = V_{\text{и}} v_{\text{и}}, \quad (3.44)$$

а коэффициент размножения:

$$\gamma = \frac{N_a}{v_a} \sigma_{\text{и}} \frac{h_{\text{и}}}{F_a}. \quad (3.45)$$

Оценим характерные значения γ в зависимости от толщины слоя ионизации $h_{\text{и}}$ для различных значений $\dot{m}_{\text{исп}}$.

Пусть температура пиролиза составляет $T_{\text{пир}} = 180^\circ\text{C}$. Молекулярная масса продуктов пиролиза $m_a = 30$ а.е.м. Сечение ионизации $\sigma_{\text{и}} = 2 \times 10^{-20} \text{ м}^2$.

Результаты расчета $\gamma(h_{\text{и}})$ для анода площадью $F_a = 3,14 \text{ см}^2$ приведены на рисунке 3.20.

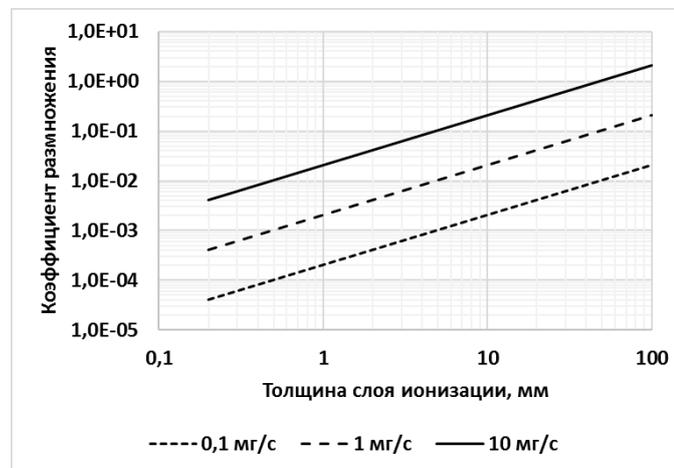


Рисунок 3.20 – Зависимость коэффициента размножения γ от толщины слоя ионизации $h_{\text{и}}$ для различных значений скорости пиролиза $\dot{m}_{\text{исп}}$

Из этого рисунка следует, что значения $\gamma = 1$ достигаются только при больших значениях $\dot{m}_{\text{исп}}$ и толстом слое ионизации, существенно превышающем радиус анода R_0 . Такие ситуации маловероятны, поскольку испаренный газ распространяется от анода по закону r^{-2} . Поэтому, полагая,

что слой ионизации имеет толщину $h_{и} \approx R_0$, получим следующую верхнюю оценку коэффициента размножения электронов:

$$\gamma \leq \frac{N_a}{v_a} \sigma_{и} \frac{1}{\pi R_0}. \quad (3.46)$$

График этой зависимости для различных значений R_0 (2.5, 5 и 10 мм) приведен на рисунке 3.21.

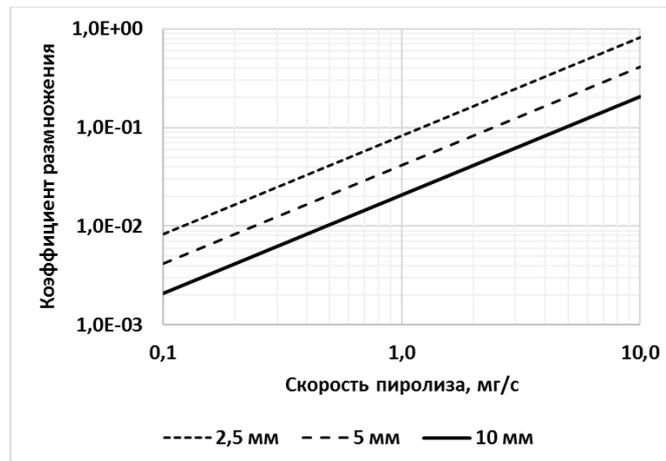


Рисунок 3.21 – Зависимость коэффициента размножения электронов γ от скорости пиролиза ПМ $\dot{m}_{исп}$ при различных значениях радиуса анода R_0

Из рисунка 3.21 следует, что коэффициент размножения электронов γ увеличивается с уменьшением радиуса анода R_0 , что обусловлено ростом концентрации атомов в слое ионизации (при постоянной скорости пиролиза ПМ $\dot{m}_{исп}$). Однако при максимальных значениях скорости пиролиза $\dot{m}_{исп}$, характерных для проведенного эксперимента (до 10 мг/с), коэффициент размножения не превышает 0,8. И, поскольку это верхняя оценка, реальное значение коэффициента размножения γ будет еще меньше.

Таким образом, можно утверждать, что доля вторичных электронов в проведенном эксперименте не превышала 50% тока разряда при максимальной скорости пиролиза. При уменьшении скорости пиролиза до 1 мг/с доля вторичных электронов снижается до 1–10%.

3.3.8 Феноменологическая модель развития разряда на аноде

Как было показано выше, развитие вакуумного дугового разряда на аноде происходит в результате нагрева анода до температуры выше температуры пиролиза ПМ, газовыделения из ПМ, ионизации паров и значительного увеличения площади сбора тока из окружающей плазмы. Модель, описывающая все эти процессы, является весьма сложной. Однако с прикладной точки зрения построение данной модели и не требуется. Достаточно определить условия, при которых может развиваться разряд, и показать, как это происходит. Поскольку основным фактором, определяющим развитие разряда, является пиролиз ПМ и выделение газов, можно принять, что усиление тока пропорционально скорости газовой выделению. Тогда, решая нестационарную тепловую задачу, получим картину увеличения тока во времени.

Примем, что пары появляются только при достижении анодом температуры пиролиза ПМ $T_{\text{пир}}$. Эти пары подвергаются ионизации первичными электронами. Образуется вторичный ток электронов I_{e2} , значение которого определяем по модели размножения электронов при объемной ионизации паров ПМ. Площадь сбора первичных электронов при этом увеличится за счет образования положительного слоя над анодом и составит $F_{\text{сб}}^{(1)}$. В силу сложности нахождения $F_{\text{сб}}^{(1)}$ в рамках феноменологической модели будем считать, что эта площадь пропорциональна сумме первичного и вторичного токов электронов на анод: $I_{\text{ea}} = I_{e1} + I_{e2}$. Откуда находим качественную картину зависимости температуры анода T_a , ПМ $T_{\text{пм}}$ и СТ $T_{\text{ст}}$ от времени (см. рисунок 3.22).

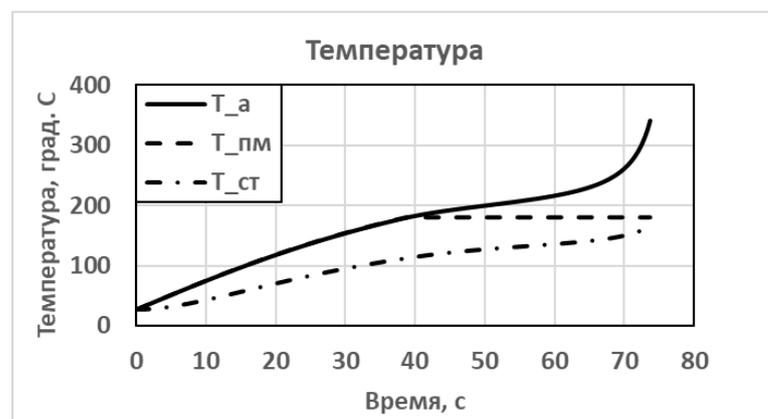


Рисунок 3.22 – Динамика изменения температуры анода, ПМ и СТ при развитии дугового разряда

В момент времени $t = 0$ на анод подается напряжение 450 В. При этом постепенно начинает возрастать температура анода T_a и прилегающих к нему диэлектриков. Температура ПМ до начала газовой выделенной паров ПМ равна температуре анода $T_{пм} = T_a$. Температура СТ $T_{ст}$ ниже температуры анода T_a .

После начала газовой выделенной температура анода T_a начинает с ускорением возрастать и через определенный промежуток времени переходит в вертикальную кривую, которая далее переходит в стационарный режим вакуумного дугового разряда, параметры которого определяются внешней электрической цепью.

3.3.9 Критерии возникновения дуговых разрядов на аноде

Процесс развития дугового разряда на аноде начинается с роста температуры анода. С ростом температуры анода скорость газовой выделенной увеличивается, что в конечном итоге приводит к ионизации паров и развитию дугового разряда. Следовательно, первым критерием возникновения вакуумного дугового разряда на аноде является условие:

$$T_a \geq T_{пир}. \quad (3.47)$$

После достижения этой температуры вакуумный разряд неминуемо перейдет в дуговой режим. Однако для этого перехода требуется некоторое время $t_{зап}$, которое зависит от напряжения на аноде, концентрации плазмы, конструктивных особенностей анода, его теплоемкости, свойств ПМ и т.д. Исходя из этого, получим второй критерий возникновения вакуумного дугового разряда:

$$\tau_{пл} \geq t_{зап}. \quad (3.48)$$

Вакуумный дуговой разряд наступит, если время существования плазмы ЭРД $\tau_{пл}$ превысит время запаздывания дуги $t_{зап}$.

Таким образом, вакуумный дуговой разряд на аноде возникнет при одновременном выполнении этих двух критериев.

3.4 Эксперименты на отрицательно смещенных электродах

3.4.1 Схема и методика проведения эксперимента

Схема проведения экспериментов на отрицательно смещенных электродах (катодах) приведена на рисунке 3.23.

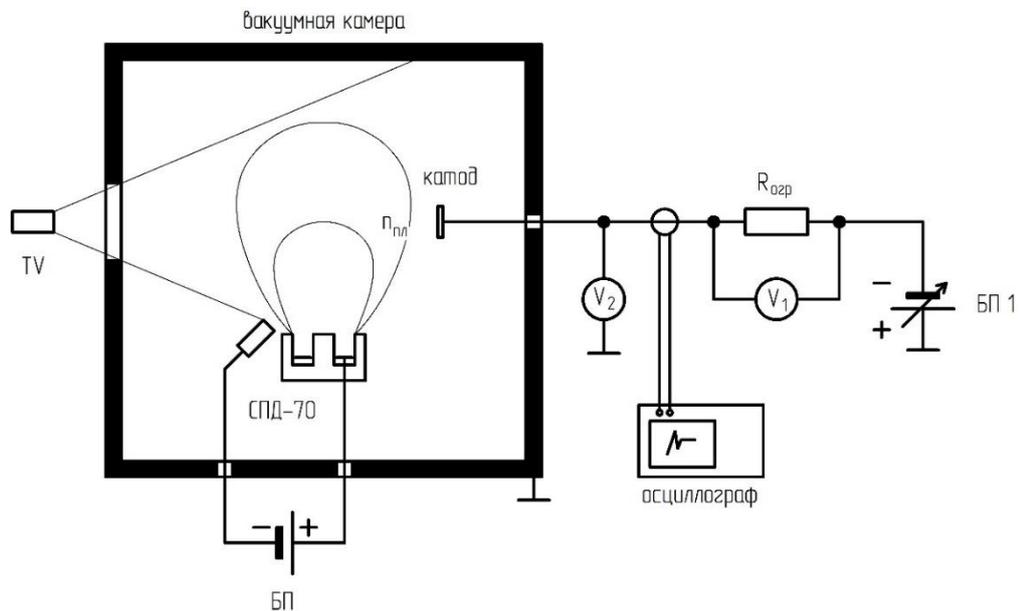


Рисунок 3.23 – Электрическая схема проведения экспериментов на катодах

Поскольку на катоде возникают короткие микродуговые разряды, перерастающие в длительные дуговые, помимо тока и напряжения на катоде токовым щупом осциллографа фиксировались импульсы тока через катод.

Сопротивление токоограничивающего резистора составляло $R_{огр} = 100 \text{ Ом}$. Ограничение на блоке питания было установлено равным 1 А.

В ходе эксперимента напряжение на катоде ступенчато увеличивалось от минус 50 до минус 450 В с шагом 50 В. На каждой ступени фиксировались значения тока, напряжения и импульсы разрядов. Время ожидания разрядов на каждой ступени варьировалось от 1 до 15 минут.

3.4.2 Основные результаты эксперимента

На рисунке 3.24 приведены фотографии микроразрядов, возникающих на катодах из углепластика «К1-У» при различных напряжениях, и соответствующие им осциллограммы разрядных импульсов.

Как видно из этого рисунка, по мере увеличения напряжения частота разрядов возрастает, а при некотором критическом напряжении микроразряды сливаются в один длительный дуговой разряд (рисунок 3.24в).

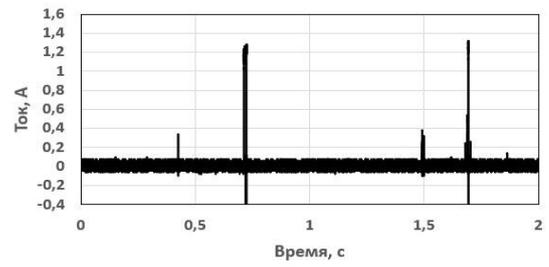
Существенным отличием разрядов на катоде от разрядов на аноде является форма и характер свечения. На катоде явно просматриваются потоки вещества из области горения разряда. При небольших токах из области разряда летят капли (частицы) расплавленного или сильно нагретого вещества (рисунок 3.24б). При увеличении напряжения размеры «капель» уменьшаются, но их количество многократно возрастает.

Ток катода в интервалах между разрядами (условно будем его называть «темновым» током) – I_d измеряется долями и единицами миллиампер. Однако в момент разряда ток увеличивается до 0,5–1 А. Вблизи порогового напряжения длительные дуговые разряды неустойчивы и самопроизвольно прекращаются через 1–2 секунды. При увеличении напряжения длительность устойчивого горения разрядов возрастает.

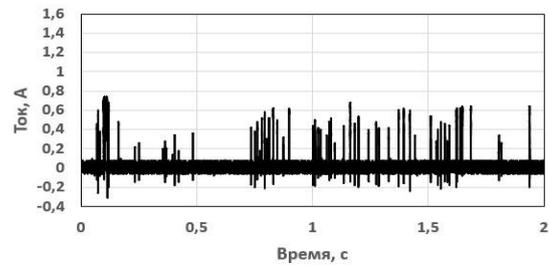
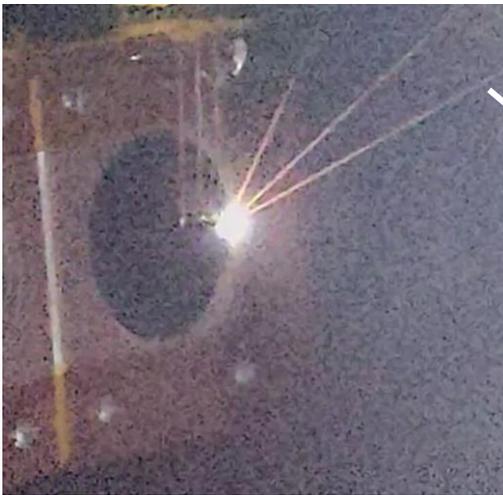
На рисунке 3.25 приведены фотографии разрядов на катодах из нержавеющей стали «К1-Н». Свечение этих разрядов существенно отличается от разрядов на углепластике, что связано с различиями свойств материалов.

Примерно такой же характер свечения имеют разряды на алюминии (рисунок 3.27) и меди (рисунок 3.28).

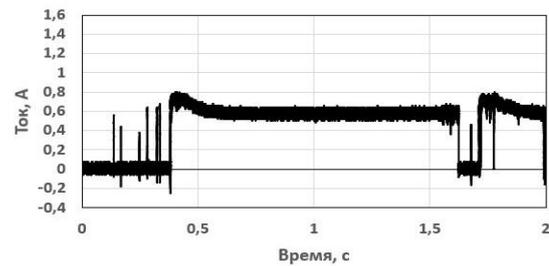
Состояние всех катодов после воздействия на них дуговых разрядов существенно изменилось. На углепластике возникли глубокие борозды, говорящие об испарении связующего, а на металлических катодах – небольшие углубления, которые, по-видимому, являются следами катодных пятен, возникающих при разряде.



а) $-U_d = -100$ В; $I_d = 0,24$ мА



б) $-U_d = -150$ В; $I_d = 0,39$ мА



в) $-U_d = -200$ В; $I_d = 0,59$ мА

Рисунок 3.24 – Микроразряды на углепластиковом катоде «К1-У» и осциллограммы импульсов тока при этих разрядах

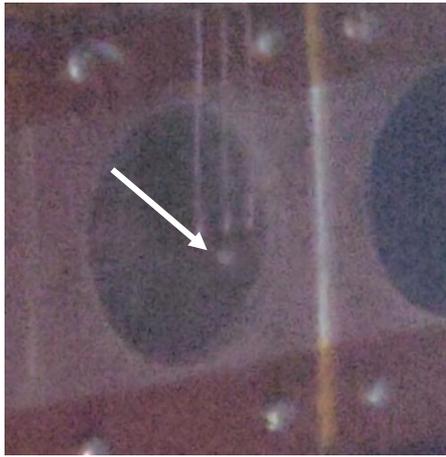
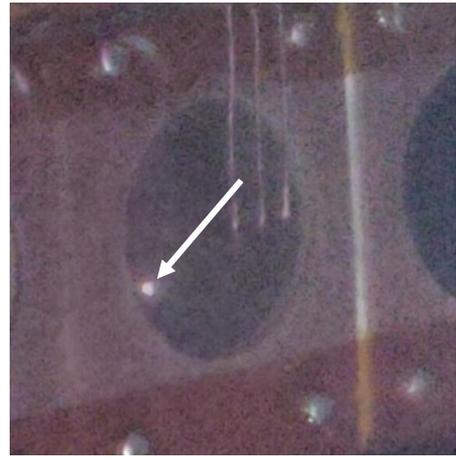
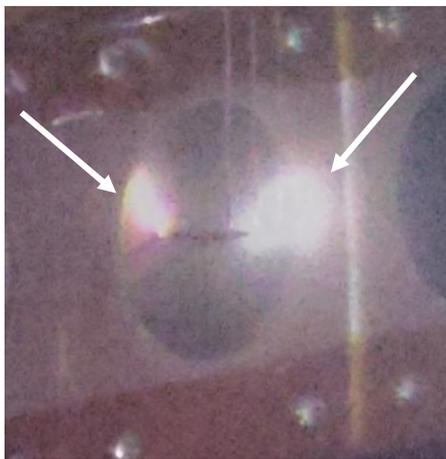
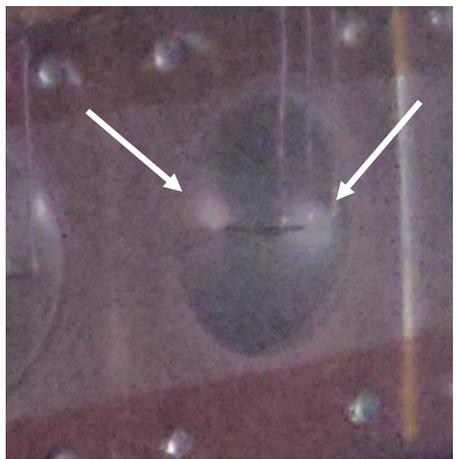
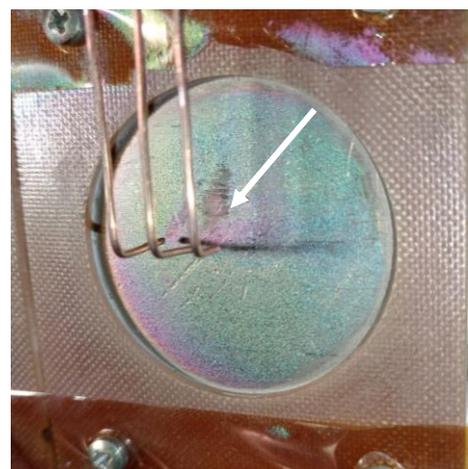
а) $-U_d = -200$ В; $I_d = 0,78$ мАб) $-U_d = -250$ В; $I_d = 0,82$ мАв) $-U_d = -250$ В; $I_d = 0,82$ мАг) $-U_d = -250$ В; $I_d = 0,82$ мА

Рисунок 3.25 – Микроразряды и вакуумные дуговые разряды на катоде из нержавеющей стали («К1-Н»)

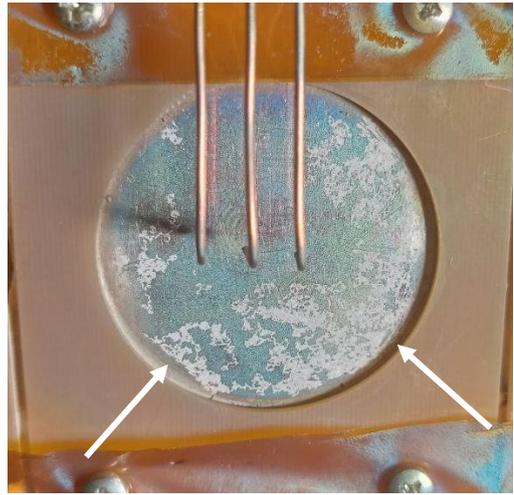


а)



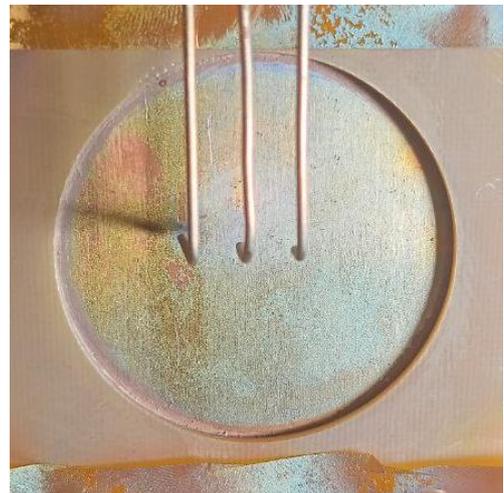
б)

Рисунок 3.26 – Катоды из углепластика «К1-У» (а) и из нержавеющей стали «К1-Н» (б) после эксперимента

а) $-U_d = -250$ В; $I_d = 0,33$ мА

б)

Рисунок 3.27 – Микроразряд на катоде из дюралюминия «К2-А» (а) вид катода после воздействия микрозарядов (б)

а) $-U_d = -400$ В; $I_d = 0,39$ мА

б)

Рисунок 3.28 – Микроразряд на медном катоде «К2-М» (а) и вид катода после воздействия микрозарядов (б)

На рисунке 3.29 приведены зависимости «темнового» тока катодов от приложенного напряжения.

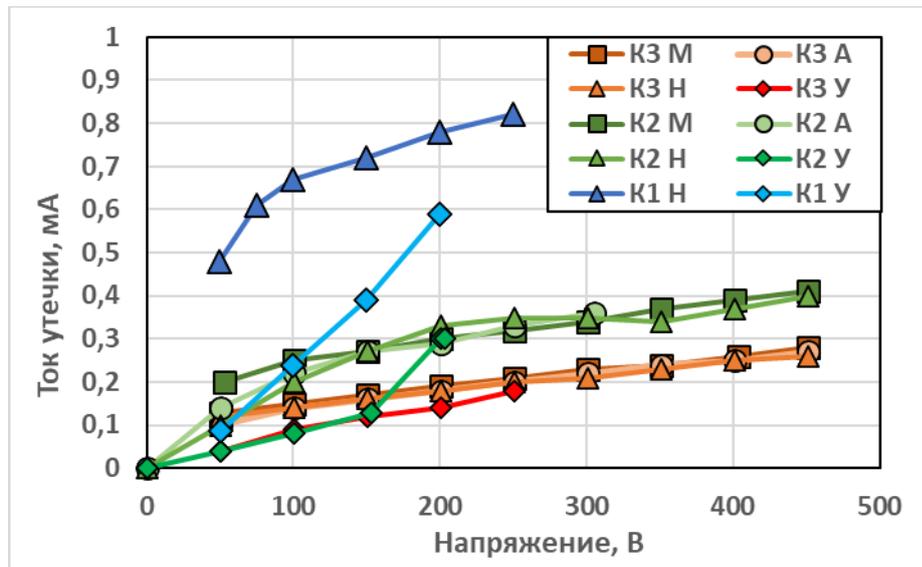


Рисунок 3.29 – Зависимости «темнового» тока I_d от напряжения U_d на катодах

Из этого рисунка видно, что зависимость «темнового» тока I_d от напряжения U_d для металлических катодов отличается от углепластикового катода. Если для металлических катодов данная зависимость согласуется с ионной ветвью ВАХ зонда Ленгмюра в плазме, то для углепластиковых катодов скорость нарастания тока утечки I_d увеличивается от напряжения на катоде U_d . Причиной этого явления может быть дополнительная «молтеровская эмиссия» вторичного электронного тока с поверхности диэлектрической смолы углепластикового катода либо автотермоэлектронная эмиссия с выступов микрофибр углеволокна.

На рисунке 3.30 приведены зависимости средней амплитуды тока микрозаряда от напряжения катода U_d .

Средняя амплитуда тока микрозаряда увеличивается экспоненциально от напряжения катода U_d , но не превышает 2 А, что связано с ограничением тока 1,5 А на блоке питания.

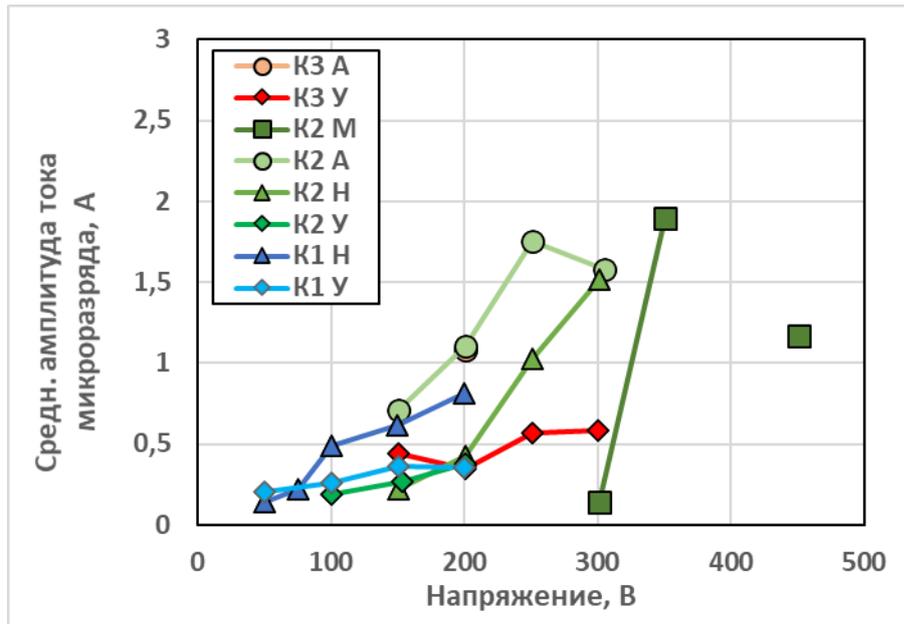


Рисунок 3.30 – Средняя амплитуда тока микроразряда в зависимости от напряжения U_d на катодах

Некоторое превышение амплитуды тока микроразряда, установленного на блоке питания ограничения, указывает на емкостной механизм накопления энергии на катоде и выброса плазмы в момент загорания катодного пятна. Средняя амплитуда тока микроразряда на углепластиковых катодах имеет практически линейный рост и выходит на плато на напряжениях максимума частоты микроразрядов. На такой же характер выхода на плато или даже на снижение средней амплитуды тока микроразряда указывают медный «K2-M» и дюралюминиевый «K2-A» катоды сборки 2. Однако при этом частота микроразрядов у этих катодов существенно ниже, чем на углепластиковых.

На рисунке 3.31 приведена зависимость среднего времени между микроразрядами в зависимости от приложенного напряжения. Из этого рисунка следует, что частота микроразрядов экспоненциально растет от напряжения катода до примерно $U_d = -200$ В. При более высоких напряжениях U_d на катоде частота появления микроразрядов снижается, что связано, по-видимому, с принудительным ограничением тока разряда.

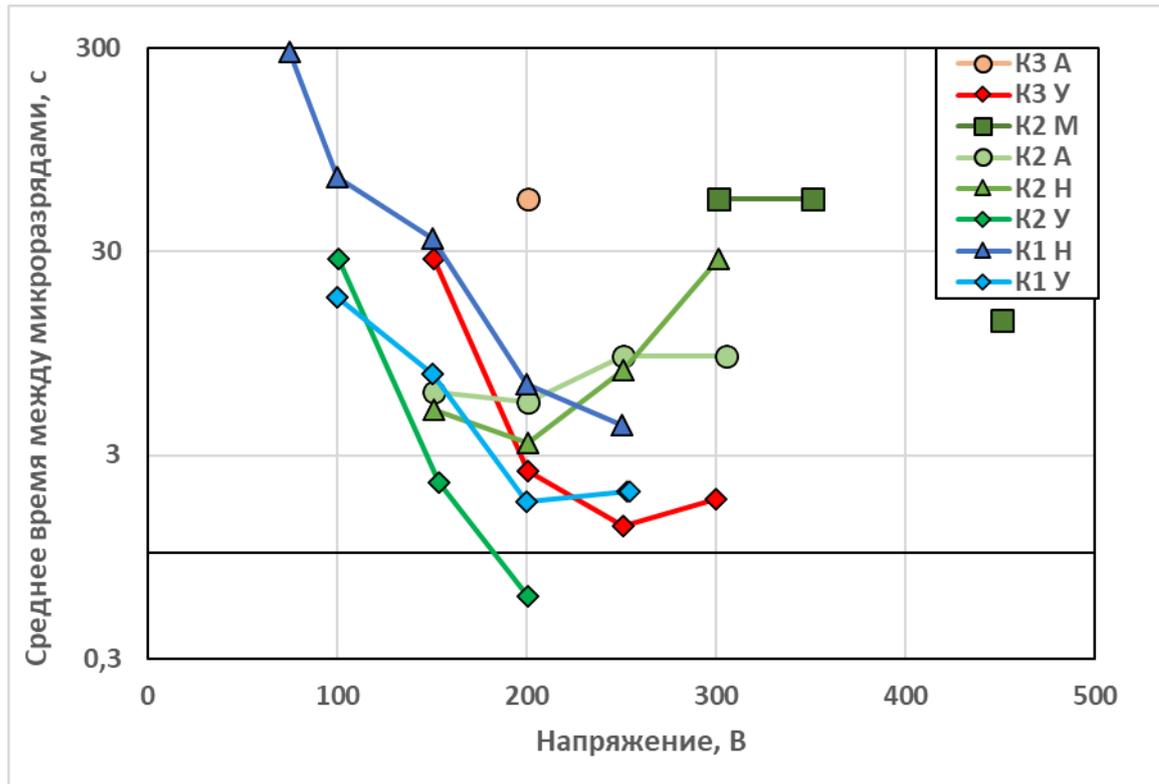


Рисунок 3.31 – Среднее время между микроразрядами в зависимости от напряжения U_d на катоде

Снижение концентрации низкотемпературной плазмы ЭРД в окрестности углепластикового катода увеличивает среднее время между микроразрядами, что можно видеть по кривым для сборок 2 и 3.

Объяснением данного эффекта может быть увеличение времени разогрева эмиссионного центра при уменьшении концентрации внешней плазмы и, соответственно, плотности ионного тока. Можно предположить, что, поскольку ток источника питания ограничен, на поверхности катода может существовать ограниченное количество катодных пятен (как правило, только одно). В плазме катодного пятна сопротивление протеканию тока минимально, а на других участках проводимость плазмы существенно меньше и эмиссионные центры на них не возникают.

В этой связи представляет интерес рассмотреть осциллограммы импульсов, возникающих на катодах во время коротких микроразрядов и во время горения длительных дуговых разрядов.

На рисунке 3.32 показана осциллограмма микроразряда, полученная на углепластиковом катоде сборки 3 при напряжении 300 В.

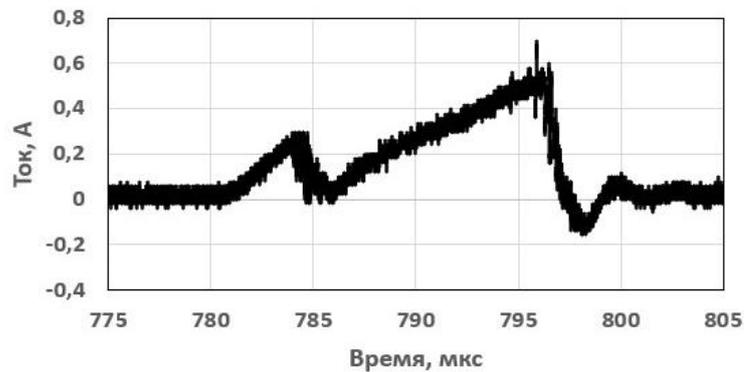


Рисунок 3.32 – Осциллограмма микроразряда на катоде «КУ-3» при напряжении 300 В

На осциллограмме виден участок линейного роста тока длительностью около 10 мкс, что говорит о локальном нагреве материала катода (микровыступы на поверхности катода с повышенной напряженностью электрического поля) при бомбардировке ионами и джоулевым теплом, при протекании через микровыступ тока разряда. В верхней точке происходит «погасание» микроразряда, причиной которого может являться разрушение микровыступа.

На рисунке 3.33 приведена осциллограмма длительного дугового разряда, произошедшего на катоде «К2-А» при напряжении 300 В.

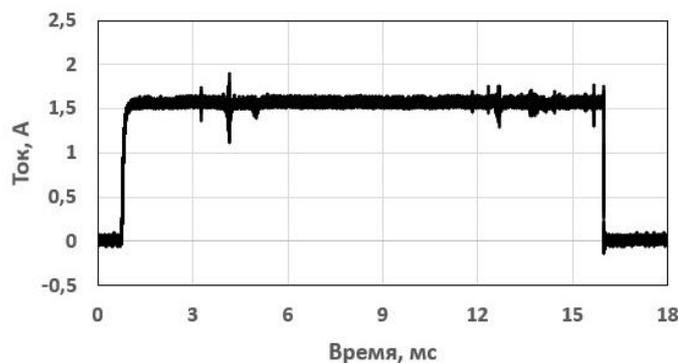


Рисунок 3.33 – Осциллограмма дугового разряда на катоде «К2-А» при напряжении 300 В

Ток разряда постоянен, что говорит о стационарном режиме разряда. При этом величина тока соответствует ограничению тока на источнике питания.

Характерно, что передний фронт импульса имеет небольшой наклон, аналогичный тому, что наблюдался на рисунке 3.32. Задний фронт резкий, что также соответствует форме импульса на рисунке 3.32. Из этого следует, что природа горения разрядов на углеродном и алюминиевом катодах одинакова. Сначала происходит локальный нагрев эмиссионного центра, затем горение дуги, при котором этот центр перестает существовать. Если центров мало, имеют место одиночные микродуговые разряды. Когда центров много и они сливаются, дуга горит непрерывно.

На рисунке 3.34 показана осциллограмма длительного дугового разряда, произошедшего на катоде «К2-М». Особенностью этого разряда является наличие пологого спада тока. Причем на этой осциллограмме видно, что в первые 5–10 мс ток не меняется (т.к. ограничен предельным током БП), а затем начинает монотонно уменьшаться, пока разряд не погаснет. Такой характер горения разряда может быть связан с постепенным уменьшением площади катодного пятна, содержащего множество эмиссионных центров. Когда количество центров уменьшится до критического, разряд сразу же гаснет.

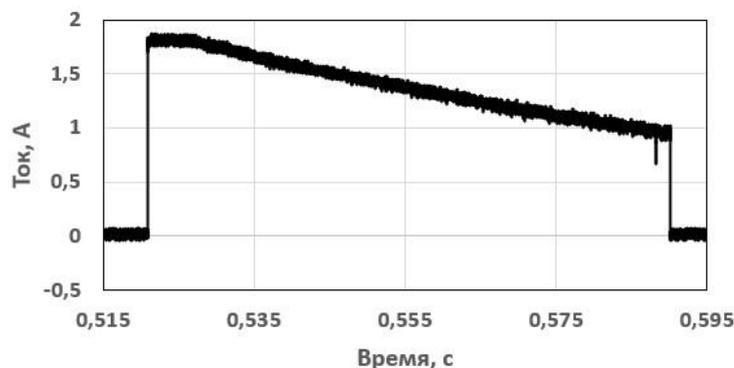


Рисунок 3.34 – Осциллограммы дугового разряда на катоде «К2-М» при напряжении 350 В

На рисунке 3.35 показана осциллограмма длительного дугового разряда, произошедшего на катоде «К2-У» при напряжении 200 В.

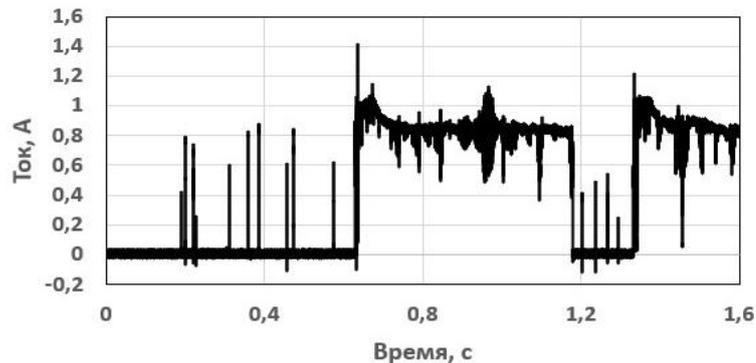


Рисунок 3.35 – Осциллограмма дуговых разрядов на катоде «К2-У» при напряжении 200 В

В данном случае видно, что на фоне горения длительного дугового разряда появляются и короткие микроразряды, что говорит о существовании множества эмиссионных центров при горении длительного разряда.

Следует отметить, что наблюдающиеся закономерности вполне соответствуют результатам исследований [29,84] и эктонной модели, разработанной в работах Г.А. Месяца [85].

3.4.3 Физическая картина разрядов на катоде

Рассмотрим вероятную гипотезу возникновения микроразрядов на катоде. На поверхности катодов имеются вкрапления в виде диэлектрических оксидов, загрязнений либо металлические микровключения из других металлов. Ионы низкотемпературной плазмы бомбардируют поверхность катода, отбирают электроны катода и нейтрализуются на ней. Точно такой же процесс происходит на поверхностях диэлектрических или металлических микровключений, однако после нейтрализации иона на поверхности микровключений образуются положительные дырки. Металлические микровключения покрыты тонким оксидным слоем, который препятствует рекомбинации образовавшейся дырки на поверхности микровключения с электронами катода. Таким образом, происходит накопление дырок в диэлектрических и металлических микровключениях катода.

При этом между дырками на поверхности микровключений и электронами катода образуется электрическое поле. При достижении пробойной напряженности электрического поля происходит пробой микровключения, после которого накопившиеся дырки оказываются на поверхности катода. Эти дырки запускают процесс оже-нейтрализации и передают свою потенциальную энергию на термоэлектронную эмиссию с поверхности катода. Этот процесс локально увеличивает температуру микровключения, приводит к ее испарению и образованию газового облака над ним. Электроны термоэлектронной эмиссии ионизируют это газовое облако и превращают его в плазму. Локальное увеличение концентрации плазмы над микровключением приводит к увеличению тока в этой области катода. Катод под микровключением начинает разогреваться за счет джоулевого тепловыделения, образуется катодное пятно, которое запускает микродуговой разряд. После исчерпания расплавленного материала в катодном пятне микроразряд прекращается.

Углепластиковые катоды, применяемые в конструкции КА, состоят из углеродных волокон и полимерного связующего, которое в своем роде можно рассматривать как диэлектрическое микровключение [86–88]. При повышении напряжения U_d на катоде происходит увеличение скорости накопления дырок на поверхности микровключения, что приводит к увеличению частоты микроразрядов на катоде. При достижении напряжения больше 200 В микроразряды сливаются во вторичный вакуумный дуговой разряд, который собирается в плазменный жгут и значительно уменьшает концентрацию плазмы за областью катодного пятна. Поэтому среднее время между микроразрядами на рисунке 3.31 выходит на полку.

В случае с металлическими катодами при повышении напряжения U_d больше 200 В возможен процесс самоочистки катода от микровключений при бомбардировке их ионами плазмы либо изменения механизма накопления дырок на поверхности микровключений. Последнее может быть связано с увеличением поверхностной проводимости на поверхности

микровключений при увеличении энергии бомбардирующих ионов. Поэтому концентрация дырок на поверхности микровключений снижается, что приводит к увеличению среднего времени между микроразрядами.

3.4.4 Критерии возникновения дуговых разрядов на катоде

В рамках данной работы не ставилось задачи разработать модель развития вакуумного дугового разряда на катоде в плазме ЭРД (хотя такие попытки предпринимались). Необходимо было определить напряжение, при котором эти разряды возникали, характер разрядов, влияние материалов на их параметры, выяснить зависимость частоты разрядов от напряжения на катоде. Все эти данные были получены из описанного выше эксперимента. Поскольку микроразряды наблюдались уже при напряжении -50 В, в качестве нижней границы возникновения разрядов на катоде предлагается принять именно это значение. По-видимому, это оценка худшего случая, поскольку длительные дуговые разряды возникали только при увеличении напряжения до 150–200 В. Однако для конкретной конструкции ВБС эти цифры могут измениться. Поэтому фактическое значение порога дугообразования на катоде должно определяться экспериментально для конкретной конструкции ВБС и условий ее функционирования.

3.5 Выводы по главе

В результате проведенных экспериментальных исследований было установлено, что на положительно (аноды) и отрицательно (катоды) смещенных электродах могут возникать мощные дуговые разряды, приводящие к разрушению электродов.

Для разрядов на анодах построена феноменологическая модель, качественно верно описывающая процесс развития разряда. Показано, что дуговой разряд на аноде возникает в результате нагрева и последующего интенсивного газовыделения полимера, прилегающего к электроду. Сформулированы критерии возникновения разряда на аноде. Одним из условий возникновения разряда является время воздействия плазмы, которое определяет возможность нагрева электрода до температуры пиролиза полимера.

Дуговые разряды на катодах представляют собой вакуумные дуговые разряды, инициированные внешней плазмой ЭРД. Материал катода оказывает существенное влияние на условия возникновения и характеристики разряда. Дуговые разряды на углепластике существенно более мощные, чем на металлах, и сопровождаются интенсивным выбросом массы с катода, что связано с участием в разряде полимерного связующего. Критерием возникновения дуговых разрядов на катодах в плазме ЭРД является снижение потенциала катода ниже минус 50 В относительно потенциала плазмы.

Глава 4 – Токи утечки и электрические разряды в цепях высоковольтных солнечных батарей космического аппарата

В данной главе представлена инженерная модель взаимодействия плазмы ЭРД с ВБС, позволяющая определить потенциалы электродов ВБС относительно плазмы ЭРД, электронные и ионные токи через электроды и тепловые эффекты от протекания этих токов. С применением критериев возникновения дуговых разрядов, полученных в предыдущей главе, эти данные позволяют определить возможность возникновения дуговых разрядов на отрицательно и положительно смещенных электродах ВБС. Кроме того, будут получены оценки величин токов утечки через плазму ЭРД и обусловленные ими потери мощности ВБС.

4.1 Инженерная модель взаимодействия плазмы электроракетных двигателей с высоковольтными солнечными батареями

4.1.1 Схема расчета взаимодействия плазмы электроракетных двигателей с высоковольтными солнечными батареями

Неизолированные электроды БС, погруженные в плазму, генерируемую ЭРД, приобретают относительно потенциала плазмы φ_s некоторые равновесные потенциалы, при которых достигается баланс всех токов (рисунок 4.1).

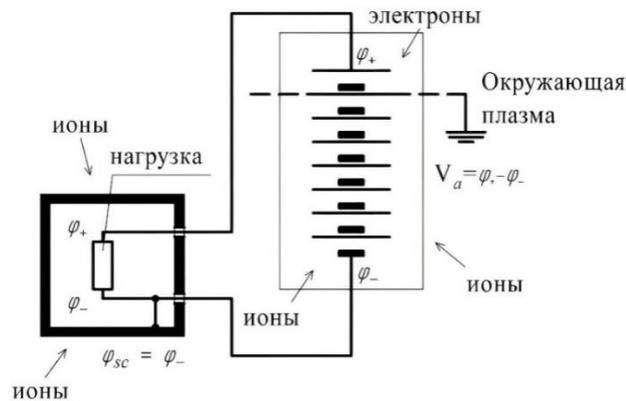


Рисунок 4.1 – Схема формирования потенциалов на электродах БС в плазме ЭРД

Рассмотрим три характерных случая, различающихся отношением площадей электродов БС $\alpha = \frac{A_+}{A_-}$, где A_+ и A_- – площади положительных и отрицательных электродов БС соответственно.

При $\alpha = 1$ система представляет собой классический двойной зонд с электродами одинаковой площади [28]. В такой системе при любом значении U_b все электроды заряжены отрицательно, а их потенциалы распределены следующим образом: $\varphi_- < \varphi_f < \varphi_+ < \varphi_s$, где φ_+ , φ_- – потенциалы положительного и отрицательного электрода соответственно; φ_f – плавающий потенциал.

Случай $\alpha \ll 1$ соответствует схеме зондовых измерений с противозондом [28], когда размеры отрицательного электрода (противозонд)

намного больше размеров положительного. В этой схеме $\varphi_- \approx \varphi_f$, $\varphi_+ \approx \varphi_f + U_b$.

При $\alpha \gg 1$ роль противозонда выполняет положительный электрод. В этом случае $\varphi_+ \approx \varphi_f$, а $\varphi_- \approx -U_b$.

Таким образом, в зависимости от конструкции БС потенциал положительных электродов может варьироваться в диапазоне от φ_f до $+U_b$, а отрицательных электродов – от $-U_b$ до φ_f .

Здесь надо отметить, что на распределение потенциалов большое влияние будут оказывать форма каркаса БС, наличие на нем изоляционных покрытий, а также наличие токоограничивающих резисторов между каркасом и общей шиной БС.

Как известно [30], плазменные струи электроракетных двигателей содержат ионы двух сортов: ускоренные ионы с энергиями в сотни, иногда тысячи электронвольт и ионы перезарядки, имеющие начальные энергии менее 1 эВ. Ионы перезарядки ускоряются электрическим полем плазменной струи и «выталкиваются» из нее с энергией до 20–30 эВ. Поскольку ускоренные ионы и ионы перезарядки взаимодействуют с заряженными электродами БС по-разному, для описания этого взаимодействия должны применяться разные модели.

Электрическое поле практически не влияет на движение ускоренных ионов струи, за исключением ближней приэлектродной области, имеющей размер порядка 3–5 радиусов Дебая (около 1–2 см). Поэтому для определения плотности потока ускоренных ионов на поверхность электрода достаточно знать параметры струи в заданной точке пространства.

Напротив, траектории ионов перезарядки в значительной степени подвержены влиянию электрического поля БС. И поскольку это влияние может распространяться на большие расстояния (вплоть до источника плазмы), расчетная модель должна охватывать всё пространство струи и все заряженные поверхности [31–33].

Однако поскольку полный ток ионов перезарядки не превышает 1–2% полного тока струи, для инженерных оценок воспользуемся упрощенной моделью, не учитывающей наличие ионов перезарядки и их влияние на потенциал БС. Эта модель применима только в тех случаях, когда панель БС находится в конусе угла расходимости плазменной струи ЭРД.

Для случаев, когда панель БС находится вне конуса струи, а также для условий стендовых испытаний такое допущение неприменимо. Влияние перезарядки существенно меняет картину взаимодействия и требует использования сложных, численных моделей, учитывающих электрические поля БС и корпуса КА.

Упрощенная электрическая схема высоковольтной БС представлена на рисунке 4.2.

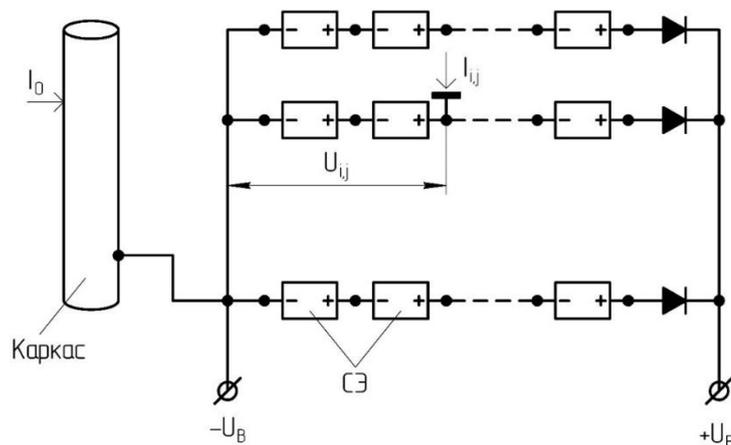


Рисунок 4.2 – Упрощенная электрическая схема высоковольтной БС

Батарея состоит из M параллельно соединенных цепочек («стрингов»), каждая из которых содержит N последовательно соединенных солнечных элементов (СЭ). Стринги подключены к общей положительной шине через развязывающие диоды. Отрицательная шина и каркас БС подключены к корпусу КА. Ускоренные ионы струи не попадают на корпус КА, поэтому он не участвует в балансе токов.

Будем считать, что батарея работает на номинальном режиме. Напряжение на всех СЭ одинаково и равно напряжению в рабочей точке U_p ВАХ элемента. Влиянием тока утечки на величину напряжения отдельных

СЭ при оценке плавающего потенциала пренебрегаем (учитывая почти прямоугольную форму ВАХ СЭ и небольшое значение тока утечки). Тогда напряжения на положительных выводах СЭ относительно отрицательной шины БС будут равны:

$$U_{i,j} = i \cdot U_p, \quad (4.1)$$

где $i = \overline{1, N}$ – индекс элемента в стринге; $j = \overline{1, M}$ – индекс стринга.

Соответственно, потенциалы положительных выводов СЭ относительно окружающей плазмы будут равны:

$$\varphi_{i,j} = \varphi_- + U_{i,j}, \quad (4.2)$$

где φ_- – потенциал отрицательной шины БС относительно окружающей плазмы.

Отрицательные выводы всех СЭ, подключенных к отрицательной шине БС, имеют индекс $i = 0$ и потенциал $\varphi_{0,j} = \varphi_-$.

Таким образом, определив φ_- , по формуле (4.2) можно определить потенциалы всех открытых электродов БС. Исходя из этого, в качестве плавающего потенциала БС будем рассматривать величину φ_- . Потенциал положительной шины при этом равен $\varphi_+ = \varphi_- + U_B$, где $U_B = N \cdot U_p$ – рабочее напряжение БС.

Чтобы определить φ_- , необходимо решить уравнение баланса токов утечки для всех узлов БС:

$$I_s + \sum_{i=0, N, j=1, M} I_{i,j} = 0, \quad (4.3)$$

где $I_{i,j}$ – токи утечки через плазму в каждом узле высоковольтной БС (на каждом открытом электроде, включая отрицательные выводы СЭ, подключенных к отрицательной шине); I_s – суммарный ток утечки через каркас БС.

4.1.2 Расчетная модель для ионного тока

Значения концентрации плазмы $n_{i,j}$ и плотности ионного тока в точках расположения электродов относительно двигателя можно определить по характеристикам струи стационарного плазменного двигателя [89–95].

Данные параметры могут быть оценены и по более простым эмпирическим моделям, построенным в приближении точечного источника с переменной по углу интенсивностью. Так, в работе [96] для оценки плотности ионного тока в струе стационарного плазменного двигателя СПД-100 была получена следующая полуэмпирическая формула:

$$j_i(r, \varphi) = \left(\frac{r_0}{r}\right)^2 \left\{ a_0 + \frac{a_1}{a_2 + \varphi^2} \right\}, \quad (4.4)$$

где j_i – плотность ионного тока (мА/см²); r – расстояние от среза двигателя; $r_0=1$ м – базовая длина; φ – угол между линией тока и осью двигателя (градусы); $a_0=1,49 \cdot 10^{-3}$, $a_1=103,12$, $a_2=60,169$ – константы.

Поскольку ионы струи имеют большую направленную скорость (энергия ускоренных ионов струи применяемых в настоящее время холловских двигателей составляет 300–700 эВ [30,97]), в первом приближении можно принять, что отклонение их траекторий в электрическом поле электродов незначительно. Тогда для ионного тока на открытые электроды (полагая, что протяженность электродов мала и изменений параметров струи на длине электродов не происходит) можно записать:

$$I_{i,j}^{(+)} = J_{i,j} \cdot F_{i,j} \cos(\theta_{i,j}), \quad (4.5)$$

где $J_{i,j}$ – плотность ионного тока на i, j -й открытый электрод; $F_{i,j}$ – площадь поверхности электрода; $\theta_{i,j}$ – угол падения ионов на электрод относительно нормали к его поверхности.

Согласно (4.5), ионная составляющая тока не зависит от потенциала электрода. Однако это не совсем так. При значительных отрицательных потенциалах (порядка $-U_B$) электрод будет собирать дополнительное количество ионов, а при положительных (порядка $+U_B$) – отталкивать их.

Наиболее сильное влияние этот фактор будет оказывать при отрицательных потенциалах, поскольку доля ионного тока на положительно заряженные электроды относительно невелика по сравнению с электронным. Из этого следует, что применение формулы (4.5) даст заниженные значения

ионного тока и, соответственно, повышенные отрицательные значения потенциала φ_0 .

Действительно, поскольку рассчитанный ионный ток на отрицательно заряженные электроды будет меньше реального, то для его компенсации потребуется меньшее значение тока положительно заряженных электродов, собирающих электроны. Соответственно, φ_- будет больше, чем его реальное значение, а потенциалы положительно заряженных электродов окажутся заниженными. Увеличение ионного тока на отрицательно заряженные электроды эквивалентно увеличению его площади и приведет к смещению φ_- в сторону плавающего потенциала изолированного электрода. При этом потенциал положительно заряженных электродов БС увеличится на ту же величину.

Заметим, что в реальных БС электроды имеют сложную форму и могут быть частично затенены элементами конструкции БС [14], что вносит дополнительные ошибки в определение ионного тока. Однако учесть эти факторы в аналитической модели не представляется возможным. Для их учета необходимо рассматривать реальную геометрию БС, использовать численные методы решения задачи и более сложную модель ионного тока, учитывающую траектории движения ионов в окрестности электродов СЭ в каждой конкретной точке БС. Решение такой задачи целесообразно проводить только для конкретной конструкции БС.

Поскольку влияние электрического поля на траектории высокоэнергетических ускоренных ионов струи начинает проявляться только при скользких углах падения, верхнюю оценку тока на электрод можно получить, приняв, что все ионы движутся по нормали к поверхности электрода, то есть приняв в (4.5), что все $\theta = 0$.

4.1.3 Расчетная модель для электронного тока

Электронная составляющая тока на электроды, находящиеся под отрицательным потенциалом $V^- = -\varphi$, $\varphi \leq 0$ относительно окружающей

плазмы, согласно классической зондовой теории [28], может быть определена как:

$$I_{i,j}^{(-)}(V^-) = J_{e,0} \left(-\frac{eV^-}{kT_e} \right) A_{i,j}, \quad (4.6)$$

где $J_{e,0} = \frac{1}{4} en_{i,j} v_e$ – плотность хаотического тока; $v_e = \left(\frac{8kT_e}{\pi m_e} \right)^{1/2}$ – средняя тепловая скорость электрона; $n_{i,j}$ – концентрация плазмы в точке $r_{i,j}$; $A_{i,j}$ – площадь электрода.

Электронный ток при $\varphi \leq 0$ практически не зависит от формы электрода [28], что позволяет применять выражение (4.6) для всех электродов без учета их геометрии и ориентации в пространстве.

При положительном потенциале электрода $V^+ = \varphi$, $\varphi > 0$ электроны притягиваются к электроду и расчет тока на электрод значительно усложняется. В этом случае применяют орбитальную теорию [98], согласно которой электронный ток насыщения приближенно равен

$$I_{i,j}^{(-)}(V^+) = I_0 \left(1 + \frac{eV^+}{kT_e} \right)^\beta. \quad (4.7)$$

Показатель степени β в (4.7) для цилиндрического зонда равен 1/2, а для сферического – 1 [98]. Поскольку электроды СЭ имеют относительно небольшие размеры и собирают электроны из полусферы (трехмерная геометрия), можно принять, что $\beta = 1$. Более точная оценка коэффициента β может быть получена только экспериментально для геометрии электродов и параметров плазменного потока, наиболее приближенных к реальным.

Величина I_0 , входящая в (4.7), рассчитывается путем интегрирования плотности тока ионов струи по всей поверхности каркаса.

Отметим, что выражения, аналогичные (4.6), (4.7), были применены в работе [31] для оценки электронного тока на открытые контакты панели БС, находящиеся при отрицательном и положительном смещении. Подобные расчеты представлены также в работах [42,99].

4.2 Расчет потенциала и токов утечки

По рассмотренной выше модели оценим плавающий потенциал панели высоковольтной БС с рабочим напряжением 150 В при токе 16 А. Панель БС имеет размеры 2,5×3,2 м, содержит 40 стрингов по 60 элементов. Солнечные элементы имеют размеры 40×80 мм и напряжение в рабочей точке $U_p = 2,5$ В, ток 0,4 А.

Площадь открытых электродов СЭ примем равной 0,05, 0,1 и 0,2 см², что соответствует трем вариантам исполнения электродов: 10×2 мм, 5×1 мм, 5×2 мм при толщине 50 мкм. Материал электродов – медь.

Стринги ориентированы вдоль стороны 2,5 м. Каркас панели выполнен из алюминиевой трубы диаметром 30 мм. Схема взаимного расположения панели БС и двигателя, а также индексы угловых СЭ приведены на рисунке 4.3.

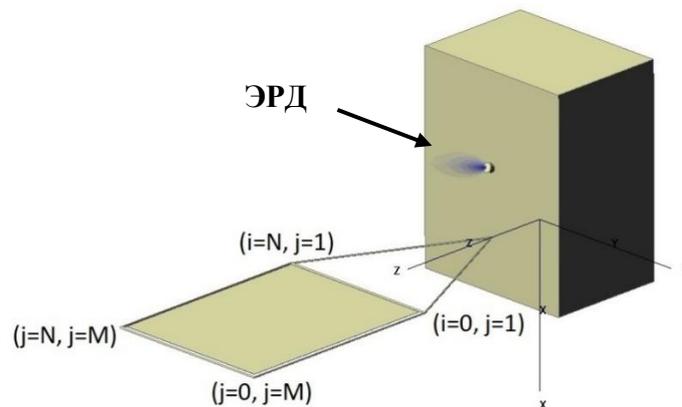


Рисунок 4.3 – Схема расположения БС и двигателя коррекции на КА (форма струи показана условно)

Расстояние от двигателя до оси вращения панели БС равно 1 м, угол отклонения оси двигателя от оси Z равен 20°. Панель БС равномерно вращается вокруг оси Z по часовой стрелке, отслеживая направление на Солнце.

Данная компоновка является типичной для современных телекоммуникационных спутников. Однако для малых космических аппаратов взаимное расположение БС и ЭРД может быть иным.

На рисунке 4.4 приведены результаты расчета полного ионного тока на каркас БС в зависимости от угла поворота панели БС, выполненные по формуле (4.5) с учетом и без учета угла падения ионов на поверхность каркаса.

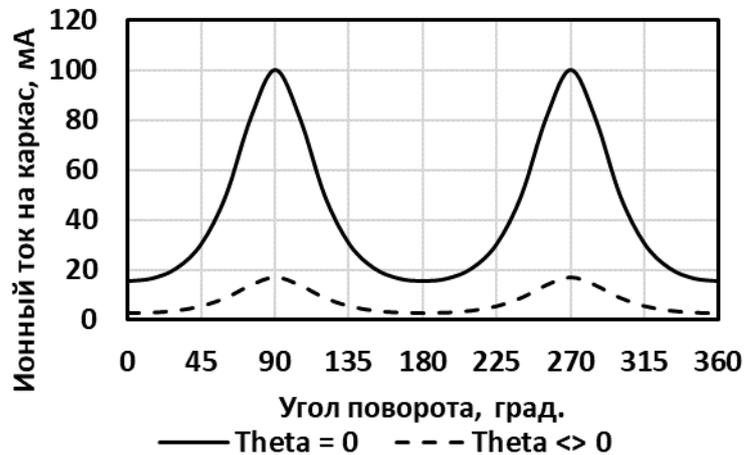


Рисунок 4.4 – Зависимость полного ионного тока на каркас БС от угла поворота панели БС

Как видно из рисунка 4.4, если допустить разворот траекторий ионов струи в результате действия на них электрического поля и не учитывать угол падения ионов на поверхность каркаса, то полный ионный ток на каркас возрастет почти в пять раз (с 18 до 100 мА). Это значит, что отклонение траекторий ионов в поле отрицательно заряженных электродов может оказывать значительное влияние на ток утечки через каркас и его следует учитывать при численном моделировании.

Кроме того, при значительном отрицательном потенциале каркаса значимым может стать ток ионов перезарядки, который у СПД-100 может достигать 50 мА (около 1–2% полного ионного тока струи).

В реальных конструкциях ток на каркас может быть еще больше, поскольку использованная в расчетах геометрическая модель БС является сильно упрощенной. Реальная конструкция БС может содержать множество не учтенных в модели элементов (например, фитинги, шарниры, поперечные штанги или перегородки), которые существенно увеличивают площадь сбора.

На основании вышесказанного в дальнейшем будем использовать значения тока утечки с каркаса, полученные без учета угла падения ионов, что соответствует худшему случаю.

На рисунке 4.5 приведены результаты расчета плотности ионного тока и концентрации ионов струи над поверхностью панели БС при угле поворота панели БС $\alpha = 45^\circ$ (промежуточное положение).

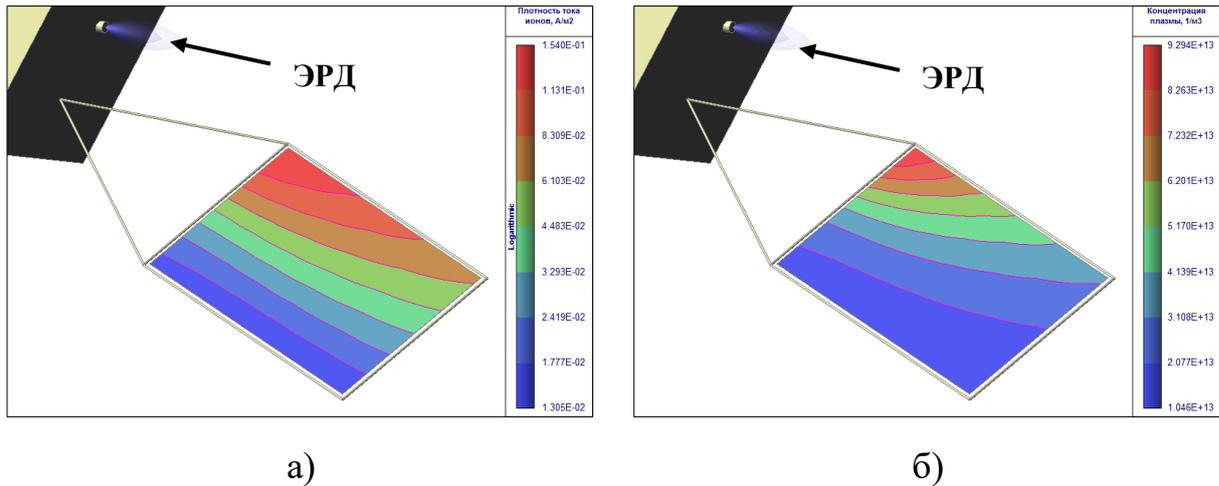


Рисунок 4.5 – Плотность ионного тока (а) и концентрация плазмы над поверхностью панели БС (б) при угле поворота панели БС $\alpha = 45^\circ$ (форма струи показана условно)

Решение уравнения (4.3) относительно φ_- с учетом данных по параметрам струи для различных углов поворота панели БС α позволяет определить зависимость $\varphi_-(\alpha)$ и значения токов утечки для отдельных СЭ и для всей БС в целом.

Проведенные расчеты показали, что в зависимости от угла поворота панели БС потенциал (+) и (-) шин может меняться в широком диапазоне значений (рисунок 4.6). При углах поворота панели БС $\alpha = 90$ и 270° на зависимостях $\varphi_+(\alpha)$ и $\varphi_-(\alpha)$ имеется два максимума различной амплитуды. Эти максимумы соответствуют максимумам зависимости $I_0(\alpha)$, обусловленным прохождением каркаса БС через ядро струи. Различие максимумов φ по амплитуде (при одинаковых значениях тока утечки с каркаса) объясняется тем, что в положении $\alpha = 90^\circ$ электроды элементов СЭ

с наибольшим положительным потенциалом находятся в области с малой концентрацией плазмы, а при $\alpha = 270^\circ$ – с большой. Очевидно, что в области с малой концентрацией плазмы для компенсации тока утечки с каркаса потенциал электродов должен быть больше, чем в области с большой концентрацией.

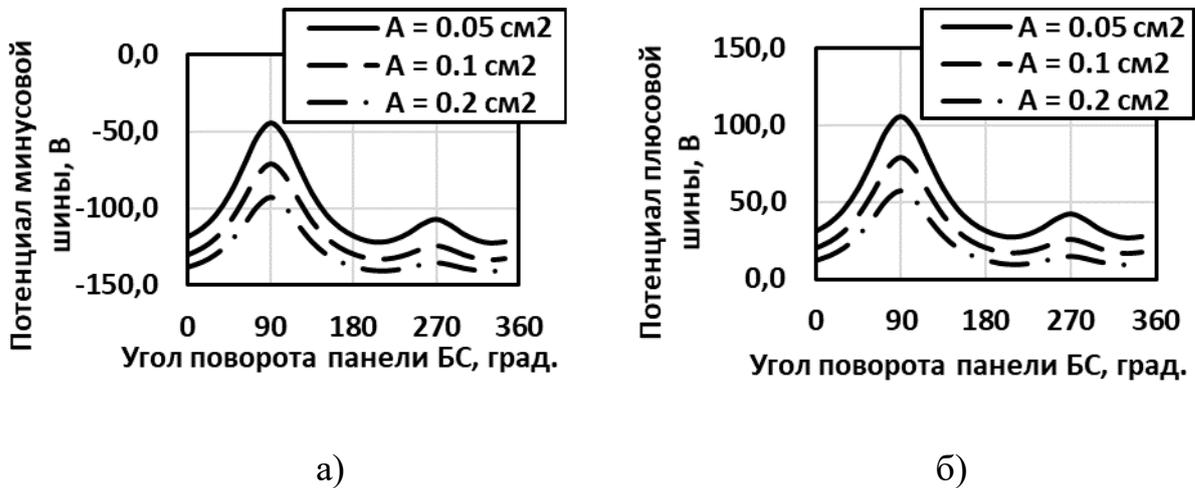


Рисунок 4.6 – Зависимость плавающего потенциала минусовой (а) и плюсовой (б) шин БС от угла поворота панели БС при различной площади открытых электродов СЭ

Заметим, что в рассмотренной конфигурации плавающий потенциал БС определяется в основном ионным током с каркаса (электронный ток на каркас отсутствует, поскольку потенциал каркаса приобретает отрицательное значение). Этот ток компенсируется токами утечки с электродов СЭ, потенциалы которых устанавливаются в зависимости от концентрации плазмы над их поверхностью.

С увеличением площади электродов плотность тока, требуемая для компенсации ионного тока с каркаса, уменьшается. Это приводит к смещению потенциалов открытых электродов и плавающего потенциала БС в отрицательную область. И наоборот, при уменьшении площади электродов их потенциал вместе с плавающим потенциалом БС возрастает, что и наблюдается на рисунке 4.6.

Максимальные значения тока утечки (рисунок 4.7) реализуются при $\alpha = 270^\circ$ через электрод с индексами $j=1$ (первый стринг, расположенный

ближе всего к двигателю) и $i = N$ (вывод СЭ с наибольшим положительным потенциалом, находящийся в наиболее плотной плазме). При $\alpha = 90^\circ$ ток утечки через этот электрод почти в восемь раз меньше. В связи с этим возникает вопрос: как же тогда происходит компенсация тока утечки каркаса? Ответ находим, рассматривая распределение тока утечки вдоль стринга $j=1$ (рисунок 4.8).

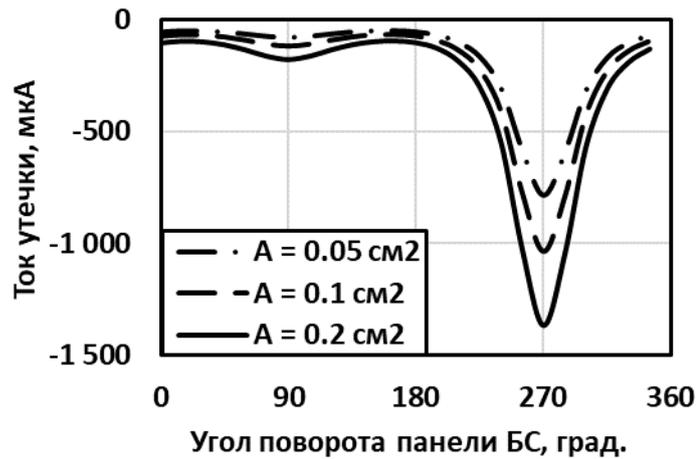


Рисунок 4.7 – Зависимость тока утечки с электрода $I_{N,1}$ от угла поворота панели БС

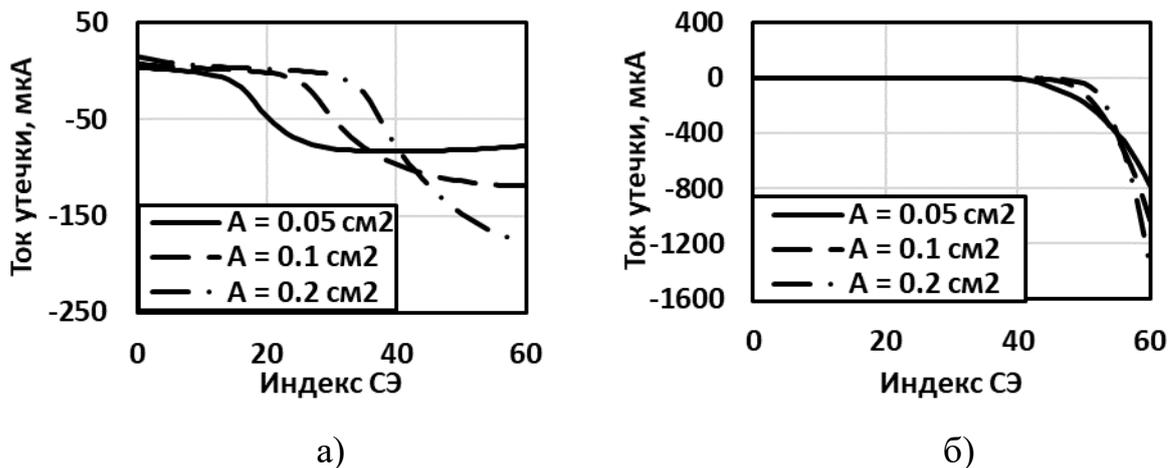


Рисунок 4.8 – Зависимость тока утечки с элементов стринга $j=1$ при углах поворота панели БС $\alpha = 90^\circ$ (а) и 270° (б)

При $\alpha = 90^\circ$ (рисунок 4.8а) электроды с малыми номерами (отрицательные значения φ) находятся в области с большой концентрацией плазмы, а с большими номерами – в области с малой концентрацией. Компенсация тока с каркаса происходит за счет тока утечки с электродов с

положительными потенциалами ($i = 10 \dots 30$). При этом в компенсации тока утечки с каркаса принимает участие значительная часть электродов стринга.

При $\alpha = 270^\circ$ (рисунок 4.8б) картина меняется на противоположную. Теперь электроды с малыми номерами (отрицательные значения φ) находятся в области с малой концентрацией плазмы, а с большими номерами – в области с большой концентрацией. Соответственно, основной вклад в компенсацию тока утечки с каркаса будет давать небольшое количество электродов с наибольшим положительным потенциалом.

Влияние площади электрода на ток утечки не однозначно, поскольку оно связано с распределением концентрации плазмы над поверхностью панели БС. В рассмотренной конфигурации с увеличением площади электродов ток утечки возрастает, хотя потенциал положительно заряженных электродов снижается. Это происходит потому, что изменяется распределение тока утечки вдоль стринга.

Отметим, что в данной конфигурации потери мощности БС за счет тока утечки определяются в основном током утечки через каркас и составляют примерно 0,6% при $\alpha = 270^\circ$. Поскольку такие ситуации реализуются нечасто, можно считать, что существенных потерь мощности БС за счет тока утечки не происходит (при условии, что каркас имеет относительно небольшую площадь и не попадает в плотные области струи ЭРД).

4.3 Оценка возможности возникновения дуговых разрядов на электродах высоковольтных солнечных батарей в плазме электроракетных двигателей

Как было показано в главе 3, для отрицательно смещенных электродов критерием возникновения дугового разряда является условие:

$$\varphi_{-} \leq -50 \text{ В.} \quad (4.8)$$

Как видно из рисунка 4.6а, практически при любом положении панели ВБС отрицательные электроды находятся под потенциалом ниже указанного значения, что, в соответствии с (4.8), говорит о потенциальной возможности возникновения на них дуговых разрядов.

Для положительно смещенных электродов условием возникновения дугового разряда является превышение температурой электрода T_a температуры пиролиза $T_{\text{пир}}$ прилегающего к нему диэлектрика:

$$T_a \geq T_{\text{пир}}. \quad (4.9)$$

Для оценки теплового эффекта от воздействия тока утечки на положительно смещенные электроды можно принять, что количество тепла, выделяемого на положительно заряженном электроде за счет бомбардировки электронами плазмы, приблизительно равно:

$$Q_{i,j} \approx I_{i,j}^{(-)} \cdot \varphi_{i,j}. \quad (4.10)$$

Отвод тепла в начальный момент времени происходит за счет теплопроводности. Тепло накапливается в элементах конструкции БС, к которым крепится электрод. Это могут быть кристаллы ФЭП (германий) или монтажные платы (стеклотекстолит). Поскольку теплопроводность этих материалов мала, то и количество тепла, отводимое от электрода, невелико.

Как было показано в главе 3, прилегающие к электроду материалы увеличивают теплоемкость системы, но не обеспечивают отвод тепла. Поэтому рост температуры электрода будет продолжаться до тех пор, пока подвод тепла не сравняется с отводом тепла за счет излучения.

Тогда, полагая, что теплоотвод от электрода происходит только за счет излучения, а внешние источники тепла отсутствуют (хотя это не совсем так, поскольку рядом с электродом находятся элементы конструкции, нагретые до

60–80°C), предельную (равновесную) температуру электрода можно оценить как:

$$T_{i,j} = \sqrt[4]{\frac{Q_{i,j}}{\varepsilon\sigma A_{i,j}}}, \quad (4.11)$$

где ε – степень черноты электрода (для серебра $\varepsilon \approx 0,5$); σ – постоянная Стефана – Больцмана.

Результаты расчета $T_{i,j}$ по формуле (4.11) для электрода $i = N$, $j = 1$ приведены на рисунке 4.9. Из этого рисунка следует, что нагрев электродов может быть весьма значительным (более 400°C). При такой температуре происходит деструкция большинства диэлектрических материалов, могут разрушаться паяные соединения. Поэтому, согласно приведенному выше критерию, на положительном электроде создаются условия для развития вакуумного дугового разряда.

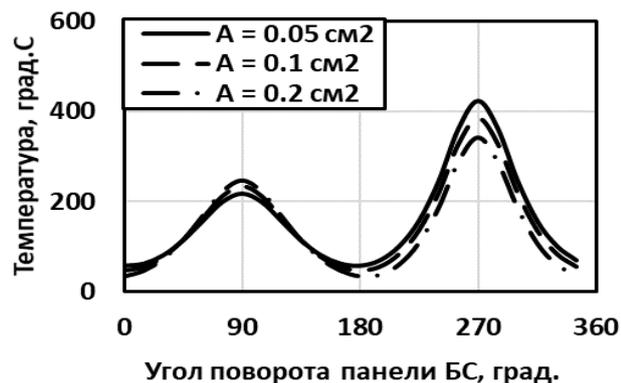


Рисунок 4.9 – Зависимость равновесной температуры положительного электрода $T_{N,1}$ от угла поворота панели БС

Из рисунка 4.9 следует, что площадь электродов не оказывает существенного влияния на их температуру. Однако по мере уменьшения площади каркаса и, соответственно, тока утечки через каркас, влияние площади электродов усиливается. Хотя при этом и тепловой эффект ослабевает, поскольку потенциалы положительно заряженных электродов и выделяемая на них мощность заметно снижаются.

Следует отметить, что большой отрицательный потенциал каркаса и отрицательной шины БС не менее опасен, поскольку он повышает частоту развития микродуговых разрядов [87,100], которые затем могут перерасти в мощные вторичные дуговые разряды, питаемые энергией, генерируемой БС.

4.4 Рекомендации по защите высоковольтных солнечных батарей от дуговых разрядов, инициированных плазмой электроракетных двигателей

Для исключения дуговых разрядов на положительных электродах высоковольтных БС необходимо уменьшить ток утечки до уровня, при котором за время работы ЭРД (время существования плазмы) электроды не будут нагреваться до температуры, превышающей температуру пиролиза прилегающих материалов (более 100–120°C).

Добиться этого можно следующими способами.

Во-первых, надо уменьшить ток с каркаса, корпуса КА и с отрицательных электродов БС. Для этого могут быть использованы изоляция каркаса (возможно, только корневой панели, расположенной ближе всего к ЭРД), а также гальваническая развязка БС, каркаса и корпуса КА, например, путем включения резистора между корпусом КА, каркасом БС и электрическими цепями БС.

Во-вторых, в местах крепления электродов можно применять материалы с малой скоростью массовыделения, высокой температурой пиролиза и низким давлением насыщенных паров. Тогда пороговая температура будет достигаться за значительно большее время (превышающее время существования плазмы) или вообще не будет достигаться.

Во-третьих, температуру электродов можно снизить, обеспечив им эффективный отвод тепла. Однако такое решение требует существенных конструктивных изменений, поэтому его применимость ограничена.

В-четвертых, сократить время существования плазмы. При этом электроды не будут успевать нагреваться и дуговой разряд возникать не будет.

В-пятых, использовать схему коммутации электродов БС, при которой токи утечки не превышают значений, при которых нагрев электродов за время работы ЭРД до критической температуры не происходит.

В-шестых, включения ЭРД производить только в тех положениях БС, при которых за время работы ЭРД нагрев электродов до критической температуры не происходит.

Для снижения риска возникновения дуговых разрядов на отрицательных электродах необходимо снижать величину их потенциала относительно плазмы. Однако при этом увеличится потенциал положительных электродов и, следовательно, возрастут токи утечки и риск возникновения дуговых разрядов на положительных электродах.

Снижения вероятности возникновения вторичных дуг на отрицательных электродах можно добиться, как и в случае с положительными электродами, гальванической развязкой БС, корпуса КА и каркаса БС. В этом случае $\alpha \approx 1$ и потенциалы всех электродов БС будут ниже потенциала плазмы. Поскольку электронные токи на положительные электроды будут относительно небольшими, разряды на положительных электродах практически исключены, а вероятность микродуговых разрядов на отрицательных электродах будет относительно невелика.

Поскольку полностью исключить микродуговые разряды на отрицательных электродах не представляется возможным, необходимо не размещать вблизи этих электродов плюсовые шины или кабели. Если сделать это невозможно, необходимо обеспечить надежную изоляцию этих цепей.

Таким образом, наиболее эффективным методом защиты от дуговых разрядов на ВБС КА в плазме ЭРД является гальваническая развязка электрических цепей БС, корпуса КА и каркаса БС.

4.5 Выводы по главе

1. Представлена инженерная модель для оценки токов утечки и потенциала электродов высоковольтных БС в плазме ЭРД. Показано, что значения потенциала электродов определяются в основном ионным током через каркас БС. Этот ток образуется в результате взаимодействия ускоренных ионов плазменной струи ЭРД с поверхностью каркаса.

2. С помощью представленной инженерной модели проведены расчеты токов утечки и потенциалов электродов высоковольтной БС, имеющей конструкцию и параметры, сопоставимые с параметрами БС современных телекоммуникационных спутников. В рассмотренном примере потенциал каркаса и отрицательной шины БС находился в диапазоне от -140 до -40 В, а положительной шины – от 10 до 100 В. Максимальное значение тока утечки через отдельный электрод составило 1,4 мА. Суммарные потери мощности БС за счет тока утечки через плазму не превышают 1%.

3. Показано, что на отрицательных и положительных электродах высоковольтной БС могут возникать дуговые разряды.

4. Представлены рекомендации по защите высоковольтных БС от дуговых разрядов, инициированных плазмой ЭРД. Показано, что одним из наиболее эффективных методов защиты является гальваническая развязка электрических цепей БС от корпуса КА и каркаса БС.

Заключение

В ходе исследований получены следующие результаты.

1. Разработана физико-математическая модель накопления и релаксации электрического заряда в диэлектрических материалах ВБС под действием геомагнитной плазмы и плазмы ЭРД. Численно показано, что появление плазмы ЭРД над поверхностью радиационно-заряженных диэлектрических материалов ВБС не приводит к их пробое. При этом накопленный в объеме диэлектрика отрицательный электрический заряд сохраняется, но компенсируется положительным зарядом, локализованными в тонком приповерхностном слое материала.

2. Экспериментально определены значения токов утечки и условия возникновения дуговых разрядов на положительно и отрицательно смещенных модельных электродах в струе ЭРД в зависимости от концентрации плазмы, потенциала и материала электродов. Установлено, что среди конструкционных материалов, применяемых на ВБС, наиболее вероятны разряды на углепластике. Вероятность разрядов на нержавеющей стали и алюминии примерно в 3 раза меньше.

3. На основании полученных экспериментальных данных разработана феноменологическая модель и сформулированы критерии возникновения дуговых разрядов на электродах ВБС. Для положительно смещенных электродов критерием является нагрев электрода до температуры пиролиза прилегающего диэлектрика, а для отрицательно смещенных – снижение потенциала электрода ниже -50 В относительно потенциала плазмы.

4. Разработана инженерная модель для оценки потенциала и токов утечки с электродов ВБС. Расчетным путем показано, что потери мощности ВБС за счет токов утечки не превышают 1–2%, на открытых электродах ВБС могут возникать условия для возникновения дуговых разрядов.

5. Проведен анализ возможных методов защиты ВБС от дуговых разрядов в плазме ЭРД, показано, что наиболее эффективным методом защиты является гальваническая развязка электрических цепей ВБС с каркасом ВБС и корпусом КА.

Список сокращений и условных обозначений

АБ	– анод большой;
АМ	– анод маленький;
АОП	– антиотражающее покрытие;
АС	– анод средний;
БП	– блок питания;
БС	– солнечная батарея;
БФ	– фотоэлектрическая батарея;
ВАХ	– вольт-амперная характеристика;
ВБС	– высоковольтная солнечная батарея;
ВДР	– вторичный дуговой разряд;
В.З.	– валентная зона;
З.З.	– запрещенная зона;
З.П.	– зона проводимости;
КА	– космический аппарат;
КПД	– коэффициент полезного действия;
КХ-А	– катод из дюралюминия;
КХ-М	– катод из меди;
КХ-Н	– катод из нержавеющей стали;
КХ-У	– катод из углепластика;
МКС	– Международная космическая станция;
ПМ	– полимер;
СПД	– стационарный плазменный двигатель;
СТ	– стеклотекстолит;
СЭ	– солнечный элемент;
СЭП	– система электропитания;
ФГЧ	– фотогенерирующая часть;
ФЭП	– фотоэлектрический преобразователь;
ЭРД	– электроракетный двигатель;
ЭСР	– электростатический разряд.

Список использованной литературы

1. Ferguson, D.C. High Voltage Space Solar Arrays / D.C. Ferguson, G.B. Hillard, B.V. Vayner [and et al]. *53rd International Astronautical Congress. TheWorldSpaceCongress.*– 2002. –IAC-02-IAA.6.3.03.
2. Груздев, А.И. Система электроснабжения космического аппарата с распределенной модульной структурой на базе фотоэлектрических преобразователей, интегрированных с литий-ионными аккумуляторами / А.И. Груздев, М.С. Шевцов// Вопросы электромеханики. ТрудыВНИИЭМ. – 2022. – Т. 189. – № 4. –С. 15–20. – EDNHEAEYS.
3. High Voltage Solar Arrays for a Direct Drive Hall Effect Propulsion System / Jongeward G.A., Katz I.J., Carruth M.R. [and et al]. *IEPC Paper 01-327, 27th International Electric Propulsion Conference, Pasadena, CA, - 2001.*
4. Mikellides, I.G. Assessment of High-Voltage Solar Array Concepts for a Direct Drive Hall Effect Thruster System / I.G. Mikellides, G. Jongeward.*39th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference and Exhibit.*–2003. doi:10.2514/6.2003-4725
5. Goebel D.M. High Voltage Solar Array Development for Space and Thruster-Plume Plasma Environments / D.M. Goebel, O.S. Filimonova // *IEEE Transactions on Plasma Science.* – 2022. – Vol. 50. – №. 3, – P. 721–730. doi: 10.1109/TPS.2022.3147424
6. Обзор современных фотоэлектрических преобразователей космического назначения на основе соединений АПВВ / Е.В. Слыщенко, А.А. Наумова, А.А. Лебедев [и др.] // *Сибирский журнал науки и технологий.* – 2018. – Т. 19, – № 2. – С. 308–324. – doi: 10.31772/2587-6066-2018-19-2-308-324. – EDN XSLUFN.
7. Дыбля, А.Ю. Расчёт солнечных батарей космических аппаратов спутниковой системы связи на низкой круговой орбите / А.Ю. Дыбля, Т.А. Кузина, В.В. Самойлов // *Инновационная наука.* - 2020. - № 4. - С. 28-31.

8. Андреев В.М. Фотоэлектрическое преобразование концентрированного солнечного излучения / В.М. Андреев, В.А. Грилихес, В.Д. Румянцев. Ред. акад. Ж.И. Алферов. – Л.: Наука. 1989. – 310 с.

9. Стекло оптическое бесцветное неорганическое. Лыткаринский завод оптического стекла [Электронный ресурс]. URL: <https://lzos.ru/products/bestsvetnoe/steklo-opticheskoe-bestsvetnoe/> (дата обращения: 14.10.2024).

10. *Голенищев-Кутузов, В.А.* Перспективные материалы и приемники излучения фотоэлектроники и фотоэнергетики / В.А. Голенищев-Кутузов, А.В. Голенищев-Кутузов, И.М. Несмелова; Казанский государственный энергетический университет. – Казань: Казанский государственный энергетический университет, 2013. – 171 С. – ISBN 978-5-89873-396-4. – EDN XXIXPR.

11. Анализ конструкций перспективных солнечных батарей космических аппаратов / М.В. Рябцева, А.А. Наумова, А.А. Лебедев [и др.] // XLV Академические чтения по космонавтике, посвященные памяти академика С.П. Королёва и других выдающихся отечественных ученых – пионеров освоения космического пространства : сборник тезисов : в 4 т., Москва, 30 марта – 02 2021 года. Том 1. – Москва: Издательство МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2021. – С. 334-338. – EDN VYHJZW.

12. *Китаева, А.С.* Построение модели деградации солнечной батареи в космических условиях / А.С. Китаев // Ядерная физика в интернете. 2022. URL: <http://nuclphys.sinp.msu.ru/> (дата обращения 14.10.2024).

13. *Казанцев, З.А.* Анализ конструкций солнечных батарей космических аппаратов / Казанцев З.А., Ерошенко А.М., Бабкина Л.А., Лопатин А.В. // Космические аппараты и технологии. – 2021. – Т. 5. – Вып. 37 –№3. – С. 121–133. doi: 10.26732/j.st.2021.3.01

14. *Галкин, В.В.* Солнечные и аккумуляторные батареи ОАО "Сатурн" на космических аппаратах с электронными двигателями / В.В. Галкин // Труды МАИ. – 2012. – № 60. – С. 21. – EDN PJPWOT.

15. Новиков, Л.С. Взаимодействие космических аппаратов с окружающей плазмой. Учебное пособие. – М.: Университетская книга, 2006. – 120 с.

16. *Mateo-Velez, J.-C.* Conceptual Design and Assessment of an Electrostatic Discharge and Flashover Detector on Spacecraft Solar Panels / J. - C. Matéo-Vélez, J.-F. Roussel, D. Rodgers, [and et al.] // IEEE Transactions on Plasma Science. – 2012. - Vol. 40. – P. 246-253. doi: 10.1109/TPS.2011.2173955.

17. *Елисеева, А.А.* Воздействие космического пространства на оптические материалы / А.А. Елисеева, Е. Г. Бобылева // Интерэкспо Гео-Сибирь. – 2021. – Т. 7, № 1. – С. 30-35. – EDN SEOSNV.

18. *Устинов, А.И.* Изменения морфологии стекла К-208 при облучении электронами средних энергий / А.И. Устинов // Ученые записки физического факультета Московского университета. – 2021. – № 3. – С. 2130101. – EDN XTFFTH.

19. *Хасаншин, Р.Х.* О роли протонного компонента в эволюции морфологии стекла К-208 при электронно-протонном облучении / Р.Х. Хасаншин, Л.С. Новиков // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. – 2018. – № 11. – С. 48-58. doi: 10.1134/S0207352818110136. – EDN VLVQCI.

20. *Акишин, А.И.* Радиационно-оптические свойства стекол, применяемых в космосе / А.И. Акишин, Л.И. Цепляев // Физика и химия обработки материалов. – 2006. – № 2. – С. 25-30. – EDNKVQATN.

21. *Cornet, N.* Electron Beam Charging of Insulators with Surface Layer and Leakage Currents / N. Cornet, D. Goeuriot, C. Guerret-Piecourtand [and et al.] // Journal of Applied Physics. – 2008. – Vol. doi: 103. 10.1063/1.2890427

22. *Meyza, X.* Secondary electron emission and self-consistent charge transport and storage in bulk insulators: Application to alumina / X. Meyza, D. Goeuriot, C. Guerret-Piecourt [and et al.] // Journal of Applied Physics. – 2003. – Vol. 94. – P. 5384–5392. doi: 10.1063/1.1613807

23. Куликов В.Д. Рентгеновская проводимость диэлектриков в сильных электрических полях / В.Д. Куликов // Журнал технической физики. –1996. – Т. 66. –№ 8. –С. 181–186.

24. Валиуллин, В.В. Потенциал высоковольтной солнечной батареи космического аппарата в плазме электроракетного двигателя / В.В. Валиуллин, А.Б. Надирадзе // Вестник Московского авиационного института. - 2023. - Т. 30. - № 3. - С. 125-135.

25. Валиуллин, В.В. Вопросы обеспечения стойкости высоковольтных солнечных батарей космических аппаратов к воздействию вторичных дуговых разрядов / В.В. Валиуллин, С.Г. Кочура, И.А. Максимов, А.Б. Надирадзе // Сибирский аэрокосмический журнал. - 2024. - Т. 25, - № 1. - С. 85–105. doi: 10.31772/2712-8970-2024-25-1-85-105

26. Валиуллин, В.В. Исследование электроразрядных явлений, инициированных плазмой электроракетных двигателей, в электрических цепях высоковольтных солнечных батарей / В.В. Валиуллин, А.Б. Надирадзе // Космическая техника и технологии. - 2024. - Т. 46 - № 3. - С. 89-105.

27. Khayms, V. Measurements and Modeling of a Solar Array Floating Potential and Leakage Current in a Hall Thruster Plume Environment / V. Khayms, A. Logan-Garbisch, K. Kannenberg. *41st AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit*, - 2005. doi:10.2514/6.2005-3862

28. Козлов, О.В. Электрический зонд в плазме. - М.: Атомиздат. 1969. - 291 с.

29. Кесаев, И.Г. Катодные процессы электрической дуги. - М.: Наука, 1968. - 244 с.

30. Goebel, D.M. Fundamentals of Electric Propulsion: Ion and Hall Thrusters. / D.M. Goebel, I. Katz.- John Wiley & Sons, Hoboken. Inc., - 2008. – 514 p. doi: 10.1002/9780470436448

31. Theroude, C. Self-consistent Simulations of Interactions between Spacecraft and Plumes of Electric Thrusters. / C. Theroude, A. Satellites,

C. Ardura, E. Gengembre. *33rd International Electric Propulsion Conference. (The George Washington University. Washington D.C. USA. 2013). IEPC-2013-73.*

32. Del Amo, J.G. Numerical Simulation of the Interactions Between Solar Arrays and the Surrounding Plasma Environment DRAFT. *29th International Electric Propulsion Conference (Princeton University. USA. 2005).*

33. Shan, K. Numerical Simulation of Interaction between Hall Thruster CEX Ions and SMART-1 Spacecraft / K. Shan, Yu. Chu, Q. Li [and et al.] // *Mathematical Problems in Engineering.* - 2015. - Vol.3, - P. 1-8. doi: 10.1155/2015/418493

34. Архипов, Б.А. Исследование и разработка катодов нового поколения для стационарных плазменных двигателей (СПД): специальность 05.07.10 "Инновационные технологии в аэрокосмической деятельности": диссертация на соискание ученой степени доктора технических наук / Архипов Борис Алексеевич. – Калининград, 1998. – 302 с. – EDN QDLHEX.

35. Cho, M. Interaction between high voltage solar array and ion thruster plasma / M. Cho, A. Saionji, K. Toyoda. *28th International Electric Propulsion Conference, IEPC-2003, March, 17-21, Toulouse, France. CDRom, Published by CNRS, March, 2003, 0053-0303iepc-full.pdf.*, - P. 1-10.

36. *Spacecraft Plasma Interaction Software. SPIS, Spacecraft Plasma Interaction System – SPIN 2023.* URL: <https://www.spis.org/software/spis/>

37. Cho, M. Dielectric Charging Process and Arcing Rates of High Voltage Solar Arrays / M. Cho, D.E. Hastings // *Journal Spacecraft and Rockets.* - 1991. - Vol. 28. - №. 6, - P. 698-706.

38. Гаврюшин, А.В. Измерение прозрачности защитных стекол солнечных батареи при воздействии на них ускоренных ионов / А.В. Гаврюшин, А.Б. Надирадзе // *Электронный журнал «Труды МАИ».* - 2003. - № 10.

39. Гаврюшин, А.В. Влияние ионной бомбардировки на прозрачность защитных стекол солнечной батареи / А.В. Гаврюшин, А.Б. Надирадзе, В.К. Егоров // *Перспективные материалы.* - 2003. - № 3. - С. 18-23.

40. Ralph, R., Roe, Jr. Low Earth Orbit Spacecraft Charging Design Handbook (NASA-HDBK-4006A). NASA 2018. 76 P. [Электронный ресурс]. URL: <https://standards.nasa.gov/sites/default/files/standards/NASA/A/0/nasa-hdbk-4006a.pdf> (дата обращения: 10.1.2024).

41. Electrical Breakdown of Space Station Freedom Surfaces / M.R. Carruth, J.A. Vaughn, R.T. Bechtel [and et al.] // *30th Aerospace Science Meeting and Exhibit, January 6-9, 1992, Reno, NV, AIAA 92-0820*, - P.1-7.

42. Tverdokhlebova, E.M. Simulation of near-electrode processes of a electric discharge in the ISS environment / E.M. Tverdokhlebova, B.G. Borisov, A.G. Korsun [and et al.] *44th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit (09-12 January 2006; Reno, Nevada)*. doi: 10.2514/6.2006-872

43. Tverdokhlebova, E.M. Influence of Space Propulsions and Plasma Sources on Electric-Discharge Phenomena on the ISS. / E.M. Tverdokhlebova, A.G. Korsun, V.I. Garkusha [and et al]. *4th International Spacecraft Propulsion Conference (Chia Laguna (Cagliari). Sardinia. Italy. 2004)*. ESA SP-555.

44. Gabdullin, F.F. The Plasma Plume of the ISS Plasma Contactor Unit under the Effect of the Geomagnetic Field. / F.F. Gabdullin, A.G. Korsun, E.G. Lavrenko [and et al]. *30th International Electric Propulsion Conference (Florence. Italy. 2007)*.

45. *Gabdullin, F.F.* The Plasma Plume Emitted Onboard the International Space Station Under the Effect of the Geomagnetic Field / F.F. Gabdullin, A.G. Korsun, E.M. Tverdokhlebova // *IEEE Transactions on Plasma Science*. - 2008. - Vol. 36. - №. 5, - P. 2207–2213. doi: 10.1109/TPS.2008.2004236

46. *Lai, S.T.* Deep Dielectric Charging and Spacecraft Anomalies / S.T. Lai, K. Cahoy, W. Lohmeyer, A. Carlton, [and et al.] // *Extreme Events in Geospace: Origins, Predictability, and Consequences*. – 2018. – P. 419-432. doi: 10.1016/B978-0-12-812700-1.00016-9.

47. *Павленко, В.И.* Теоретический расчет среднего пробега электронов энергий до 10 МэВ в полимерном композите / В.И. Павленко,

Н.И. Черкашина, А.В. Носков, Р.Н. Ястребинский // Вопросы атомной науки и техники. – 2015.- №5(99) – С. 32-35. ISSN 1562-6016.

48. *Everhart, T.E.* Determination of Kilovolt Electron Energy Dissipation vs Penetration Distance in Solid Materials / T.E. Everhart, P.H. Hoff // Journal of Applied Physics. – 1971. - Vol. 42. - P. 5837-5846. doi: 10.1063/1.1660019

49. *Новиков, Ю.Н.* Дырочно-стимулированный перенос ловушек в диэлектриках / Ю.Н. Новиков // Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики. – 2017. – Т. 105, № 9-10. – С. 605-609. – doi: 10.7868/S0370274X17100058. – EDN YQRCXH.

50. *Насыров, К.А.* Механизмы переноса электронов и дырок в диэлектрических плёнках / К.А. Насыров, В.А. Гриценко // Успехи физических наук. - 2013. - Т. 183 - № 10 - С. 1099–1114. doi: 10.3367/UFNr.0183.201310h.1099

51. *Барыбин, А.А.* Релаксация заряда в проводящих диэлектрических пленках с мелкими и глубокими ловушками / А.А. Барыбин, В.И. Шаповалов // Физика твердого тела, - 2008. - Т. 50. - № 5, - С. 781-793.

52. *Яшин, А.Н.* Применимость упрощенной модели Шокли—Рида—Холла для полупроводников с различными типами дефектов / А.Н. Яшин // Физика и техника полупроводников. – 2005. – Т. 39, № 11. – С. 1331-1335. – EDN RCZINT.

53. *Кортов, В.С.* Моделирование методом Монте-Карло транспорта электронов в заряженных при облучении кристаллических диэлектриках / В.С. Кортов, С.В. Звонарев // Математическое моделирование. – 2008. – Т. 20, № 6. – С. 79-86. – EDN JTEFWF.

54. *Павельчук, А.В.* Численное стохастическое моделирование транспорта электронов в облученных сегнетоэлектрических материалах / А.В. Павельчук, А.Г. Масловская // Математическое моделирование и численные методы, - 2018, - № 2, - С. 3–20.

55. *Cornet, N.* Juvе Injection, transport and trapping of electrons in overlayers insulators / N. Cornet, C. Guerret-Piecourt, H.-J. Fitting, D. Goeuriot

//2007 *International Conference on Solid Dielectrics, ICSD*. P. 27-30. doi: 10.1109/ICSD.2007.4290744.

56. Electron beam charging of insulators: A self-consistent flight-drift model / M. Touzin, D. Goeuriot, C. Guerret-Piécourt, D. Juvé, D. Tréheux, [and et al.] // *Journal of Applied Physics, American Institute of Physics*, - 2006, - Vol. 11.- № 99, - P.114110. doi: 10.1063/1.2201851. hal-00163640

57. *Fitting, H.-J.* Fast electron beam charge injection and switching in dielectrics / H.-J. Fitting, M. Touzin, E. Schreiber // *Phys. Status Solidi (c)*. - 2011.- Vol. 8, - № 4, - P. 1282–1286. doi: 10.1002/pssc.201084003

58. *Glavatskikh, I.A.* Self-consistent electrical charging of insulating layers and metal-insulator-semiconductor structures / I.A. Glavatskikh, V.S. Kortov, H.J. Fitting // *Journal of Applied Physics*. – 2001. – Vol. 89, - №. 1. – P. 440-448. – doi: 10.1063/1.1330242. – EDNLGVSBR.

59. *Кортов, В.С.* Компьютерное моделирование процессов заряжения поверхности и приповерхностных слоев диоксида кремния при электронной бомбардировке / В. С. Кортов, С. В. Звонарев, Т. В. Спиридонова // *Известия вузов. Физика*. – 2011. – Т. 54, - № 3. – С. 25-31. – EDNNWECLR.

60. Главатских, И.А. Моделирование процессов транспорта и эмиссии электронов при заряжении поверхности диоксида кремния электронным пучком: специальность 01.04.07 "Физика конденсированного состояния": диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук / Главатских, Игорь Александрович – Екатеринбург, 2002. – 195 с.

61. Штанг, Т.В. Моделирование процессов заряжения и люминесценции при облучении электронами наноструктурных оксидов кремния и алюминия: специальность 01.04.07 "Физика конденсированного состояния": диссертации на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук / Штанг Татьяна Владимировна. – Екатеринбург, 2014. – 139 с.

62. *Sessler, G.M.* Models of charge transport in electron-beam irradiated insulators / G.M. Sessler, M.T. Figueiredo, G.F.L. Ferreira // *IEEE Transactions on*

Dielectrics and Electrical Insulation. - 2004. - Vol. 11, - №. 2, - P. 192-202, doi: 10.1109/TDEI.2004.1285887.

63. Зыков, В.М. Комбинированная модель поверхностного и объемного заряжения диэлектрической мишени электронами с энергией 10-30 кэВ / В.М. Зыков, Д.А. Нейман // Известия высших учебных заведений. Физика, - 2017. - Т. 60. - № 12, - С. 135-141.

64. Махотин, Д.Ю. Эффекты накопления объемного электрического заряда в стеклообразных материалах применительно к проблеме радиационной защиты систем жизнеобеспечения космических аппаратов: специальность 05.26.02: "Безопасность в чрезвычайных ситуациях (по отраслям)": диссертации на соискание ученой степени кандидата технических наук / Махотин, Денис Юрьевич – Москва, 2006. – 137 с.

65. Евстафьева, Е.Н. Механизм зарядки диэлектрических мишеней при электронном облучении электронными пучками с энергией 1-50 кэВ: специальность 01.04.04 "Физическая электроника": диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук / Евстафьева Екатерина Николаевна. – Москва, 2009. – 121 с.

66. *Fitting, H.-J.* Secondary electron emission and self-consistent charge transport in semi-insulating samples / H.-J. Fitting, M. Touzin // Journal of Applied Physics, - 2011. - Vol. 110. - №. 4, - P. 044111-044111.10. doi: 10.1063/1.3608151

67. Гончаров, И.Н. Моделирование процессов электронного усиления в каналах умножителей на пористых структурах оксида алюминия / И.Н. Гончаров, Е.Н. Козырев, И.В. Тваури // Известия высших учебных заведений. Электроника. – 2020. – Т. 25, № 5. – С. 402-409. – doi: 10.24151/1561-5405-2020-25-5-402-409. – EDN HYFRGS.

68. РРТ - Схема опыта по исследованию вторичной электрон-электронной эмиссии [Электронный ресурс] <https://fr.slideserve.com/arion/5745037> (дата обращения: 14.10.2024).

69. *Ray, Э.И.* Механизмы зарядки диэлектриков при их облучении электронными пучками средних энергий / Э.И. Рау, Е.Н. Евстафьева, М.В. Андрианов // Физика твердого тела. – 2008. – Т. 50, № 4. – С. 599-607. – EDN RCRHWT.

70. *Твердохлебов, С.И.* Критическая (взрывная) электронная эмиссия из диэлектриков, индуцированная инжекцией плотного пучка электронов / С.И. Твердохлебов, Т.А. Тухфатуллин // Известия Томского политехнического университета, - 2000. - Т. 300. - № 3. - С. 32-50.

71. *Kaminsky, M.S.* Atomic and Ionic Impact Phenomena on Metal Surfaces / M.S. Kaminsky, D.D. Elwyn. // J. Electrochem. Soc. - 1966. - Vol. 113 - № 2 - 32Ca.doi: 10.1149/1.2423913

72. Лекция № 13. Вторичная электронная эмиссия полупроводников и диэлектриков [Электронный ресурс] <https://studylib.ru/doc/530600/лекция-N-13>. (дата обращения: 24.08.2024).

73. Потенциалы ионизации атомов, эВ – Инженерный справочник [Электронный ресурс] <https://dpva.ru/Guide/GuideChemistry/PeriodicalMendeleevTable/IonisationPotentialAtoms/> (дата обращения: 24.08.2024.).

74. Physics Forums. What factors affect the work function of Aluminium Oxide? [Электронный ресурс] <https://www.physicsforums.com/threads/what-factors-affect-the-work-function-of-aluminium-oxide.178268/> (дата обращения: 25.08.2024.).

75. *Евстафьева, Е.Н.* Объяснение некоторых противоречий в трактовке динамики зарядки диэлектрических мишеней под воздействием электронного облучения / Е.Н. Евстафьева, Э.И. Рау, А.А. Татаринцев // Вестник Московского университета. Серия 3. Физика. Астрономия. - 2013. - № 2. – С. 34-37.

76. *Бляхарский, С.С.* Релаксация электрического заряда диэлектрических материалов в плазме электроракетного двигателя /

С.С. Бляхарский, Я.С. Бляхарский, А.Б. Надирадзе // Ученые записки физического факультета Московского университета, - 2020. - №2. - С.1-5.

77. Терморегулирующее покрытие К-208Ср. Технология получения, свойства и их изменения в процессе эксплуатации при воздействии факторов космического пространства / В.П. Свечкин, А.А. Савельев, С.П. Соколова, О.В. Бороздина // Космическая техника и технологии. – 2017. – Т. 17 - № 2. – С. 99-107. – EDN YTWBHV.

78. Электроразрядные процессы при облучении стекол К-208 и СМГ электронами с энергией в диапазоне от 10 до 40 кэВ / Р.Х. Хасаншин, Л.С. Новиков, Л.С. Гаценко, Я.Б. Волкова // Перспективные материалы. – 2015. – № 1. – С. 22-30. – EDN TFRKMX.

79. Анализ технологии изготовления стеклянных элементов для термооптических покрытий космических элементов / П.А. Вятлев, К.А. Гончаров, В.Н. Сигаев [и др.] // Труды МАИ. – 2018. – № 102. – С. 9. – EDN YQONIL.

80. Научно-технологическая инфраструктура Российской Федерации: официальный сайт. Москва. URL: <https://ckp-rf.ru/catalog/usu/73590/> (дата обращения 04.05.2023).

81. Чан, П. Электрические зонды в неподвижной и движущейся плазме: (теория и применение) / П. Чан, Л. Тэлбот, К. Турян; пер. с англ. под ред. С.Л. Вишневецкого. - Москва: Мир, 1978. - 201 с.: ил.; 22 см.

82. Коптелов, А.А. Тепловые эффекты термического разложения полимеров / А.А. Коптелов, Ю.М. Милехин, О.Ф. Шленский // Высокомолекулярные соединения. Серия А. – 2005. – Т. 47, № 9. – С. 1628-1634. – EDN HSAHEX.

83. Грановский, В.Л. Электрический ток в газе: установившийся ток / под ред. Л.А. Сена и В.Е. Голанта. - М: Наука, 1971. - 543 с., 1 л. табл.: ил.; 27 см.

84. *Лафферти, Дж.* [Lafferty J.M.]. Вакуумные дуги / под ред. Дж. Лафферти; пер. с англ. А.В. Елецкого, Е.З. Меплихова, А.А. Радцига; под ред. В.И. Раховского. - М.: Мир, - 1982. - С. 432.

85. *Баренгольц, С.А.* Самопроизвольное погасание дуги в эктонной модели / С.А. Баренгольц, Г.А. Месяц // Письма в ЖТФ, - 2001. - Т. 27. - № 6. - С. 82-85.

86. Проектирование каркасов солнечных батарей интегрального типа из углепластика для космического аппарата / А.Л. Галиновский, А.В. Денисов, Е.А. Гаврилова, [и др.] // Известия высших учебных заведений. Машиностроение, - 2019, - № 12, - С. 49–60, doi: 10.18698/0536-1044-2019-12-49-60.

87. Результаты исследований свойств углепластиков на основе различных полимерных связующих перспективных для изготовления конструкций космической техники / И.Л. Аккуратов, А.И. Алямовский, А.С. Виноградов, [и др.] // Космическая техника и технологии. - 2018. - Т. 20 - № 1.

88. Углепластики в современном мире: их свойства и применения / С.С. Малаховский, А.Н. Панафидникова, Н.В. Костромина, В.С. Осипчик // Успехи в химии и химической технологии. – 2019. – Т. 33, № 6(216). – С. 62-64. – EDN WFTLVL.

89. *Семененко, Д.А.* Анализ интегральных характеристик стационарного плазменного двигателя / Д.А. Семененко, П.А. Саевец, А.А. Комаров, А.В. Румянцев // Вестник Московского авиационного института. - 2020. - Т. 27. - № 4. - С. 173-180. doi: 10.34759/vst-2020-4-173-180

90. *Надирадзе, А.Б.* Исследования особенностей процесса ионной эрозии в стационарном плазменном двигателе / А.Б. Надирадзе, С.А. Хартов, В.В. Шапошников // Вестник Московского авиационного института. - 2008. - Т. 15. - № 3. - С. 25-33.

91. *Надирадзе, А.Б.* Калибровка конической модели струи стационарного плазменного двигателя по интегральным параметрам

двигателя / А.Б. Надирадзе, Ю.Л. Фролова, Ю.В. Зуев // Вестник Московского авиационного института. - 2019. - Т. 26. - № 4. - С. 144-155. doi: 10.34759/vst-2019-4-144-155

92. *Надирадзе, А.Б.* Механизмы образования ионов промежуточных энергий в струях стационарных плазменных двигателей / А.Б. Надирадзе, Ю.Л. Фролова // Вестник Московского авиационного института. - 2020. - Т. 27. - № 3. - С. 186-197. doi: 10.34759/vst-2020-3-186-197

93. *Архипов, А.С.* Анализ баланса энергии в разряде стационарного плазменного двигателя по результатам измерений его интегральных параметров и характеристик струи / А.С. Архипов, Е.К. Сидоренко // Вестник Московского авиационного института. - 2010. - Т. 17. - № 5. - С. 121-129.

94. *Захаренков, Л.Э.* Экспериментальное исследование многодвигательной системы на базе нескольких одновременно работающих электроракетных двигателей с анодным слоем / Л.Э. Захаренков, А.В. Семенкин, А.Е. Солодухин // Космическая техника и технологии. - 2016. Т. 12. - № 1. - С. 39-56.

95. *Жасан, В.С.* Исследование интегральных характеристик и характеристик струи СПД малой мощности при работе на ксеноне, криптоне и их смесях / В.С. Жасан, В.П. Ким, Д.В. Меркурьев [и др.] // Известия Российской академии наук. Энергетика. - 2016. - № 2. - С. 66-79.

96. *Absalamov, S.K.* Measurement of plasma parameters in the stationary plasma thruster (SPT-100) plume and its effects on spacecraft components / S.K. Absalamov, V.B. Andreev, T. Colbert [and et al.] *28th Joint Propulsion Conference and Exhibit (06-08 July 1992; Nashville, TN, USA)*. doi:10.2514/6.1992-3156

97. Горшков, О.А. Холловские и ионные плазменные двигатели для космических аппаратов / О.А. Горшков, В.А. Муравлев, А.А. Шагайда - М.: Машиностроение, - 2008. – 280 с.

98. Хаддлстоун, Р.Х. Диагностика плазмы / Р.Х. Хаддлстоун, С.Л. Леонард (ред.). Пер. с англ. Е.И. Доброхотова, Н.Г. Ковальского, В.С. Муховатова; под ред. С.Ю. Лукьянова. - М.: Мир, 1967. – 515 с.

99. Korsun, A.G. The Electric Currents and Potentials Generated by Plasma Plume over SC Structure Elements / A.G. Korsun, E.M. Tverdokhlebova, F.F. Gabdullin, S. Brosse. *42nd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*. 2004. doi: 10.2514/6.2004-985

100. *Месяц, Г.А.* Эктон — лавина электронов из металла // *Успехи физических наук*. - 1995. - Т. 165. - № 6. - С. 601–626. doi: 10.3367/UFNr.0165.199506a.0601.

Приложение

УТВЕРЖДАЮ
 Главный конструктор
 направления АО «Сатурн»



В.А. Битков

2024 г.

АКТ № 45/22-24

об использовании результатов диссертационной работы Валиуллина Валерия Владимировича, аспиранта кафедры 208 «Электроракетные двигатели, энергетические и энергофизические установки» Института №2 «Авиационные, ракетные двигатели и энергетические установки» ФГБОУ ВО «Московский авиационный институт (национальный исследовательский университет)» на тему "Воздействие плазмы электроракетных двигателей на высоковольтные солнечные батареи космических аппаратов"

Комиссия в составе:

Председатель комиссии Хвостикова В.А.

Члены комиссии: Галут И.И.

Красильников А.В.

составила настоящий акт в том, что математические модели и критерии возникновения дуговых разрядов на электродах высоковольтных солнечных батарей (БС) космических аппаратов (КА) в плазме электроракетных двигателей (ЭРД), представленные в диссертации Валиуллина В.В., были использованы при разработке Программ и методик, проведении и обработке результатов испытаний образцов БС для ряда перспективных КА.

Применение данных моделей и критериев позволило выбрать адекватные схемы эксперимента и режимы проведения испытаний образцов БС и обеспечить работоспособность БС в условиях летной эксплуатации.

Председатель комиссии

Члены комиссии:

В.А. Хвостиков

И.И. Галут

В.А. Красильников

"30" 09 2024 г.