

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки  
Институт сильноточной электроники  
Сибирского отделения Российской академии наук

На правах рукописи



Нефедцев Евгений Валерьевич

**ЯВЛЕНИЯ НА КАТОДЕ И В ПРИКАТОДНОЙ ПЛАЗМЕ В  
НАЧАЛЬНЫХ СТАДИЯХ ИМПУЛЬСНОГО ПРОБОЯ  
МИЛЛИМЕТРОВЫХ ВАКУУМНЫХ ПРОМЕЖУТКОВ**

Специальность 01.04.04 – физическая электроника

ДИССЕРТАЦИЯ  
на соискание учёной степени  
доктора физико-математических наук

Томск – 2022

## Оглавление

|   |            |
|---|------------|
| <b>Наиболее часто встречаемые сокращения и обозначения.....</b>   | <b>5</b>   |
| <b>Введение .....</b>   | <b>6</b>   |
| <b>Глава 1. Механизмы инициирования вакуумного пробоя (литературный обзор) .....</b>  | <b>16</b>  |
| <b>Глава 2. Базовое экспериментальное оборудование для исследования импульсного вакуумного пробоя.....</b>                              | <b>55</b>  |
| 2.1. Установка для импульсного плавления поверхностного слоя электродов.....  | 55         |
| 2.2. Испытательный стенд .....  | 60         |
| 2.3. Установка для короткоимпульсного воздействия на вакуумные промежутки в условиях ограничения тока .....                             | 67         |
| <b>Глава 3. Исследование импульсной электрической прочности вакуумных промежутков.....</b>  | <b>71</b>  |
| 3.1. Эффективность метода импульсного плавления поверхности электродов.....   | 71         |
| 3.2. Влияние материала электродов.....  | 76         |
| 3.3. Влияние локального магнитного поля .....   | 79         |
| 3.4. Влияние безискровой токовой тренировки.....  | 83         |
| 3.5. Обсуждение и выводы по главе 3 .....   | 88         |
| <b>Глава 4. Электронно-эмиссионные центры при воздействии коротких импульсов напряжения .....</b>                                       | <b>91</b>  |
| 4.1 Введение.....   | 91         |
| 4.2 Визуализация распределения импульсной эмиссионной активности.....   | 92         |
| 4.3 Импульсная эмиссия стальных катодов .....   | 95         |
| 4.4 Импульсная эмиссия титановых катодов.....   | 98         |
| 4.5 Регистрация предпробойных электронных токов .....   | 101        |
| 4.6 Выводы по главе 4 .....   | 103        |
| <b>Глава 5. Морфологические и скрытые изменения на катоде при воздействии импульсов напряжения .....</b>                                | <b>104</b> |
| 5.1 Катодная эрозия в искровой стадии пробоя .....  | 104        |
| 5.2 Короткоимпульсная искровая эрозия поликристаллических катодов .....   | 107        |
| 5.3 Первичные взрывоэмиссионные центры на монокристаллических и крупнозеренных медных катодах.....                                      | 109        |
| 5.4 Первичные взрывоэмиссионные центры на монокристаллических кремниевых катодах.....   | 119        |
| 5.5. Особенности инициирования вакуумной искры на участках катода, лишенных микроскопических неоднородностей (обсуждение и выводы)..... | 125        |
| 5.6. Гипотезы о механизме пробоя вакуумных промежутков с электродами, не содержащими  |            |

|   |            |
|---|------------|
| микроскопических неоднородностей на поверхности.....  | 129        |
| 5.6.1 Роль электропластических эффектов в подготовительной стадии вакуумного пробоя.....                                      | 129        |
| 5.6.2 Гипотетические модели инициирования пробоя вакуумного промежутка с гладкими<br>и чистыми поверхностями электродов ..... | 132        |
| <b>Глава 6. Роль незакрепленных частиц в инициировании импульсного вакуумного пробоя.....</b>                                 | <b>135</b> |
| 6.1. Предварительные оценки.....  | 135        |
| 6.2. Многоатомные частицы как инициаторы вакуумного пробоя в изменяющемся<br>электрическом поле.....                          | 143        |
| 6.3. Модель движения частицы при отрыве от электрода в изменяющемся электрическом<br>поле .....                               | 144        |
| 6.4. Электростатическая сила в системе «частица-плоскость».....   | 148        |
| 6.5. Оценочный критерий возврата частицы на электрод при условии сохранения заряда ..   | 152        |
| 6.6. Движение частиц в конкретных экспериментальных условиях .....  | 157        |
| 6.7. Обсуждение по главе 6.....   | 164        |
| <b>Глава 7. Расширение взрывоэмиссионной плазмы в миллиметровый вакуумный<br/>промежуток.....</b>                             | <b>168</b> |
| 7.1. Математические модели плазмы .....   | 168        |
| 7.2. Уравнения рабочей модели .....   | 174        |
| 7.3. Сферически-симметричное расширение двухкомпонентной взрывоэмиссионной плазмы.....  | 176        |
| 7.3.1 Предварительные оценки.....   | 176        |
| 7.3.2 Параметры задачи .....  | 179        |
| 7.3.3 Решение. Профили основных величин .....   | 181        |
| 7.3.4 Токи в промежутке .....   | 184        |
| 7.3.5 Параметры плазмы на эмиссионной границе.....  | 185        |
| 7.3.6 Силы, действующие на ионы.....  | 189        |
| 7.3.7. Проблема устойчивости .....  | 190        |
| 7.4. Сферически-симметричное расширение трехкомпонентной моно-элементной катодной<br>плазмы .....                             | 193        |
| 7.5. Аксиально-симметричное расширение катодной плазмы.....   | 197        |
| 7.6. Выводы по главе 7 .....  | 201        |
| <b>Глава 8. Инициирование импульсного пробоя между катодом и внешней плазмой .....</b>  | <b>204</b> |
| 8.1. Предварительные оценки параметров формирования катодного ионного слоя.....   | 205        |
| 8.2. Моделирование нестационарного ионного слоя вблизи плоского катода.....   | 209        |
| 8.3. Моделирование нестационарного ионного слоя вблизи элемента многопроволочного<br>катода.....                              | 215        |

|   |            |
|---|------------|
| 8.4. Экспериментальная часть .....  | 226        |
| 8.4.1. Факторы инициирования пробоя катодного ионного слоя.....   | 226        |
| 8.4.2 Инициирование пробоя плоского ионного слоя в короткоимпульсном режиме .....                         | 230        |
| 8.4.3 Влияние ионного тока на состояние поверхности катода .....  | 233        |
| 8.4.4 Условия стабильного функционирования взрывоэмиссионного катода.....                                 | 239        |
| 8.5. Выводы по главе 8 .....  | 245        |
| <b>Заключение.....</b>  | <b>247</b> |
| <b>Список литературы .....</b>  | <b>253</b> |
| Приложение 1. Токовый критерий вакуумного пробоя.....   | 280        |
| Приложение 2. Вычисление силы между сферической металлической частицей и<br>плоскостью.....               | 282        |
| Приложение 3. К определению эффективной частоты электрон-ионного кулоновского<br>рассеяния в плазме ..... | 285        |



## Наиболее часто встречаемые сокращения и обозначения

### Сокращения

ВП – вакуумный промежуток;

ИЭП – импульсная электрическая прочность;

ИПП – импульсная переплавка поверхности;

КИС – катодный ионный слой;

НСЭП – низкоэнергетический сильноточный электронный пучок;

ЭПН – эффект полного напряжения;

эктоны – кратковременные лавины электронов, обеспечивающие возникновение самостоятельного вакуумного пробоя за счет взрывной эмиссии;

ISDEIV (в разделе Литература) – International Symposium on Discharge and Electrical Insulation in Vacuum (Международный Симпозиум по Разрядам и Электрической Изоляции в Вакууме)

### Обозначения

$d$  – ширина вакуумного промежутка;

$U$  – электрическое напряжение

$\varphi$  – потенциал электрического поля

$E$  – напряженность электрического поля

$E_0$  – теоретический предел электрической прочности плоского ВП – условная область значений напряженности электрического поля в плоском ВП, при которых вакуумная изоляция нарушается появлением значительного тока автоэлектронной эмиссии, распределенного по всей плоской части катода.

$E_1$  – электрическая прочность плоского ВП перед первым пробоем

$E_N$  – электрическая прочность плоского ВП перед  $N$ -м пробоем в ходе кондиционирования ВП серией пробоев (часто  $N$  – условный порядок количества импульсов пробоя при котором достигается оптимальное сочетание электрической прочности ВП и ее стабильности).

$U_{br}$  – напряжение пробоя ВП.

$E_{br} = U_{br}/d$  – средняя напряженность электрического поля в ВП, при которой произошел пробой.

## Введение

### **Актуальность темы исследования, степень ее разработанности и структура работы.**

Экспериментальная база современной физики во многом связана с использованием электроизоляционных свойств вакуума, а также с возможностью коммутирования в вакууме больших электрических токов. Особый интерес к вакуумной среде вызван созданием мощных и сверхмощных импульсных ускорителей заряженных частиц, источников микроволнового и лазерного излучения, проведением исследований по управляемому термоядерному синтезу. Повышение мощности и стабильности работы указанных электрофизических устройств неразрывно связано с необходимостью увеличения удерживаемых рабочих электрических полей в вакууме в условиях импульсного перенапряжения.

Теоретически вакуумная изоляция могла бы обеспечивать удержание электрического поля напряженностью до  $E_0 \sim 30$  МВ/см, которая соответствует началу интенсивной автоэлектронной эмиссии из металлов. Однако реальная электрическая прочность практически значимых миллиметровых и сантиметровых вакуумных промежутков с широкими электродами, как правило, на два порядка ниже этого теоретического предела и почти на порядок ниже электрической прочности твердых и жидких диэлектриков. В экспериментах, выполненных в неоднородном поле с использованием очищенных острийных катодов, было показано, что вакуумный пробой может происходить при напряженностях электрического поля вблизи острия, близких к  $E_0$ . При этом вольтамперные характеристики вакуумных промежутков на уровне предпробойных токов, полученные при воздействии и постоянного и импульсного напряжения в условиях и комнатных и гелиевых температур близки друг другу и соответствуют формуле Фаулера-Нордгейма. Все эти факты указывают на то, что в данном случае пробой инициируется током автоэлектронной эмиссии, протекающим через вершину катода-острия и нагревающим его до критических температур [2].

Аналогичный механизм развития пробоя свойственен также вакуумным промежуткам с плоскими электродами после (или в ходе) процедуры их кондиционирования серией последовательных пробоев, довольно распространенной на практике. В таких вакуумных промежутках исходные «электрически слабые» (часто непонятно по какой причине) места на поверхности электродов, на которых возникли первые пробои, оказываются замещенными продуктами микровзрывной эрозии. Острые гребни и иглы застывших металлических струй по периметрам взрывных микрократеров на катоде, концентрируя на себе силовые линии электрического поля и являясь активными автоэммитерами, ограничивают электрическую прочность вакуумных промежутков [2, 3] на некотором относительно стабильном уровне  $E_N = E_0/\beta_N$ . Здесь  $N$  – некоторое оптимальное для данного устройства количество импульсов кондиционирования;  $\beta_N$  –

коэффициент усиления электрического поля на некотором случайном выступе, который оказался наиболее высоким и острым.

По вопросу о причинах первого нарушения электрической прочности плоского вакуумного промежутка в литературе дано описание множества разнообразных механизмов, связанных с наличием на поверхности электродов каких-либо геометрических, химических или иных неоднородностей: микровыступов, частиц, открытых пор, диэлектрических пленок, включений вторых фаз и др. [1–6]. Следуя этой концепции, до рубежа 20–21 веков мало кто сомневался в том, что удаление с поверхности катода всех загрязнений и острых выступов должно привести к резкому возрастанию пробивной напряженности электрического поля плоского вакуумного промежутка вплоть до величин порядка  $E_0$ . Однако оказалось, что значительные усилия, затрачиваемые на обеспечение чистоты и совершенства электродов, дают сравнительно слабый эффект. В связи с этим, в настоящее время наблюдается некоторая стагнация и напряженное ожидание качественного скачка в понимании физики инициирования импульсного вакуумного пробоя. В тоже время, возникает интуитивное понимание того, что "последние" факторы, ограничивающие электрическую прочность плоского вакуумного промежутка (**ВП**) следует искать не на поверхности электродов, а в самой структуре их материала на уровне нанометровых и атомных масштабов [7]. Недавно появившиеся теории, опирающиеся на весьма косвенные данные, указывают на то, что внутренними провокаторами вакуумного пробоя могут быть линейные дефекты кристаллической структуры, скорее всего, дислокации [139], которые, как известно, под действием нагрузки способны размножаться и быть носителями пластической деформации. Однако прямая фиксация первичных предпробойных изменений на исходно чистой и гладкой поверхности материала электродов требует применения новых экспериментальных подходов, поскольку эти изменения скрыты и скоротечны, а в ходе развития пробоя следы этих изменений уничтожаются искровыми процессами.

Несмотря на меры, принимаемые для обеспечения чистоты оснастки высоковольтных устройств, существует конечная вероятность попадания (суб)микронных частиц на электроды, например, из атмосферы во время монтажа, со стенок вакуумной камеры во время ее откачки, из плазмы в ходе технологических операций, с самих электродов после первых пробоев, и т.д.. Зачастую источник частиц, оказавшихся в зоне высоких электрических полей, остается неопределенным. Проблема инициирования вакуумного пробоя частицами, в целом, не нова [1, 6]. Классические теории в основном опираются на модель ускорения заряженной частицы постоянным электрическим полем ВП и анализ конверсии приобретенной ей кинетической и электростатической энергии в тепловую энергию, достаточную для сублимации материалов частицы и электрода. Однако в современных вакуумных и газонаполненных устройствах, использующих импульсное или переменное напряжения, частицы, не следуя такой схеме поведения,

могут провоцировать преждевременный пробой непосредственно на том электроде, где они находятся изначально, не успев отлететь от него за период действия поля даже на небольшую часть межэлектродного расстояния [155, 254]. Совокупность накопленных экспериментальных данных по этой проблеме не находит своего обобщения в теориях, где частицы традиционно рассматриваются как точечные. Это приводит к необходимости формулировки принципиально новой фундаментальной задачи исследования детального поведения частицы вблизи электрода в условиях изменения окружающего ее электрического поля, искажаемого ей же самой.

Какими бы ни были процессы, инициирующие импульсный вакуумный пробой, они приводят к возбуждению на катоде взрывной электронной эмиссии и переходу пробоя в искровую стадию, при которой растущая проводимость вакуумного промежутка определяется эмиссией электронов с границы расширяющейся плазмы взрывоэмиссионного центра (катодного факела) [2]. В отличие от абсолютно «интровертной» подготовительной стадии, искровая (коммутационная) стадия вакуумного пробоя дает некоторую возможность экспериментаторам, помимо анализа эрозии электродов, проводить визуальные, электрические и спектрометрические измерения параметров взрывоэмиссионной плазмы. Однако силу скоротечности процессов и значительных градиентов концентрации частиц, экспериментальные возможности исследования ее динамики и структуры оказываются весьма ограниченными [2], поэтому особые надежды в таком исследовании возлагаются на теоретическое моделирование. В большинстве теоретических работ, основанных на применении упрощенных гидродинамических моделей плазмы с наложением условий квазинейтральности, стационарности, адиабатичности и др., включая пионерные работы [305, 337], как правило, оценивались отдельные параметры и характеристики токонесущей плазмы. В последнее время, благодаря развитию вычислительной техники, стали возможными детальные исследования структуры и динамики взрывоэмиссионных центров, например, с использованием методов PIC (частиц в ячейках) для вакуумного промежутка длиной порядка десятков микрон [282, 284]. Сложность применения методов PIC/Monte Carlo для изучения эволюции катодного факела на сравнительно больших, практически интересных миллиметровых промежутках, связана в основном со значительными затратами времени расчета при необходимости отслеживать высокие перепады концентраций. Поэтому интерес к расчетам на основе неупрощенных нестационарных гидро-газодинамических моделей, которые позволят детально исследовать эволюцию плазмы взрывоэмиссионного центра в достаточно длинном вакуумном промежутке, сохраняется [312].

Явление взрывной электронной эмиссии в настоящее время широко используется для генерации сильноточных пучков электронов [160, 161] и ионов [353–355, 392]. Большой интерес представляет методика генерации сильноточных электронных пучков, использующая короткоимпульсный пробой катодного ионного слоя (**КИС**) [161]. Такой пробой по своей сути является

вакуумным, поскольку из прикатодного пространства электрическим полем вытесняется основная часть заряженных частиц плазмы, в результате чего, формируется система электродов металлический катод – плазменный анод, между которыми падает почти все приложенное напряжение. Однако в отличие от неподвижной электродной системы металл – металл, через динамически расширяющийся КИС протекает нестационарный ионный ток. При этом до сих пор отсутствует четкое понимание того, какие электрофизические явления обеспечивают условия надежного импульсного пробоя КИС на стадии его формирования. Гипотезы пробоя КИС основаны на классических моделях рождения взрывоэмиссионных центров на микроостриях, перегретых током автоэлектронной эмиссии, или на диэлектрических фрагментах, заряжаемых ионным потоком до критического уровня, при котором происходит поджигающий пробой фрагментов. Однако реализация этих механизмов в случае короткоимпульсного (с задержкой менее 100 нс) пробоя КИС требует своего подтверждения численными расчетами. В свете новых взглядов на природу вакуумного пробоя (см. выше) и экспериментальных данных о влиянии ионных потоков на приповерхностную структуру металла [357], при формулировке критериев короткоимпульсного пробоя КИС назрела необходимость учета изменений свойств самого материала катода, вызванных совместным кратковременным действием электрического поля и ионного тока.

Представленные данные показывают незавершенность понимания предпробойных явлений, приводящих к инициированию наносекундного электрического пробоя в ВП и КИС. Выяснение доминирующих процессов и факторов, управляющих инициированием и коммутацией ВП и КИС при воздействии высоковольтных импульсов напряжения наносекундного диапазона длительностей, позволит внести важный вклад в физику электрического пробоя и разрядов в вакууме. Потребность в реализации предлагаемых исследований отвечает запросам практики, нуждающейся в повышении рабочих электрических полей в вакууме, в связи с чем, выбранная тема исследований является *актуальной*.

Глава 1 представляет собой краткий обзор литературы, отражающей почти вековую кропотливую работу по выявлению факторов и изучению механизмов инициирования вакуумного пробоя. В главе 2 дано описание методик и основного оборудования, которые использовались в ходе исследования импульсного вакуумного пробоя. В главе 3 приведены результаты исследования влияния состава и обработки электродов на импульсную электрическую прочность вакуумного промежутка. В главе 4 представлены результаты экспериментальных исследований предпробойной короткоимпульсной электронной эмиссии в вакуумном промежутке на основе применения оригинальной методики регистрации эмиссионных карт. В главе 5 представлены результаты изучения первичных морфологических и скрытых изменений на поверхности катода при воздействии коротких импульсов напряжения. В главе 6 даны результаты теоретического

исследования динамики проводящей сферической частицы вблизи проводящей плоскости в изменяющемся внешнем электрическом поле, позволяющие оценить электрофизические условия инициирования вакуумного пробоя металлическими частицами на этапе их отлета от электрода после преодоления сил адгезии. В главе 7 представлены результаты теоретического исследования свойств плазмы взрывоэмиссионного центра на основе неупрощенной многожидкостной модели плазмы, а также определены условия нарушения устойчивости расширения плазменного облака. Глава 8 посвящена исследованиям условий короткоимпульсного пробоя катодного ионного слоя, формирующегося между плазмой и катодом и содержит как теоретическую, так и экспериментальную часть. В Заключение отмечены ключевые результаты диссертационной работы, соответствующие ее цели научной новизне и защищаемым положениям, а также некоторые дальнейшие, особо важные, на взгляд автора, направления развития представленных тематик. Далее, представлен список цитированной литературы. В Приложения 1–3 вынесены некоторые оценки, математические выкладки и сложные выражения для удобства восприятия основного материала, изложенного в главах.

**Целью работы** является достижение нового уровня понимания физики инициирования и развития импульсного электрического пробоя в вакуумных промежутках, образованных электродными системами металл–металл и металл–плазма, а также формирование новых научно-технических подходов к дальнейшему повышению электрической прочности вакуумной изоляции и повышению стабильности генерации и однородности электронных пучков, формируемых в плазмонаполненных диодах.

Для реализации данной цели необходимо решить следующие **задачи**.

1. Выявить факторы и предложить механизмы, препятствующие достижению обоснованных теорией автоэлектронной эмиссии предельно высоких электрических полей в вакуумных промежутках, образованных плоскими электродами.

2. Исследовать особенности поведения многоатомных проводящих частиц на этапе их отлета от электрода под действием внешнего изменяющегося электрического поля, а также сопутствующих электрофизических процессов, ограничивающих электрическую прочность вакуумного промежутка.

3. Теоретически исследовать динамические и объемные характеристики расширяющейся токнесущей плазмы взрывоэмиссионного центра, определяющие развитие коммутационной стадии пробоя миллиметрового вакуумного промежутка, на основе нестационарной многожидкостной модели плазмы.

4. Теоретически и экспериментально исследовать явления, сопровождающие инициирование импульсного пробоя в формирующемся ионном слое между металлическим катодом и плотной анодной плазмой в плазмонаполненных взрывоэмиссионных источниках заряженных

частиц.

Помимо перечисленных главных задач, в рамках диссертационной работы решались задачи, связанные с проектированием и созданием экспериментального оборудования, оптимизацией режимов электронно-пучковой и электрохимической обработок поверхности электродов, математическими выкладками, написанием и отладкой программ численных расчетов.

### **Научная новизна.**

1. Разработан и создан оригинальный комплекс методик экспериментального исследования предпробойных явлений и первых стадий электрического пробоя миллиметровых вакуумных промежутков, образованных двумя плоскими электродами.

2. Экспериментально установлено, что возникновение *первого* импульсного электрического пробоя миллиметрового вакуумного промежутка может развиваться под действием электрического поля напряженностью  $\sim 10^8$  В/м при отсутствии предпробойных эмиссионных центров, связанных с микроостриями, инородными микровключениями, микропорами, микротрещинами и другими локальными неоднородностями поверхности. Переход к искровой стадии первого пробоя в этом случае начинается с момента появления эмиссии электронов с катода, характеризующейся резким возрастанием тока по закону, близкому к параболическому.

3. Получены свидетельства существенной роли, линейных дефектов кристаллического строения материалов электродов и микропластических явлений в инициировании *первого* импульсного пробоя вакуумных промежутков, а также отсутствия положительной корреляционной связи между работой выхода электрона из металла и импульсной электрической прочностью вакуумного промежутка с электродами, обладающими гладкой и чистой поверхностью.

4. Экспериментально установлено снижение импульсной электрической прочности вакуумных промежутков в электродных системах металл–металл и металл–плазма под действием локального магнитного поля с индукцией порядка десятых долей Тесла и выше. Наиболее вероятное место пробоя соответствует участку катода, где нормальная составляющая магнитного поля достигает максимума.

5. Теоретически исследовано движение проводящей сферической частицы, первоначально находящейся в контакте с электродом, после преодоления сил адгезии под действием внешнего возрастающего электрического поля. Определены условия возвращения частицы на электрод под влиянием составляющей силы притяжения между индуцированными зарядами на поверхностях частицы и электрода. Оценены электрофизические условия вокруг частицы, отрывающейся от электрода во время фронта импульса напряжения, определяющие предпробойное состояние вакуумного промежутка.

6. На основе нестационарной многожидкостной модели проведено численное моделирование токонесущей расширяющейся плазмы взрывоэмиссионного центра в ис-

кровой стадии пробоя миллиметрового вакуумного промежутка. Исследованы изменения во времени и пространстве концентрации, скорости и температуры электронов и ионов плазмы, распределения объемных сил, а также условия нарушения устойчивости плазменного облака, приводящего к разрыву потенциала электрического поля внутри плазмы.

7. Теоретически исследована эволюция пространственных распределений электрического потенциала, концентрации частиц и плотности ионного тока в ходе формирования ионного слоя между взрывоэмиссионным катодом и заранее созданной плазмой с концентрацией заряженных частиц  $\sim 10^{18}-10^{19} \text{ м}^{-3}$  и рассчитаны амплитуды всплесков напряженности прикатодного поля и плотности ионного тока, соответствующие наносекундному пробую катодного ионного слоя. Экспериментально продемонстрировано разрушительное воздействия всплесков ионного потока на поверхность металлов на этапе формирования катодного ионного слоя.

#### **Теоретическая и практическая значимость работы.**

1. Полученные научные результаты являются основой для переосмысления вопроса о предельных возможностях вакуумной изоляции и поиска новых подходов к повышению эксплуатационных характеристик электрофизических устройств.

2. Проведенное теоретическое исследование динамически сложного поведения многоатомных проводящих частиц вблизи проводящей плоскости в нарастающем электрическом поле позволяет оценить критические условия их влияния на пробой в вакуумных и плазменных электрофизических устройствах, а также предложить новые принципы электростатического сепарирования частиц и использования частиц в микро- и нано-механике.

3. Показано, что в рамках единой классической многожидкостной модели плазмы имеется принципиальная возможность провести согласованное численное моделирование расширения плазмы взрывоэмиссионного центра и электронного потока с ее границы в искровой стадии развития вакуумного пробоя без привлечения априорных модельных термодинамических условий и искусственных условий сшивания электронных потоков в плазме и в вакууме.

4. На основе численных расчетов получены сведения о мгновенных уровнях напряженности электрического поля и плотности ионного тока на поверхности взрывоэмиссионного катода, которые обеспечивают условия генерации низкоэнергетического сильноточного электронного пучка в плазмонаполненных диодах.

5. Продemonстрирована принципиальная возможность управления распределением электронной эмиссии по поверхности взрывоэмиссионного катода плазмонаполненного диода в генераторах низкоэнергетического сильноточного электронного пучка при помощи постоянных магнитов малых размеров, встроенных в тело катода.



## **Методология и методы исследования.**

В главе 1 проведен краткий литературный обзор работ, посвященных теме вакуумного пробоя. Структура обзора сочетает в себе элементы хронологии и классификации направлений исследований по данному вопросу.

В главах 2–5 представлены результаты экспериментальных исследований, нацеленных на установление связи импульсной электрической прочности вакуумного промежутка со свойствами материалов электродов и выявление первичных предпробойных изменений на поверхности электродов. В работе были использованы оригинальные методы обработки поверхности электродов, электрофизического воздействия на вакуумные промежутки, выявления скрытых изменений в материале электродов, предшествующих или сопутствующих первому пробую, а также оригинальные методы контроля предпробойной электронной эмиссии и регистрации тока резко возрастающей электронной эмиссии, сопровождающей переход к искровой стадии пробоя. Были представлены некоторые теоретические оценки, в том числе в Приложении 1.

В главе 6 представлено теоретическое исследование динамики заряженной проводящей частицы вблизи электрода во внешнем электрическом поле и условий инициирования ею вакуумного пробоя, которое сочетало численное и аналитическое моделирование. Основные математические выкладки, связанные с определением поля сил и их аппроксимацией, даны в Приложении 2.

В главе 7 представлено теоретическое исследование эволюции плазмы взрывоэмиссионного центра с применением численных расчетов на основе многожидкостной модели. Исходная модель была скорректирована для возможности ее применения к описанию ансамблей заряженных частиц, находящихся, как в состоянии плотной плазмы, так и в состоянии взаимодействующих потоков. Вывод соответствующего выражения для эффективной частоты взаимного кулоновского рассеяния частиц и аппроксимация этого выражения даны в Приложении 3.

Глава 8 содержит как теоретическую, так и экспериментальную часть исследований. Структура и динамика катодного ионного слоя при короткоимпульсном смещении исследована на основе численных расчетов с использованием упрощенной многожидкостной модели плазмы. Данные расчетов были использованы для анализа результатов экспериментов по исследованию короткоимпульсного пробоя катодного ионного слоя.

## **Положения, выносимые на защиту.**

1. При отсутствии на поверхности электродов геометрических и химических неоднородностей, обеспечивающих предпробойные токи, инициирование первого электрического пробоя коротким (длительностью менее 100 нс) высоковольтным импульсом напряжения происходит по механизму, отличному от известных. Резкий рост проводимости вакуумного промежутка предваряется и сопровождается локализованной деформацией поверхности электродов неэро-

зионной природы.

2. Распространение взрывоэмиссионной активности вдоль поверхности катода в течение искровой стадии пробоя вакуумного промежутка поддерживается не только электрофизическими явлениями над его поверхностью, но и упругопластическими явлениями в поверхностных слоях материала катода.

3. Локальное магнитное поле с индукцией порядка десятых долей Тесла и выше является значимым фактором снижения импульсной электрической прочности вакуумного промежутка и катодного ионного слоя на участках сгущения и пересечения силовых линий магнитного поля с поверхностью катода.

4. Существует область набора параметров сферической проводящей частицы и скорости подъема напряженности электрического поля, отрывающего ее от электрода, при которых частица возвращается на электрод после разрыва ее контакта с электродом. Многократное возвращение частицы на электрод создает благоприятные условия для провоцирования пробоя в вакуумном промежутке тем, что: а) увеличивает общее время существования локального сверхсильного электрического поля и тока автоэлектронной эмиссии в зазоре между частицей и электродом; б) многократно увеличивает заряд частицы и соответствующую энергию, набираемую частицей в поле вакуумного промежутка перед ударом о противоположный электрод.

5. В соответствии с расчетами, выполненными на основе многожидкостной модели, изотропно расширяющаяся взрывоэмиссионная плазма в масштабах миллиметрового промежутка не содержит протяженных участков, характеризующихся зависимостью концентрации частиц  $N$  от радиальной координаты  $r$  вида  $N \sim r^{-2}$ . Расслоение расширяющейся взрывоэмиссионной плазмы по ионным фракциям вблизи ее границы возможно лишь при отсутствии сильного электрического поля, вытягивающего электроны из плазмы на анод.

6. Инициирование пробоя ионного слоя между катодом и плазмой с концентрацией заряженных частиц  $\sim 10^{18}-10^{19} \text{ м}^{-3}$  при крутизне нарастания напряжения  $10^{11}-10^{12} \text{ В/с}$  обусловлено совместным воздействием на материал катода всплесками ионного тока и напряженности электрического поля, многократно превышающими равновесные значения и возникающими за счет смещения и перераспределения ионов в формирующемся слое.

#### **Личный вклад автора.**

Диссертация написана автором самостоятельно. Автор внес основной вклад в определение целей работы, постановку задач исследований, выбор методов их решений, в проектирование экспериментальной оснастки, в обработку экспериментальных результатов, в написание научных статей. Автор самостоятельно осуществлял теоретические исследования, включающие литературный обзор, аналитические оценки, математические выкладки, разработку алгоритмов, написание компьютерных программ, систематизацию и обработку результатов численных рас-

четов.

При разработке автором высоковольтного импульсного экспериментального стенда "Пробой-2" за основу взята конструкция стенда "Пробой", разработанного ранее А. В. Батраковым. Помощь в ходе разработки новых экспериментальных узлов оказывал А. Г. Падей. Эксперименты, описанные в главах 3–5, проведены в тесном сотрудничестве с С. А. Онищенко. Эксперименты, описанные в разделе 8.4.2, выполнены совместно с Е. В. Яковлевым. Экспериментальная часть работы по разделу 8.4.4 выполнена С. А. Поповым. Консультационную поддержку в проведении экспериментов оказывали А. В. Батраков, Г. Е. Озур, С. А. Попов и Д. И. Проскуровский.

#### **Степень достоверности и апробация работы. Публикации.**

Достоверность результатов, изложенных в диссертации, определяется их взаимной согласованностью и воспроизводимостью, отсутствием принципиальных противоречий с результатами других авторов, использованием современного экспериментального и аналитического оборудования, наличием самопроверочных блоков в алгоритмах численных расчетов, представлением результатов на международных научных форумах.

Основные результаты работы доложены на следующих конференциях, симпозиумах и конгрессах:

23, 24, 25, 26, 27, 28, 29 Международных симпозиумах по разрядам и электрической изоляции в вакууме (ISDEIV), проведенных, соответственно, в г. Бухарест, Румыния, 2008 г.; г. Брауншвайг, Германия, 2010 г.; г. Томск, Россия, 2012 г.; г. Мумбай, Индия, 2014 г., г. Сучжоу, Китай, 2016 г.; г. Грайфсвальд, Германия, 2018 г.; г. Падуя, Италия, 2021 г.;

15 Международном симпозиуме по сильноточной электронике, г. Томск, Россия, 2008 г.;

12 Международной конференции по эмиссионной электронике, г. Санкт-Петербург, Россия, 2014 г.; 20 Международном симпозиуме по сильноточной электронике, г. Томск, Россия, 2018 г.; 7 Международном конгрессе по энергетическим потокам и радиационным эффектам, г. Томск, Россия, 2020 г.

Результаты исследований, соответствующие теме диссертации, опубликованы в 35 научных работах. Среди них 14 статей в журналах, которые входят в перечень ВАК российских и зарубежных научных журналов, где должны быть опубликованы основные научные результаты диссертаций на соискание учёных степеней доктора и кандидата наук [175, 200, 213, 233, 234, 241, 242, 268, 318, 320, 323, 371, 372, 373]. Также в число научных работ включен 21 доклад на Международных, конгрессах, симпозиумах и конференциях [123, 174, 176, 179, 185, 186, 199, 201, 202, 212, 240, 243, 267, 319, 321, 322, 369, 370, 379, 381, 390], из которых 19 включены в международную систему цитирования Scopus.

# Глава 1. Механизмы инициирования вакуумного пробоя (литературный обзор)

Изучение изоляционных свойств вакуумных промежутков (ВП) представляет собой важную и вместе с тем сложную задачу. Выделяют три вида нарушения вакуумной изоляции [1]: наличие предпробойных токов, микроразряды и пробой. Первые два вида можно трактовать как «утечки через слой изоляции», не приводящие к снижению напряжения на ВП, однако нельзя полностью отрицать возможности их стимулирующего влияния на возникновение пробоя ВП.

При постепенном повышении разности потенциалов между электродами, начиная с некоторого значения, определяемого многочисленными факторами, в цепи обнаруживается более или менее стабильный *предпробойный электрический ток*, который часто называют *темновым*. При давлении остаточных газов менее  $10^{-5}$  Торр вклад объемной ионизации в предпробойную проводимость пренебрежимо мал, и изолирующие свойства ВП определяются состоянием поверхности и материалом электродов (при отсутствии внешних источников заряженных частиц).

В условиях высокого вакуума и тщательно очищенных кондиционирующими пробоями электродов предпробойный ток в основном связан с электронной эмиссией катода. При первых подъемах напряжения центрами эмиссии электронов могут быть микровыступы и задиры, оставшиеся после обработки резцом, застрявшие после шлифовки или полировки частицы абразивов, неметаллические включения, пылевые частицы, поры, органические остатки и т.д.

Согласно Милликену и Лауритсену [9], плотность температурно-независимой составляющей тока электронной эмиссии (холодной эмиссии) можно описать эмпирической формулой

$$j = aE^2 \exp\left\{-\frac{b}{E}\right\} \quad (1.1)$$

где  $j$  – плотность тока эмиссии;  $E$  – напряженность электрического поля вблизи эмиттера;  $a$  и  $b$  – некоторые константы, зависящие от материала и состояния поверхности катода.

Множитель  $E^2$ , который несильно влияет на характер экспериментальной зависимости, построенной в логарифмических координатах, добавлен авторами для формального объединения величин токов «холодной» и «горячей» составляющих эмиссии в единую формулу для полного тока эмиссии вида  $i = A(T + CE)^2 \exp\{-B/(T + CE)\}$ , где  $A$ ,  $B$  и  $C$  – некоторые константы,  $T$  – абсолютная температура в области эмиссии.

Впоследствии формула (1.1) была теоретически обоснована Фаулером и Нордгеймом [10] на основе простейшей квантово-механической модели твердого тела Зоммерфельда и ряда упрощений, в результате чего константы  $a$  и  $b$  формулы были выражены через фундаментальные

константы и величину работы выхода электрона из металла. Поскольку автоэмиссионные токи измерялись в резко неоднородных полях, требовался переход от экспериментальной вольтамперной характеристики  $i(U)$  (где  $U$  – напряжение на промежутке) к характеристике  $j(E)$ . В работе [11] такой переход фактически сводился к введению коэффициента локального усиления поля  $\beta$  вблизи поверхности катода по отношению к среднему макрополю. В [11] также высказывались соображения о том, что на поверхности катода определенной кривизны могут располагаться субструктуры с еще меньшим радиусом кривизны, влияющие на параметр  $\beta$ .

В темновом токе, помимо электронной составляющей присутствует некоторая доля ионной компоненты, которая увеличивается по мере увеличения загрязненности обоих электродов при прочих равных условиях. Для загрязненных и достаточно широких ВП появлению непрерывной предпробойной проводимости вольтамперной характеристики может предшествовать стадия *микроразрядов*, обусловленных, в основном, ионными потоками. Микроразряды имеют импульсный характер и возникают, как правило, при подаче на вакуумный промежуток напряжения порядка десятков киловольт и выше. Соответствующие им импульсы тока составляют в амплитуде  $10^{-4}$ – $10^{-3}$  А при длительности  $10^{-4}$ – $10^{-3}$  с и частоте повторения от долей до десятков–сотен герц [1]. Давно превалирует мнение о том, что самогасящиеся микроразряды обусловлены взаимно стимулированной вторичной эмиссией с соответствующих электродов положительных и отрицательных ионов, то есть *ионообменным процессом*, а электроны не играют существенной роли в возникновении и поддержании микроразрядов, являясь лишь продуктами  $\gamma$ -процессов на катоде. В технически чистых условиях микроразряд может быть связан с периодическим разрушением локальных нагромождений адсорбированных атомов, мигрирующих под действием электрического поля к вершинам микроострий [12, 13] (см. ниже).

*Пробой ВП* – это разряд с резким увеличением проводимости ВП и, соответственно, уменьшением напряжения на ВП. Критическое напряжение, при достижении которого происходит пробой ВП (пробивное напряжение,  $U_{br}$ ) зависит от условий эксперимента. Так как носители зарядов, обеспечивающие предпробойные токи, выходят из электродов, то на величину пробивного напряжения ВП должны оказывать влияние конфигурация и состояние поверхности электродов (а также стенок камеры). Сама по себе остаточная атмосфера при давлениях ниже  $10^{-5}$  Торр не может выступать в качестве среды размножения носителей заряда, так как длина свободного пробега в этих условиях намного превышает характерные вакуумные зазоры. Однако она способствует образованию адсорбированных слоев на поверхности электродов, которые могут влиять на предпробойное состояние ВП.

Уже в первых фундаментальных работах 1930-х годов по вакуумному пробую, к которым следует отнести работу Андерсона [14], обнаружено, что удерживаемая вакуумным промежутком максимальная напряженность электрического поля зависит от материала электродов и от

расстояния между электродами. В частности, напряжение пробоя ВП длиной 1 мм, с электродами, изготовленными из стали (около 120 кВ), втрое превышает напряжение пробоя таких же промежутков с электродами, изготовленными из меди и алюминия (около 40 кВ). Никель в этом ряду занимает промежуточное положение (96 кВ).

Оказалось, что лишь при малых межэлектродных расстояниях (сотые доли миллиметра) и небольших напряжениях (до 20—50 кВ) зависимость пробивного напряжения  $U_{br}$  от расстояния между электродами  $d$  является прямо пропорциональной [15, 16]. Для миллиметровых и более длинных плоских ВП эта зависимость описывается формулой

$$U_{br} = \alpha d^n \quad (1.2)$$

где  $\alpha$  – коэффициент, определяемый состоянием электродов (их составом, чистотой, шероховатостью и др.),  $n$  – показатель степени, близкий к значению 0,5.

Таким образом, напряженность поля, при которой возникает пробой, уменьшается с увеличением расстояния между электродами, то есть условие возникновения пробоя зависит не только от напряженности поля в промежутке, но и от полного напряжения на нем. Эффект полного напряжения (ЭПН) свидетельствует о том, что важнейшую роль в инициировании вакуумного пробоя играет перелет частиц через ВП. Этот факт подтвержден неоднократно экспериментально, в том числе в упомянутой работе [14]. При выдержке ВП в течение нескольких минут при напряжении, близком к пробивному напряжению, материал анода (медь) обнаруживался в заметном количестве на стальном катоде. Андерсон предполагал участие в проводимости ВП положительных ионов, эмитируемых с анода, которые, бомбардируя катод, могут выбивать из него электроны, поддерживающие общий ток. Эта гипотеза была одна из первых среди гипотез о предпробойной проводимости и механизмах развития пробоя в ходе многократного обмена между электродами потоками электронов, ионов и фотонов. Так, по мнению Трампа и Ван де Граафа [17] пробой может развиваться от одного или нескольких электронов, случайно оказавшихся в вакуумном промежутке. Эти электроны разгоняются электрическим полем до больших скоростей. При соударении с анодом из него выбиваются положительные ионы и рентгеновские фотоны. Ионы и фотоны, попадая на катод, вызывают дальнейшее развитие электронной эмиссии. Когда условия в разрядном промежутке становятся такими, что в результате взаимного обмена частицы неограниченно накапливаются в ВП, наступает пробой.

Для количественной формулировки условия пробоя в [17] введены коэффициенты анодных электронно-ионной  $A$  и электронно-фотонной  $C$  эмиссий, а также коэффициенты катодных ионно-электронной  $B$  и фотоэлектронной  $D$  эмиссий. Тогда условие пробоя, связанное с накоплением частиц в ВП в течение каждого цикла выразится в следующем виде:

$$AB + CD > 1 \quad (1.3)$$

Фактически с момента формулировки условие пробоя (1.3) подвергалось критике. Второй член, по мнению самих авторов гипотезы, для используемых напряжений на промежутке составлял не более сотых долей единицы, несмотря на то, что ими учитывалась также возможность рождения вторичных электронов, которые, наряду с первичными, могли бы дать вклад в тормозное излучение и соответствующий ему рентгеновский поток с анода на катод. Исходя из данных различных работ, коэффициент  $B$  не превышает значения 25, следовательно, для реализации механизма вероятность  $A$  выбивания электрона из катода положительно заряженным ионом, стартовавшим с анода должна быть не менее 0,04. Однако экспериментальные данные свидетельствовали о значениях  $A$  более чем на порядок величины меньших. Более того, калориметрические измерения [18] показали, что предпробойный ток в основном состоит из электронной составляющей, а ионная составляющая не превышает десятых долей процента, что также свидетельствовало о незначительной роли электронно-ионных процессов в развитии пробоя.

В отношении роли электронов и тормозного излучения в инициировании вакуумного пробоя, интенсивность которых определяется второй парой множителей в выражении (1.3), интересны опыты с отклонением электронов магнитным полем [19]. При этом электроны, эмитированные катодом, достоверно не попадали на анод, как следствие, отсутствовало и рентгеновское излучение. Однако пробивное напряжение промежутка не изменялось. Была также определена вероятность  $A$  выбивания положительным ионом (в основном, ионом водорода) электрона с катода, которая была оценена как  $1,2 \cdot 10^{-4}$ . Таким образом, эксперимент показали малую эффективность обменного электронно-ионно-фотонного механизма и, кроме того, вселил сомнение в предположение об определяющей роли автоэлектронного тока в непосредственном инициировании вакуумного пробоя. В связи с этим были попытки учесть влияние отрицательных ионов в обменном процессе, которые наряду с электронами выбиваются с поверхности катода падающими на него положительными ионами [19–22] (при этом формула (1.3) дополняется произведением еще одной пары коэффициентов вторичных ион-ионных эмиссий). В [21] также указывалось на возможность инициирования обменного процесса посредством термоионной эмиссии из адсорбированных слоев поверхностей электродов, усиленной поверхностной ионизацией, обнаруженной ранее в работе [22]. Эмиссионный ток ионов в условиях напряженностей электрического поля порядка  $10^6$  В/см, согласно данным Ионова и Зандберг [21, 22], сильно зависит от температуры  $T$  и напряженности поля  $E$  в соответствии с законом Шоттки  $I \sim \exp(q_0^{3/2} E^{1/2} / kT)$ , где  $q_0$  – элементарный заряд. Поскольку удар иона, разогнанного напряже-

нием 10 кВ, способен нагреть кристаллическую решетку на 1000 К в радиусе сотен атомов, по мнению Ионова [21] следует учитывать поправку к коэффициентам вторичных эмиссий от цикла к циклу.

В работах Пивовара и Гордиенко [23–26] проведено исследование происхождения и состава предпробойного тока в условиях высокого технического вакуума с давлением в камере  $(1-3) \cdot 10^{-6}$  Торр и сверхвысокого вакуума с давлением  $\sim 10^{-9}$  Торр. Поперечное магнитное поле позволяло отделять электронный ток из общего тока путем изгиба траекторий электронов в циклоиду [23]. Нагрев катода и анода мог осуществляться отдельно. Авторы показали, что при подъеме напряжения в условиях технического вакуума вначале доминируют ионные токи. Затем возникает электронная составляющая, которая непосредственно перед пробоем становится более чем на порядок величины доминирующей. При этом рост электронного предпробойного тока зависит от материала анода. При межэлектродных расстояниях, больших, чем 1,5 мм возникали микроразряды [24]. Авторы пришли к выводу о том, что начальный автоэмиссионный ток не является непосредственным иницирующим фактором развития пробоя в этих промежутках, а также не имеет определяющего значения в микроразрядах. Напротив, микроразряды могут инициировать появление значительной электронной компоненты тока непосредственно перед пробоем, то есть косвенно повлиять на предпробойное состояние ВП.

В работе [25] исследования проводились в условиях глубокого вакуума  $\sim 10^{-9}$  Торр с возможностью прогрева катода и анода до высоких температур 1800–2000 °С. После прогрева катода появлялась устойчивая составляющая автоэлектронного тока, не спровоцированная микроразрядами, на которую в дальнейшем не оказывало влияние изменение остаточного давления в диапазоне  $10^{-10}$ – $10^{-5}$  Торр. Активацию электронной эмиссии отжигом катода авторы связали с ростом микронеровностей на его поверхности во время прогрева.

Пороговые напряжения возникновения микроразрядов, предпробойного тока и пробоя зависят в первую очередь от материала анода и его чистоты (в частности, наличия оксидной пленки). То, что анод является активным источником тяжелых частиц, подтверждали два факта. Во-первых, после прогрева именно анода в высоком вакууме  $\sim 10^{-9}$  Торр пропадали микроразряды [25]. Это состояние далее сохранялось при изменении остаточного давления в диапазоне  $10^{-10}$ – $10^{-5}$  Торр. Во-вторых, появлялся устойчивый ионный ток, который характеризовался термоионной характеристикой  $\ln I \sim E^{1/2}$  (что согласовывалось с результатами работ [21, 22]). Авторы считали, что термоионная составляющая появляется благодаря локальному усилению электрического поля на остриях анода, которые, как доказано в рамках серии экспериментов, формируются в процессе отжига. Несмотря на обилие информации, авторы резюмировали, что полученные данные не позволяют сделать однозначные выводы о механизмах возникновения потоков частиц, предшествующих пробоем при испытаниях ВП на постоянном напряжении [25].



Другая гипотеза о механизме вакуумного пробоя была выдвинута Крэнбергом [27] который предположил, что пробой происходит благодаря перелету через межэлектродный промежуток не отдельных ионов, а заряженных многоатомных частиц (сгустков). Обеспечение эквипотенциальности электрода и лежащей на нем частицы неизбежно связано с наличием избыточного заряда в частице. При достаточно высокой напряженности поля частицы, удерживаемые на электроде Ван-дер-ваальсовыми силами, могут быть оторваны и разогнаны до больших энергий электрическим полем ВП. При ударе о противоположный электрод возникают высокие локальные температуры, приводящие к испарению материала частицы и электрода, что должно, по мнению автора гипотезы, привести к развитию разряда и пробоя. Популярность теории Крэнберга, вероятно, связана с тем, что она не только оказалась альтернативой обменным механизмам, испытывающим сложности в своем обосновании, но и давала количественное объяснение ЭПН в виде зависимости  $U_{br} = \alpha d^{1/2}$ , близкой к экспериментальной, описываемой формулой (1.2). На основе этой теории качественно объяснялись эффект тренировки (кондиционирования) ВП при многократных разрядах в ходе постепенного подъема напряжения, перенос материала анода на катод, большой разброс значений пробивного напряжения и др.

Развитию идей Крэнберга посвящено множество работ, в которых представлены различные модификации его теории (более подробно, см. главу 6). Во многом теория Крэнберга критиковалась за само постулирование исходного наличия слабосвязанных частиц на поверхности электродов. Однако в дальнейшем было показано, что в процессе выдержки под напряжением происходит вытягивание из анода частичек материала [28]. В первую очередь рассматривался вариант генерации таких частичек на аноде под действием его разогрева автоэмиссионными пучками электронов. Поскольку признано, что ЭПН свойственен достаточно длинным промежуткам ( $d \sim 1$  мм и более), и, соответственно, достаточно высоким напряжениям, предполагалась его связь с эффектом глубокого проникновения электронов в материал анода. Рассеяние максимальной плотности энергии электронов в глубине тела анода может привести к появлению высокого давления в под-поверхностных слоях анода и, вероятно, росту и отрыву кусков материала в твердой фазе [29].

В дальнейшем теория Крэнберга неоднократно объявлялась нереализуемой для чистых экспериментальных условий и, особенно, при воздействии на ВП короткими импульсами. Простые выкладки, учитывающие необходимые условия для перегрева зоны столкновения, показывают, что для частиц размерами от  $10^{-2}$  до  $10^{-6}$  см их конечная скорость перед ударом должна лежать в пределах  $10^4$ — $10^6$  см/сек. Таким образом, время развития пробоя по Крэнбергу должно быть больше времени пролета частиц  $\sim 1$  мкс для промежутков, больших 1 см. Это не согласуется с большим количеством экспериментальных данных [29]. В частности, механизм Крэнберга не согласуется с наблюдениями, выполненными Розановой [30] с использованием им-

пульсов напряжения длительностью 1,3 мс и частиц (Ni, W и графит) микронных размеров в качестве провокаторов пробоя. Впоследствии, однако, выяснилось [31], что свободно лежащие на электродах многоатомные частицы могут провоцировать вакуумный пробой, не перелетая ВП, а лишь отлетая от электрода на расстояние, не превышающее размер частицы и создавая на короткое время значительные локальные напряженности электрического поля. Вопрос о роли многоатомных частиц в вакуумном пробое является до настоящего времени чрезвычайно актуальным. В главе 6, которая специально посвящена вопросу инициирования импульсного пробоя многоатомными металлическими частицами, дан отдельный краткий обзор работ по этой теме.

Высказывалось мнение [32] о том, что для развития пробоя требуется некоторый минимум энергии  $W_{cr} = 1/2 C U_{br}^2$ , запасенной в емкости ВП  $C = \epsilon_0 S/d$  (где  $S$  – площадь электродов,  $\epsilon_0$  – электрическая постоянная). Отсюда, действительно, легко прийти к выражению вида  $U_{br} = \alpha d^{1/2}$ . Однако при таком формальном подходе коэффициент  $\alpha$  оказывается сильно зависимым от площади электродов  $\alpha \sim S^{-1/2}$ , что противоречит экспериментальным данным: наблюдаемое снижение пробивного напряжения с увеличением площади электродов (эффект площади) существенно менее сильное,  $U_{br} \sim S^{-(0,05 \div 0,1)}$  [1].

Любой фактор, инициирующий пробой, имеет свое характерное время проявления. Поэтому способ отделения действия одних механизмов пробоя ВП от других путем сокращения времени воздействия высокого напряжения на ВП является эффективным. Одной из характеристик электрического пробоя является зависимость *времени задержки пробоя*  $\tau_z$  от напряжения  $U$  на промежутке (после подъема напряжения в течение достаточно короткого времени  $\tau_{\phi} \ll \tau_z$ ). Время задержки характеризует *подготовительную стадию пробоя*. Обратная характеристика  $U(\tau_z)$ , которую часто называют вольт-секундной характеристикой, может простирается по временной шкале от наносекунд до бесконечности в пределах ограниченного диапазона значений пробивного напряжения  $\Delta U_{br}$ . Эта характеристика оценочно может быть получена как зависимость амплитуды напряжения пробоя от длительности прямоугольного импульса  $U_{br}(\tau_u)$ . По мере укорачивания прямоугольных импульсов напряжения, зондирующих ВП, из множества независимых и череды взаимообусловленных факторов, провоцирующих нарушение электрической изоляции, постепенно исключаются все менее и менее инерционные факторы, поэтому характеристика  $U_{br}(\tau_u)$  является убывающей при сохранении прочих экспериментальных условий. В теории импульсного пробоя часто используют *понятие коэффициента импульса*  $K_u(\tau_u) \geq 1$ , представляющего собой отношение амплитуды пробивного напряжения при импульсном воздействии  $U_{br}(\tau_u)$  к пробивному напряжению при воздействии постоянного напряжения  $U_{br}(\infty)$ .

Учитывая направление данной работы, следует отметить, что первые систематические ис-

следования импульсного вакуумного пробоя в микро- и суб-микросекундном диапазоне длительностей импульсов с попытками связать вид осциллограмм пробоя с физическими явлениями начались в 1950–60-е годы. До середины 1960-х годов основным механизмом инициирования пробоя *плоского* ВП считался разогрев материала анода микропучками электронов, эмитированных со случайных микровыступов на катоде [33–35]. Переход к сильноточной фазе пробоя связывался с развитием разряда в парах материала анода, поэтому такого рода механизм пробоя назывался обобщенно *анодным*. Такая позиция подкреплялась скоростными фотосъемками [33, 36, 37], свидетельствующими о том, что первые плазменные образования обнаруживали себя на аноде, после чего анодная плазма, расширяясь, перекрывала ВП, создавая условия для перехода в дуговую фазу. Кроме того, на аноде после пробоя ВП импульсами длительно-стью 4,5 мкс обнаруживались пятна, состоящие из большого ( $10^4$ – $10^5$ ) количества мелких кратеров, которые представлялись в [35] как следы испарения материала от теплового действия отдельных электронных микропучков.

Поскольку вольтамперные характеристики  $I(U)$  предпробойной проводимости ВП, представленные в координатах  $Y(X)$ , где  $X=(1/E)$ ,  $Y=\ln[I/E^2]$ ,  $E=U/d$ , являлись линейными в пределах многих единиц  $Y$ , это давало основание отнести темновой ток к току автоэлектронной эмиссии [16]. Несоответствие крутизны характеристик  $Y(X)$  формуле Фаулера-Нордгейма могло быть объяснено наличием на поверхности катода микровыступов. Соответственно, вводился эмпирический эффективный коэффициент усиления поля  $\beta$  вблизи некоторой ограниченной группы острий–лидеров (или единичного острия) на поверхности катода, дающих основной вклад в автоэмиссионный ток. На основе сопоставления экспериментальной и теоретической характеристик вычислялось также значение эффективной эмитирующей площади этих острий  $S_{eff}$ . Поиск критерия пробоя основывался на сопоставлении напряжению пробоя как параметров катода  $\beta$ ,  $S_{eff}$ , так и теплофизических параметров анода, характеризующих его подверженность сублимации при разогреве электронными пучками. Правда для объяснения возникновения пробоя в очень узких микронных зазорах, где должно выделяться мало тепловой энергии, приходилось привлекать дополнительно механизм взаимного усиления встречных потоков электронов и ионов [16]. Суть его в том, что поток ионов, возникший за счет падения первичного автоэмиссионного пучка на анод, формирует положительный объемный заряд, усиливающий прикатодное поле и эмиссию электронов, что далее приводит к увеличению тока ионов и т.д.

Иной позиции в отношении места инициирования пробоя придерживались Дайк и его соавторы, экспериментировавшие с ВП, в которых катодом являлось острие с микроскопическим радиусом вершины (классические автоэлектронные эмиттеры) [38–40]. Их результаты свидетельствовали о том, что, анод не причастен к инициированию импульсного вакуумного пробоя, и все инициирующие процессы связаны с тепловой неустойчивостью на самом катоде при дос-

тижении плотности тока эмиссии на вершине острия  $\sim 10^8$  А/см<sup>2</sup>. При воздействии коротких импульсов, приводящих к пробоям, положительные ионы не имели возможности разогнаться и долететь до катода, оказав стимулирующее влияние на прикатодную область [39]. Таким образом, было показано, что в системе электродов с *острийным* катодом должен действовать исключительно *катодный* механизм инициирования пробоя.

До некоторого времени обе позиции, соответствующие сторонникам анодного и катодного механизма инициирования пробоя, отмеченные выше, вряд ли находились в конфронтации друг с другом, поскольку геометрия электрического поля и межэлектродные расстояния в соответствующих экспериментах существенно отличались. Предполагалось, что при переходе к ультракоротким импульсам напряжения влияние анода на развитие пробоя в плоском ВП может быть резко ограничено. Исследования, проведенные в середине 1960-х годов, показали, что в субмикросекундном диапазоне длительностей импульсов механизм вакуумного пробоя действительно претерпевает значительные изменения. В работах [41–43] пробой осуществлялся на фронте косоугольных импульсов, что несколько затрудняло анализ возможных процессов, обуславливающих инициирование пробоя [43], но позволяло исследовать широкий диапазон задержек. Исследования электрической прочности ВП с использованием прямоугольных импульсов напряжения с длительностью фронта 5-20 нс были выполнены в работах [44–47]. В этих работах была также декларирована смена механизма пробоя в ходе возрастания  $K_u$ , о чем свидетельствует скачкообразное сокращение времени запаздывания пробоя на порядок величины. Так, в работе [44] Г.М. Кассировым и Б.М. Ковальчуком исследовались промежутки катод-плоскость/анод-полусфера (материал – медь) диаметром 12 мм после стабилизации их свойств тренировкой последовательными пробоями. Прямоугольные импульсы амплитудой до 60 кВ с длительностью фронта 4–5 нс и общей длительностью 0,3 мкс, вырабатывались кабельным генератором. Смена механизма пробоя зафиксирована в диапазоне коэффициента перенапряжения  $1,05 < K_u < 1,1$ . При увеличении  $K_u$  разброс значений  $\tau_z$  сокращался. При этом гистограмма задержек имела провал: пробой с задержками, превышающими среднее значение в 5 и более раз, фиксировались регулярно с вероятностью порядка 5-10%, в то время как в промежуточном диапазоне пробой возникали очень редко. При  $K_u = 1,05–1,7$ , среднее значение  $\tau_z$  находилось во временном диапазоне 5–30 нс (рисунок 1.1), причем, чем больше межэлектродный зазор, тем больше  $\tau_z$ . При  $K_u = 1,6–1,7$ , для всех промежутков время запаздывания фактически стремилось к длительности фронта импульса (рисунок 1.2). Характер зависимости времени запаздывания от межэлектродного расстояния, по мнению авторов, указывает на то, что в узких промежутках  $d < 0,3$  мм, мощности предпробойных токов достаточно для формирования того количества пары и ионов, которое бы обеспечило пропускание больших токов. В промежутках  $d > 0,5$  мм при малой степени перенапряжения автоэмиссионным током такие условия изначально не создают-

ся, и требуется дополнительное время для увеличения предпробойного тока.

На основе анализа результатов экспериментов с различными материалами предполагалась наиболее тесная связь импульсной электрической прочности ВП с механическими параметрами материала (например, модулем Юнга [41], пределом прочности [48]), и/или с его теплофизическими параметрами (температурой плавления, теплопроводностью, теплоемкостью [45]).

Интересны результаты экспериментов [41] И. И. Каляцкого и Г. М. Кассирова с гетерогенными ВП на основе стали и алюминия (рисунок 1.3). Эти данные позволяют сделать вывод о том, что при длительностях импульса менее 1 мкс напряжение пробоя зависит от материала анода, а ход вольтсекундной характеристики определяется материалом катода. Несмотря на влияние анода, механизм Крэнберга инициирования вакуумного пробоя с участием многоатомных частиц был признан в данных экспериментальных условиях нереализуемым [41].

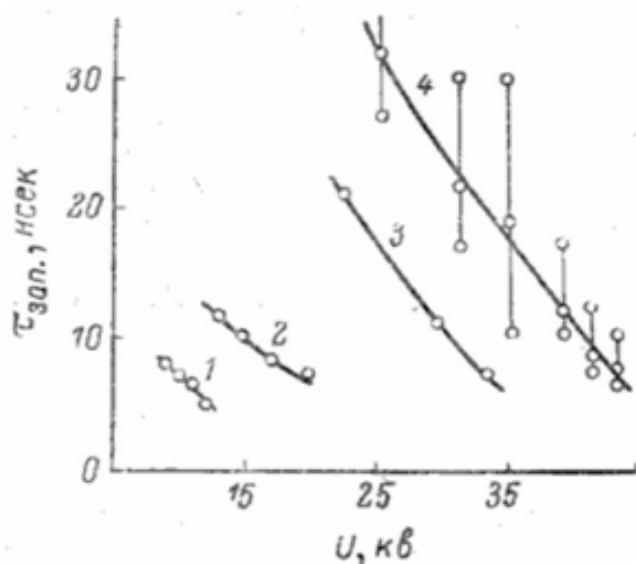


Рисунок 1.1. Зависимость времени запаздывания разряда от напряжения на ВП для различных межэлектродных расстояний [44]. 1 – 0,1; 2 – 0,3; 3 – 0,5; 4 – 1,0 мм.

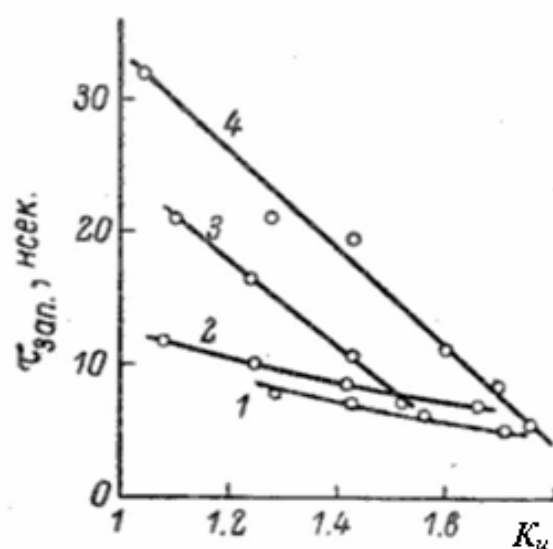


Рисунок 1.2. Зависимость времени запаздывания разряда от коэффициента перенапряжения для различных межэлектродных расстояний [44]. 1 – 0,1; 2 – 0,3; 3 – 0,5; 4 – 1,0 мм.

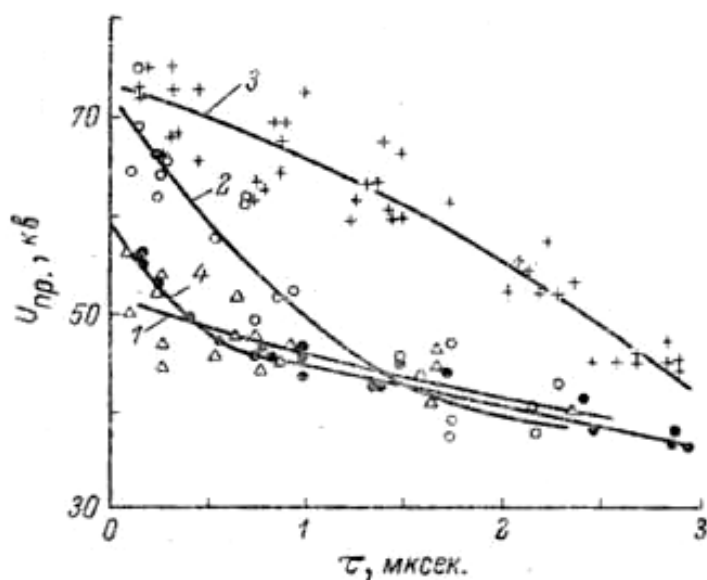


Рисунок 1.3. Вольтсекундные характеристики пробоя 1-мм ВП, электроды которого изготовлены из различных материалов: 1- анод из алюминия, катод из стали; 2 – анод из стали, катод из алюминия; 3, 4 – характеристики для промежутков со стальными и алюминиевыми электродами. По данным [41].

В 1960-х годах, несмотря на теоретические и экспериментальные обоснования анодного механизма пробоя плоского ВП в условиях постоянного напряжения [35], начал зарождаться новый взгляд на вопрос об инициировании вакуумного пробоя, согласно которому, как и в промежутке острие (катод) – плоскость (анод), плоскому катоду отводилась не только роль поставщика первичных электронов, но основная роль в коммутации пробоя. Толчком к этому послужили работы Альперта с соавторами. Было обнаружено, что при умножении коэффициента усиления электрического поля  $\beta$ , вычисленного из предпробойных вольтамперных характеристик, на величину напряженности среднего электрического поля, при котором произошел в дальнейшем пробой,  $E_{br} = U_{br}/d$ , получается константа  $E_0 = \beta E_{br}$  порядка 50–100 МВ/см, зависящая лишь от материала катода, но независимая от расстояния между электродами (в частности, для вольфрама  $E_0 = 65 \pm 10$  МВ/см [49]). Позже это эмпирическое правило было подтверждено для еще 4-х материалов в работе [50] и, далее, расширено (с подтверждением для уже исследованных) до 13 металлов в [51] при варьировании длины плоского промежутка в пределах 0,25–1 мм. На основе установленного правила было выдвинуто предположение том, что величина  $E_0$  – это та самая локальная напряженность электрического поля, которая определяет теоретический предел электрической прочности ВП, изготовленного из данного материала.

С одной стороны, это правило указывало на прямую связь электрической прочности ВП с состоянием исключительно катодной поверхности и, соответственно, приводило к выводу о катодном механизме вакуумного пробоя в плоском ВП, аналогичному механизму пробоя в промежутке с острым электродом. С другой стороны, в рамках этих же экспериментов на-

блюдалась довольно сильная зависимость коэффициента усиления  $\beta$  от величины межэлектродного расстояния: в соответствии с формулой (1.2),  $\beta = E_0 d / U_{br} \sim d^{1-n}$ . Таким образом, возникла необходимость объяснения того, как эта *теория критического поля* (по терминологии [51]) сочетается с ЭПН. По сути, получалось, что чем дальше расположен анод по отношению к катоду (при сохранении значения средней напряженности поля), тем больше значение  $\beta$ , а значит, тем более эффективны микроэмиттеры на катоде. Для малых микронных зазоров, соизмеримых с характерными размерами эмитирующих микронеровностей, ЭПН объясняется на основе законов электростатики [49]: чем больше зазор, тем меньше концентрация силовых линий электрического поля на вершине микронеровности. Для зазоров более 100 мкм, как считают авторы [49], в силу вступает другой механизм ЭПН: начинает сказываться макрогеометрия формы ВП, то есть усиление поля на краевых закруглениях электродов. Авторами [49] обнаружено появление свечения на аноде в виде пятен с плотностью порядка  $10 \text{ см}^{-2}$ , положение которых, в среднем, стабильно в течение нескольких часов. Иногда фиксировалось пропадание одних и появление других пятен. При смещении анода относительно катода в условиях сохранения межэлектродного расстояния пятна смещались вместе с катодом, что указывало на то, что источник возбуждения свечения ассоциируется с точками интенсивной автоэлектронной эмиссии.

Несмотря на противоречия теории критического поля, на ее основе хорошо работает методика прогнозирования флуктуирующей электрической прочности ВП в ходе его кондиционирования серией пробоев. Фиксация относительно низкого значения предпробойного тока после  $N$ -го пробоя является признаком того, что  $N+1$  пробой возникнет при сравнительно более высоком электрическом поле и наоборот. В среднем же, как было установлено в [49, 52] и во многих других работах, в ходе кондиционирования последовательными пробоями ВП коэффициент  $\beta$  снижался, причем изначально полированные электродные поверхности соответствовали максимальным значениям коэффициента  $\beta$ . Авторы объясняли этот факт наличием «усов» которые имелись на исходной поверхности и затем были удалены пробоями. В самом деле, в работе Литтла и Уитни [34], на которую ссылались авторы [49], а также в работах Литтла и Смита [53] и Джединака [54] было показано, что тщательная очистка поверхности не спасает от появления на ней редко расположенных острых выступов высотой 1–2 мкм, на вершинах которых коэффициент усиления поля достигает 100 и более. Чтобы обнаружить место, где имеется такой выступ, проводился предварительный поиск с помощью люминесцентного анода, светившегося в местах попадания электронов, эмитированных наиболее острыми выступами. Последующие же работы [55, 56] показали, что такие выступы появлялись на обоих электродах не самостоятельно, а именно *под воздействием электрического поля* напряженностью свыше 0,3–0,5 МВ/см. Они имели неправильную форму, высоту 10–20 мкм и возникали внезапно, что

сопровождалось скачком тока в течение миллисекунд до уровня микроампер. В работе [55] Литтл и Смит сделали вывод о том, что в силу малых времен появления микровыступов и в силу их неправильной формы, они не могут быть следствием известных механизмов роста усов, связанных с диффузией и конденсацией материала в вакууме. Выступы либо уже присутствуют на поверхности в некотором зачаточном состоянии и поднимаются вверх в результате действия поля, либо существует механизм, благодаря которому участки поверхности внезапно становятся расплавленными и способными быстро течь, образуя выступы. В последующей работе [56] Литтл и Смит показали, что следствием появления выступов является образование расположенных напротив друг друга кратеров: более компактного (несколько микрон), со следами плавления материала, на катоде и широкого и круглого со следами испарения материала, на аноде. Для авторов было очевидным, что анодный кратер являлся следствием обработки анода пучками электронов, вызванных локальным разрушением на катоде. Действительно, при наложении сильного магнитного поля, отклоняющего траектории электронных пучков, положение анодного кратера смещалось относительно катодного. Но при этом напротив катодного кратера обнаружилась область отрыва материала анода. Таким образом, область термической обработки на аноде в отсутствие магнитного поля маскировала первичный анодный процесс, связанный с разрушением материала. Иными словами, было показано, что стадия инициирования пробоя ВП с очищенными электродными поверхностями включает несколько последовательных процессов, первый из которых начинается с отрыва материала из локальных мест анода. Этот вывод согласовывался с данными работы [28], где было обнаружено вытягивание из анода выпуклых образований под действием предпробойного электрического поля.

Обобщенный теоретический анализ вакуумного пробоя, инициируемого автоэлектронной эмиссией, был выполнен Чаттертоном [57]. Пытаясь дать ответ на вопрос о степени участия катода и анода в развитии вакуумного пробоя, автор выдвинул критерий инициирования пробоя, соответствующий достижению критической температуры на одном из электродов. Расчет температуры вершины катодного автоэммиттера и анодного пятна проводился для стационарного случая. При расчете температуры катодного эмиттера учитывались эффекты Джоуля и Ноттингама. По сути, оценки свелись к варьированию параметра локального усиления поля  $\beta$ , который при определенном, вполне разумном значении  $\beta_0$ , приводил к равенству возможностей в достижении критических температур катода и анода. Сопоставляя результаты своих оценок с имеющимися на тот момент экспериментальными результатами, автор пришел к выводу о значительной роли анодного механизма пробоя. Подобный, но более широкий анализ проведен в теоретической работе Шарбонье и др. [58], где учтена нестационарность процессов, обусловленная возможностью воздействия коротких импульсов напряжения на ВП, а также возможность разрушения острий действием механических сил, создаваемых электрическим полем.



Критерием пробоя, связанным с тепловыми процессами, авторы считали достижение на одном из электродов температуры, при которой давление насыщенных паров материала составляло  $10^{-2}$  Па. Этот критерий также сводился к определению значения  $\beta_0$ . В экспериментальной работе [59] эти же авторы при воздействии постоянного и импульсного (2–100 мкс) напряжения, в зависимости от условий эксперимента, наблюдали реализацию обоих вариантов пробоя, то есть, появление непосредственно перед пробоем горячих пятен на аноде или катоде. Пограничное состояние удовлетворительно соответствовало значению  $\beta_0$ , вычисляемому из теоретической модели [58]. В теоретико-экспериментальной работе [60] Утсуми, следуя аналогичным приемам, дал оценку условиям реализации обоих видов пробоя, исходя из предположения о наиболее вероятных значениях коэффициента локального усиления поля  $\beta = 50$ –100 на высоте неровности порядка 1 мкм. Согласно оценкам, строго катодный механизм пробоя свойственен ВП длиной менее 50 мкм, строго анодный – ВП длиной более 2 мм. Категоричным был вывод автора о том, что его экспериментальные данные и расчет не согласуются с тезисом, что всякий пробой является чисто катодным.

Катодный механизм коммутации плоского ВП, как правило, основывался на предположении о взрыве микроострий на поверхности катода при их перегреве протекающим током автоэлектронной эмиссии [65]. В смежной работе [66] Г. Н. Фурсей и П. Н. Воронцов-Вельяминов, рассмотрели качественную модель, близкую к модели взрывной эмиссии. Весомым аргументом в пользу действия катодного механизма пробоя в широком ВП, по крайней мере на этапе перехода от предпробойного состояния к сильноточной его фазе, явилась регистрация свечения предпробойной плазмы, выполненная Г. А. Месяцем с сотрудниками с помощью электронно-оптической аппаратуры с высоким пространственным и временным разрешением [67]. Было доказано, что первые плазменные сгустки формируются именно на катоде, и лишь спустя некоторое время на аноде появляются вторичные сгустки плазмы, значительно более яркие (которые регистрировались ранее менее чувствительной аппаратурой как первичные). К такому же выводу пришли Майтланд и Хаули, используя штриховую и скоростную съемку свечения ВП [68] (с меньшей чувствительностью, чем в [67]). Они уточнили, что для малых промежутков, вплоть до нескольких миллиметров, пар, порожденный катодом, является основной средой, в которой развивается пробой. Для больших промежутков развитие пробоя происходит в две стадии. Сначала появляется катодное облако пара, расширяющееся со скоростью  $\sim 10^7$  см/с, затем анодное облако, расширяющееся со скоростью  $\sim 10^6$  см/с.

Позже было показано, что расширение катодной плазмы в пространство ВП поддерживается совокупностью элементарных микровзрывов [2, 3, 5]. С каждым микровзрывом связан перенос электронов, эмитируемых в виде отдельных порций – *эктонов* [5] и создание условий для очередных микровзрывов. Возникновение каждого эктона обусловлено перегревом металла за

счет выделения большой плотности энергии ( $10^4$  Дж г<sup>-1</sup>) в приповерхностном микрообъеме, а его исчезновение – резким охлаждением зоны эмиссии в ходе ее эрозионного расширения. В работе [69] в ходе воздействия на ВП с острым катодом наносекундными импульсами с постепенно увеличивающейся амплитудой выявлен переход электропроводности ВП от режима автоэлектронной эмиссии к режиму взрывной эмиссии (рисунок 1.4).

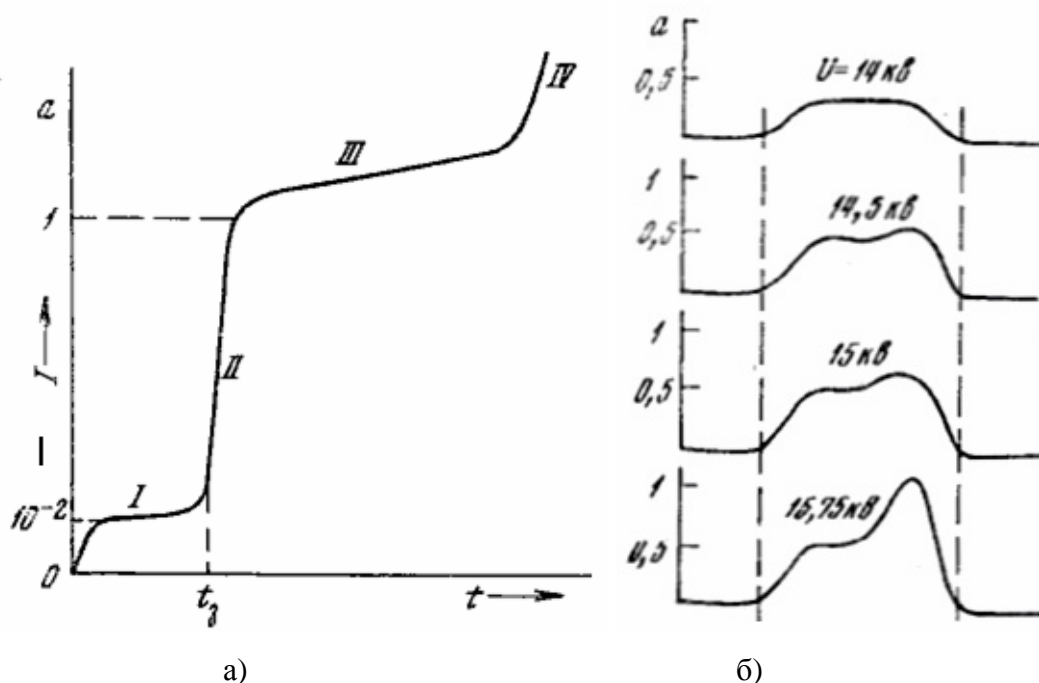


Рисунок 1.4. Зависимость силы тока от времени при небольшом импульсном перенапряжении на ВП с игольчатым катодом: а) характерные участки роста тока; б) пример серии осциллограмм тока при воздействии импульсами напряжения (по данным [69]).

После формулировки понятия взрывной электронной эмиссии [70] количество дискуссий вокруг вопроса о механизме инициирования вакуумного пробоя и стадиях его развития резко сократилось [71]. В самом деле, согласно статистическим данным [72], резкий всплеск количества статей в научных журналах по вакуумной изоляции и разрядам в вакууме в 1960-х годах<sup>1</sup> сменился спадом, и в 1990-х годах достиг минимума, сократившись приблизительно в 2,5 раза. Снижение научного интереса к теме инициирования пробоя в ВП можно отчасти объяснить компенсирующим ростом интереса к практическому использованию взрывной эмиссии, в результате чего было создано множество уникальных устройств. Среди них: малогабаритные рентгеновские и электронные импульсные трубки, генераторы сверхмощных СВЧ и рентгеновских импульсов, сильноточные вакуумные и плазмонаполненные электронные [61, 161] и ион-

<sup>1</sup> Вероятно, некоторое влияние оказала организация Симпозиума по Разрядам и Электрической Изоляции в Вакууме (ISDEIV) в 1964 году.

ные [354, 355] пушки<sup>2</sup>. Стабильная работа перечисленных импульсных устройств обусловлена воспроизводством инициирующих автоэмиссионных центров на катоде в виде острых гребней и игл по периметрам микрократеров, наработанных за предшествующие импульсы. Вопрос об иных механизмах вакуумного пробоя, в частности обо всех стадиях инициирования самого первого пробоя в ВП с исходно чистыми и гладкими поверхностями электродов в русле этих работ выглядит не вполне уместным.

В связи с вопросом о возможности непосредственного инициирования вакуумного пробоя током автоэлектронной эмиссии интересны работы А. Л. Радионовского, Н. В. Татариновой, П. Н. Чистякова и других авторов по исследованию предпробойного состояния миллиметровых ВП с особо чистыми плоскими электродами из нержавеющей стали [73] и молибдена [74, 75] в особо чистых вакуумных условиях отпаянных объемов (остаточное давление  $\sim 10^{-9}$ – $10^{-8}$  Торр). В [73] чистота электродов достигалась неабразивной полировкой вольфрамовыми сетками, тщательной промывкой растворителями и деионизованной водой, а сборка осуществлялась в беспылевом боксе с последующим отжигом. В работах [74, 75] чистота молибденовых электродов после их предварительной очистки и отжига в вакууме повышалась обработкой тлеющим разрядом в отпаянном объеме; контроль чистоты поверхности металла осуществлялся измерением тока экзотермической эмиссии вплоть до фонового уровня порядка  $10^{-18}$  А, который свидетельствовал об устранении с металлических поверхностей остаточных загрязнений – тонких пленок полупроводников и диэлектриков и их локальных включений. В [74, 75] было показано, что можно получить такое состояние ВП, при котором полный пробой, приводящий к появлению плазмы, не возникает, причем независимо от того протекает ли через ВП значительный ток автоэлектронной эмиссии, свыше  $10^{-6}$  А (после длительного предварительного отжига при  $1500^{\circ}\text{C}$  наблюдалось появление значительного количества микроострий) [74], либо этот ток не превышает  $10^{-8}$  А (после удаления микроострий тлеющим разрядом в аргоне) [75]. Первый пробой возникал всегда внезапно при напряженности поля 0,8–0,9 МВ/см. При начальном отсутствии предпробойных токов после первого пробоя появлялся ток порядка  $10^{-6}$  А, который удавалось устранить лишь повторной обработкой в тлеющем разряде. Эти факты указывали на то, что механизм вакуумного пробоя в особо чистых условиях слабо зависит от уровня тока автоэлектронной эмиссии. Авторы предположили, что стимулирование пробоя происходит микрочастицами, образовавшимися после обработки в плазме тлеющего разряда [75], по-видимому, из-за отсутствия других версий.

В период 1970–2000 годов теория инициирования *первого* вакуумного пробоя остается, по

---

<sup>2</sup> Согласно той же статье, вопреки падению количества публикаций по теме вакуумного пробоя, количество патентов всегда росло монотонно и ускоренно вплоть до настоящего времени.

сути, совокупностью гипотез, число которых растет, несмотря на то, что для исследования изолирующих свойств вакуума привлекаются новые экспериментальные методики, а также создаются предельно чистые условия приготовления электродов и проведения экспериментов.

В работах Дэвиса и Бионди [76] развита идея анодного механизма пробоя, которая также обосновывает и возможность реализации механизмов, связанных с пролетом микрочастиц на которые действуют потоки электронов. Суть их модели заключается в следующем. Электроны, эмитируемые микровыступом на катоде, ускоряясь в ВП, передают свою энергию участку анода и прогревают его до температуры, достаточной для того, чтобы сила электрического поля превысила силу механического сцепления материала анода. В результате на аноде начинает расти выступ. Ухудшение теплоотвода способствует интенсификации и дальнейшему росту выступа, заканчивающемуся отрывом положительно заряженной расплавленной частицы и движением ее к катоду. Во время перелета частица подвергается бомбардировке электронами с того же самого микровыступа на катоде, в результате чего нагревается и испаряется, инициируя разряд в парах материала частицы. Наиболее актуальными в этом механизме пробоя являются частицы размером порядка 1 мкм.

Авторы книги [2] со своими сотрудниками показали, что, вопреки выводам [76], появление слабоинтенсивного предпробойного свечения на катоде опережает по времени возникновение более яркого свечения нейтралов вблизи анода. Началу роста коммутационного тока предшествует рентгеновское излучение, характеризующее протекание тока автоэлектронной эмиссии. Рост коммутационного тока (по крайней мере, от уровня  $\sim 0,1$  А) начинает регистрироваться спустя  $\sim 10$  нс после импульса рентгеновского излучения, после чего, спустя еще несколько наносекунд, вблизи катода возникает длинноволновое излучение из-за перегрева и взрыва микроострий, которое носило прерывистый характер. Следует, однако, отметить, что традиционно в работах с участием авторов [2], использовались тренированные пробоями электроды, что гарантировало инициирование пробоя по механизму непосредственного перегрева уже имеющихся на поверхности выступов током автоэлектронной эмиссии.

В указанный период концепция критического поля, заложенная в работах Альперта с сотрудниками (см. выше), имела продолжение в работах [64, 77, 78], где было показано, что величина напряженности этого поля  $E_0$  все же не постоянна для данного химического элемента, из которого состоит катод, а может изменяться в два и более раз после глубокого кондиционирования ВП последовательными пробоями. Так для меди и молибдена  $E_0$  достигает значений  $1,7\text{--}1,8 \cdot 10^{10}$  В/м [78]. Если следовать теории Фаулера-Нордгейма, в которой единственным материальным параметром является работа выхода электрона в вакуум, то получалась чрезвычайно сильная зависимость этого параметра от состояния материала с одним и тем же элементным составом. Этот факт дополнительно подрывал позиции сторонников теории критического поля.

По-прежнему актуальной оставалась проблема «примирения» теории критического поля и эффекта полного напряжения. Причинами ЭПН авторы теории взрывной электронной эмиссии [2] видят следующие: 1) влияние «макрогеометрии» электродной системы, когда длина промежутка является соизмеримой или большей размеров электродов; 2) присутствие на поверхности электродов загрязнений в виде адсорбата, диэлектрических пленок, включений и частиц; 3) вытягивание частиц из анода при длительном воздействии на ВП электрическим полем; 4) перегрев анода микропучками автоэлектронного тока. Перечисленные факторы могут выполнять лишь провоцирующую роль, то есть определять подготовительный этап вакуумного пробоя. Первичным условием развития именно сильноточного вакуумного пробоя является взрывная электронная эмиссия, единственный процесс, который может обеспечить появление локальных токов порядка единиц ампер в течение  $10^{-9}$ – $10^{-8}$  с.

Проявление ЭПН неоднократно заставляло обращаться к вопросу о природе частиц, определяющих подготовительный этап вакуумного пробоя. Продолжались попытки объяснить инициирование вакуумного пробоя действием ионно-обменного процесса [99], который к тому времени рассматривался и как основной механизм развития и гашения микрозарядов в достаточно длинных ВП. Возникновение микрозарядов связывали с наличием на поверхности электродов ВП загрязнений и адсорбционного слоя. Л. В. Тарасовой, при рассмотрении процессов в условиях технического вакуума (давления остаточной атмосферы  $10^{-4}$ – $10^{-7}$  Торр), когда электроды покрыты пленкой адсорбированных газов, предложен десорбционный механизм пробоя ВП [100]. Суть его заключается в том, что импульс высокой напряженности поля приводит к значительной десорбции газа как в виде нейтральных молекул и атомов, так и в виде ионов. По мере того, как десорбированный газ распространяется в промежутке, падение напряжения на слое этого газа возрастает, и возникают условия, при которых, в соответствии с кривой Пашена, может возникнуть первичный газовый разряд, обеспечивающий затем поступление материала за счет испарения материала электродов и переход в фазу дуги.

Время покрытия поверхности чистого металла монослоем адсорбированного газа в зависимости от давления в вакуумной камере  $p$  оценивается как  $t_1[\text{с}] \sim 10^{-6}/p[\text{Торр}]$  [101]. В работе [101] установлено, что даже в ультравысоком вакууме  $10^{-8}$  Па, как на остриях классических автоэлектронных эмиттеров, так и на поверхности электродов плоского ВП под действием напряжения предпробойного уровня постоянно идут процессы адсорбции и импульсной десорбции. При остаточном давлении  $\sim 10^{-3}$  Па временной масштаб нестабильности составляет  $\sim 10^{-2}$  с. Показано, что импульсная десорбция вызвана периодическим «срывом» растущих кластеров адсорбированных газов, молекулы которых диффундируют к вершинам микроэмиттеров из-за высокого градиента электрического поля [12, 13]. Кратковременный ( $\sim 10^{-7}$  с) микрозаряд, не разрушающий микроострие, но очищающий его от слоев адсорбированных атомов и молекул

наблюдался при воздействии постоянного напряжения [102] и импульсного напряжения длительностью в доли секунды [12]. Предельной в данном случае может быть ситуация, при которой концентрация ионов в локальном месте, частично компенсирующих объемный заряд электронов, приведет к повышению напряженности электрического поля у вершины микроострия, и, соответственно, плотности тока автоэлектронной эмиссии до величины, достаточной для микровзрыва [103–105].

В предпробойном состоянии нестабильность структуры адсорбционного слоя на чистой поверхности приводит к соответствующей нестабильности тока автоэлектронной эмиссии, вероятно, из-за скачкообразного изменения эффективной работы выхода. Стимулирующим фактором импульсной десорбции молекул с регулярной гладкой поверхности может играть бомбардировка ионами, оторвавшимися от противоположного электрода, усиленная обменными процессами. Устранение ионной бомбардировки, например, при использовании высокочастотного напряжения, приводит к стабилизации силы темнового тока в диапазоне разрядов от  $10^{-7}$  до  $10^{-1}$  Па [106]. Механизм отрыва иницирующих ионов от электродов, вызывающий всплески предпробойного тока, может быть связан с явлением поверхностной ионизации молекул в электрическом поле [22]. Электрические поля, требуемые для отрыва ионов щелочных металлов от вольфрамового анода при комнатной температуре, оцениваются напряженностью 4 МВ/см, что при наличии микровыступов с коэффициентом усиления  $\beta \sim 10$ , вполне соответствуют предпробойным условиям.

Таким образом, наличие адсорбированного слоя на поверхности электродов ВП является неизбежным, по крайней мере, в условиях комнатных температур. Нагрев же электродов в высоком вакууме с целью дегазации электродов приводит к изменению структуры поверхности электродов и появлению элементов локального усиления электрического поля [26, 74], а также к диффузии примесей из объема электродов к поверхности и появлению загрязняющей пленки. Масс-спектрометрический анализ показал, что главными выделяющимися газами при пробое в камере, откачанной от состояния атмосферы сухого воздуха, являются  $\text{H}_2$ ,  $\text{CO}$ ,  $\text{CH}_4$  и  $\text{CO}_2$  [112].

Адсорбированный слой может играть ключевую роль в возникновении так называемой порозлектронной эмиссии, обусловленной наличием открытых пор на поверхности катода [113]. При "провисании" внешнего электрического поля низкой напряженности в поры поверхности отрицательного электрода (катода ВП или других элементов оснастки) в них создаются условия для появления газовой среды, а также для эмиссии заряженных частиц, что заканчивается зажиганием самостоятельного газового разряда (эффект полого катода). Этот локальный газовый разряд оказывается иницирующим фактором порозлектронной эмиссии, которая в свою очередь, может оказаться иницирующим фактором развития вакуумного пробоя при сравнительно низких напряженностях поля порядка  $10^6$  В/м. Экспериментально установлено

[114, 115], что при наличии на поверхности катода микропор в высоком вакууме при полях  $\sim 5 \cdot 10^6$  В/м и выше можно в течение многих часов проводить отбор электронов с катода с плотностью тока  $\sim 1 \text{ А/м}^2$  вследствие зажигания в микропорах газового разряда низкого давления.

Поскольку параметры темновых токов, микроразрядов и пробоя во многом определяются состоянием поверхности электродов ВП, очевидным является возможность опосредованного влияния этих трех составляющих проводимости ВП друг на друга. Это влияние, как и ранее в серии работ Пивовара и Гордиенко (см. выше), подтверждается обстоятельными исследованиями, выполненными в работе [108]. В широком диапазоне порядков величины силы тока от  $10^{-9}$  до  $10^{-3}$  А авторы получали различные типы вольтамперных характеристик, которые идентифицировали как автоэлектронную эмиссию (в чистом виде), автоэлектронную эмиссию, активированную разрядным процессом, и собственно микроразряды. Принципиальным в работе является регистрация резких переключений режима протекания темнового тока на уровне  $\sim 10^{-6}$  А. Авторы установили, что адсорбированная пленка газов подавляет электронную эмиссию. Вероятно, что эта пленка, блокируя автоэмиссионный ток, способствует также и некоторой «стабилизации» величины электрической прочности ВП в широком диапазоне давлений, по крайней мере, вплоть до  $10^{-5}$  Торр [107, 109, 110]. В работе [107] исследовалось влияние давления газов на напряжение пробоя миллиметровых ВП после предварительной глубокой откачки камеры в течение недели до уровня остаточного давления  $p \sim 10^{-9}$  Торр. Как следует из рисунка 1.5, при напуске воздуха напряжение пробоя  $U_{br}$  не изменялось вплоть до давления в камере  $p \sim 10^{-3}$  Торр. При напуске водорода результат оказался близким. При воздействии импульсного напряжения этот диапазон может быть расширен до 1 Па [111].

Слабыми сторонами газоразрядных и обменных десорбционных теорий вакуумного пробоя являются низкие значения коэффициентов вторичной ионно-электронной и ионно-ионной эмиссий с катода (см. выше), а также слишком малый запас газовых молекул, сосредоточенных на электродах, для инициирования в них самостоятельного газового разряда. Достоверно известно, что далеко не каждый микроразряд способен переродиться в вакуумный пробой, и до сих пор не понятно, какие экспериментальные условия следует создать, чтобы только лишь адсорбированные газы (без участия диэлектрических фрагментов) выступали провокатором вакуумного пробоя. Оценки показывают, что для этого должны протекать значительные плотности тока электронной эмиссии ( $\sim 10^8 \text{ А/см}^2$ ), которые, независимо от наличия слоя молекул на катоде, уже должны приводить к микровзрывам на его поверхности за счет джоулева разогрева [29]. Согласно же данным [62], особо благоприятные условия для инициирования вакуумного пробоя микроразрядами, соответствуют условиям технического вакуума при воздействии на сантиметровые промежутки мегавольтных импульсов длительностью  $\sim 10^{-5} - 10^{-4}$  с.

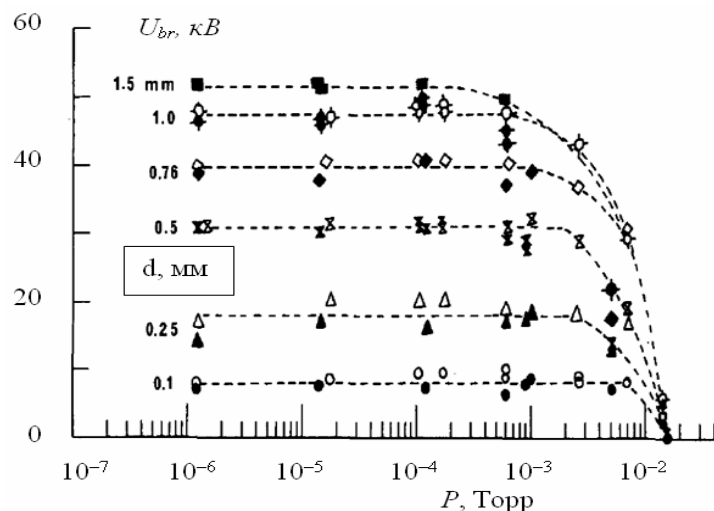


Рисунок 1.5. Зависимости напряжения пробоя ВП от давления воздуха в камере при различной длине зазора. Закрашенные значки соответствуют испытаниям ВП на постоянном напряжении, полые – испытаниям на переменном напряжении 50 Гц. Электроды – Ag, диаметр 11,7 мм (по данным [107]).

Ютнером с соавторами отмечалось, что для сочетания теории критического поля с ЭПН, наблюдаемого для миллиметровых и субмиллиметровых промежутков, в том числе, и в их работе [64], в большей степени подходит гипотеза о прямой бомбардировке поверхности катода отдельными ионами. В дальнейшем, при проведении исследований пробоя вакуумного промежутка с острым катодом на коротких импульсах длительностью 10 нс те же авторы, в сотрудничестве с Пучкаревым [78], показали, что пробой инициируется взрывом на поверхности катода независимо от величины локальной плотности эмиссионного тока. Обнаружено, что в течение 10 нс на малой (~ 1%) части площади эмитирующего пятна возникает нестабильность тока, которая, по мнению авторов, связана с ионной бомбардировкой, создающей некий триггерный эффект, инициирующий пробой. Таким образом, несмотря на проявление ЭПН в сравнительно больших миллиметровых–сантиметровых зазорах, наличие полевой эмиссии электронов, по мнению авторов, остается необходимым условием инициирования пробоя, как и для случая узких субмиллиметровых зазоров, где ЭПН не проявляется.

В работе [79– 81] Ютнер с соавторами исследовали начальные стадии наносекундного вакуумного пробоя в неоднородном поле в системе с тонким проволочным катодом диаметром несколько десятков микрон. Округленный конец катода с идеально гладкой поверхностью, формировался переплавкой электронным лучом [80] или кондиционированием ультракороткими импульсами напряжения длительностью менее 5 нс [81]. При воздействии контрольного импульса анод не мог оказать влияние на поверхность катода. При этом первые кратеры появлялись в местах, где не были замечены какие-либо особенности на исходной поверхности. Последующие пробои, возникали как в областях эрозии, так и на еще не тронутой пробоями,



абсолютно гладкой поверхности. Межзеренные границы не являлись преимущественными местами привязки первого или последующих пробоев по отношению к монокристаллическим зернам. В [80] были обнаружены цепные структуры мелких кратеров, отделенных расстояниями, превышающими размеры самих кратеров. Предполагалось, что причиной появления таких эрозийных структур являются включения или разлетевшиеся от предшествующих взрывов капли катодного материала. Таким образом, вопрос о возможности инициирования пробоя на чистой гладкой поверхности катода был, фактически, обойден.

С начала 1970-х годов значительные усилия были направлены на исследование первичных механизмов инициирования пробоя в ВП, которые определялись не геометрическими, а химическими микронеоднородностями на поверхности электродов. К таким исследованиям, в частности, подталкивали оценки коэффициента локального усиления поля на основе экспериментальных данных, которые приводили к чрезвычайно высоким значениям вплоть до  $\beta \sim 10^3$ . Наличие таких неоднородностей связано с сегрегацией примесей и вторых фаз во время застывания металла, с внесением частиц извне при прокатке листового материала, при полировке материала твердыми абразивами и т.д. Кроме того, практически всегда на поверхности металла присутствуют оксидные пленки и органические загрязнения. В работе [82] экспериментально показано, что для получения высоких изоляционных свойств вакуума нежелательно применение обычной вакуумной резины и использование масляной откачки. При масляной откачке последовательные импульсы приводят к локализации пробоев. Поэтому очень быстро кривая кондиционирования  $U_{br}(N)$  (где  $N$  – количество поданных кондиционирующих импульсов), доходит до максимума, а затем резко падает. При безмасляной откачке такого эффекта нет.

Значительную роль в инициировании вакуумного пробоя может играть область периметра диэлектрического включения, представляющая собой так называемую «тройную точку», в которой стыкуются металл, диэлектрик и вакуум [29]. На основе уравнений электростатики можно показать [83], что в тройных точках, при определенных соотношениях углов стыковки поверхностей металла и непроводящего диэлектрика, возможно возникновение теоретически бесконечных напряженностей электрического поля. В этом случае электростатическая сингулярность может быть снята появлением проводимости и эмиссии. Прямые наблюдения с помощью люминесцирующего прозрачного анода показали, что диэлектрические включения на медном катоде оказываются интенсивными эмиссионными центрами, причем с характеристикой, спрямляемой в координатах Фаулера-Нордгейма, но при аномально больших (порядка нескольких сотен) значениях  $\beta$  [84].

Важные результаты получены Коксом с соавторами в ходе микроскопических исследований мест электронной эмиссии на плоском катоде [85–87], в которых катод располагали внутри камеры сканирующего электронного микроскопа. Применение зондирующих анодных отвер-

ствий позволило определить эмиссионные параметры отдельных участков катода с последующим изучением их микрорельефа и доказать, что электронная эмиссия с аномально высокими значениями  $\beta > 200$  не связана с игольчатыми выступами, хотя при этом эмиссионный ток удовлетворял формуле Фаулера–Нордгейма. Центрам эмиссии со значениями коэффициента усиления  $500 < \beta < 700$  и эффективной площадью эмиссии  $\sim 10^{-17} - 10^{-16} \text{ м}^2$ , определенными с помощью формулы Фаулера–Нордгейма, достоверно соответствовали инородные включения. Применение анодного микрозонда в сканирующем электронном микроскопе [88], перфорированного анода [89] и рентгеновских микроанализаторов [84] также подтвердило наличие микропримесей внутри эмитирующих участков. Несмотря на то, что характеристика таких центров эмиссии хорошо спрямляется в координатах Фаулера–Нордгейма, имеются особенности в энергетическом спектре эмитированных электронов. Основной энергетический максимум оказывается сравнительно широким и симметричным, смещенным на величину от 0,1 до 0,25 эВ относительно уровня Ферми [89]. В работе [87] предложена модель эмиссии горячих электронов из диэлектрического слоя, покрывающего металлическую поверхность, в котором напряженность электрического поля достигает 1 МВ/см. На основе этой модели с привлечением возможности дополнительного резонансного туннелирования (при наличии адсорбированных атомов), объясняются, в частности, сильные сдвиги и появление дополнительных максимумов на энергетических спектрах эмитированных электронов.

Ряд интересных выводов сделали Латам и Ксу, совмещая измерение предпробных вольтамперных характеристик с наблюдением положения центров эмиссии на медном катоде с помощью прозрачного проводящего анода [90]. При первом подъеме напряжения в полях  $\sim 10^7 \text{ В/м}$  через межэлектродный промежуток протекал экспоненциально возрастающий ток на уровне  $10^{-9} - 10^{-8} \text{ А}$ . При некоторой критической напряженности электрического поля появлялось изображение самого активного эмиссионного центра, а характеристика в диапазоне токов  $10^{-8} - 10^{-5} \text{ А}$  становилась более крутой и необратимо переходила в характеристику с более высокой проводимостью. При повторном подъеме напряжения вдоль новой характеристики, в 7 случаях из 10 пробой возникал при меньшей напряженности поля, чем та, что была достигнута при первом подъеме напряжения. В 8 случаях из 10 пробой возникал в месте обнаружения эмиссионного центра.

Кроме модели переноса и разогрева электронов в зоне проводимости диэлектрического слоя, покрывающего поверхность катода, обсуждалась модель, связанная с формированием в диэлектрических включениях каналов повышенной проводимости, которые проявляют себя в экспериментах с анодным зондом малой площади [88, 91, 92] (так называемые *b*-области, в отличие от *a*-областей с характеристикой Фаулера–Нордгейма). Для этих каналов характерны интенсивная люминесценция, эмиссия электронов и спадающий участок на вольтамперной харак-

теристике. Модель эмиссии из каналов повышенной проводимости, формирующихся в слое диэлектрика, выдвинутая Харли в работе [91], лучше сочетается с экспериментально установленным свойством локальности предпробойной эмиссии электронов и фотонов. Аналогичные явления наблюдались в модельных условиях при низких напряжениях в системах металл–диэлектрик–металл (МДМ). Если толщина диэлектрического слоя и «верхнего» электрода составляла порядок нескольких десятков нанометров, то при выдержке такой структуры под напряжением в диэлектрике прорастают проводящие каналы (стадия формовки). Расширение каналов обусловлено комплексным действием джоулева нагрева и сильного электрического поля, создающим благоприятные условия для электро-термодиффузии продуктов разложения диэлектрика вдоль стенок каналов [93]. Формованные МДМ-системы также обладают спадающим участком вольтамперной характеристики [94, 95] и свойством переключения из высокопроводящего в низкопроводящее состояние, сопровождаемое появлением электронной и фотонной эмиссии [96–98].

В работе [116] экспериментально показано, что в чистых вакуумных условиях при тщательно очищенных электродах темновой ток в узких зазорах ВП длиной до 0,1 мм состоит из двух составляющих: электронного и ионного. Использование отверстий в катоде позволило улавливать положительные частицы, эмитированные анодом и измерять перенесенный ими заряд. Обнаружено, что в электрических полях напряженностью свыше 0,1 – 0,3 МВ/см существует стабильный поток ионов  $\sim 10^{-15}$ – $10^{-13}$  А, зависящий от напряженности поля в соответствии с законом, описываемым формулой Фаулера–Нордгейма. На фоне стабильной составляющей возникали кратковременные всплески тока, которые авторы связали с перелетом многоатомных положительно заряженных частиц материала анода, однако механизмы их происхождения остались необъясненными [117]. Было установлено, что этот ионный ток не является вторичным по отношению к току электронов [116]. В самом деле, ионный ток резко увеличивался с увеличением шероховатости анода, но не зависел от шероховатости катода. В то же время, наведение шероховатости на аноде резко увеличивало как электронную, так и ионную составляющую. На основании этого можно сделать вывод о том, что, подавляющая часть предпробойного электронного тока является вторичной, то есть производной от первичного ионного тока. Отчасти, эти результаты согласуются с результатами ранних исследований, в частности [21–26], а также недавними работами [118, 119].

Начало 21 века характеризуется новым, экстремально высоким ростом научного интереса к теме вакуумного пробоя: в 2000-х и 2010-х годах происходило, соответственно утроение и удвоение числа публикаций в научных журналах по отношению к каждой предыдущей декаде

[72]<sup>3</sup>. Проблема предельных возможностей вакуумных промежутков в удержании высоких электрических полей встала с новой силой. Ограниченность электрической прочности вакуумного промежутка не всегда можно компенсировать увеличением габаритов высоковольтных вакуумных устройств. Эта проблема является основной при проектировании современных линейных ускорителей частиц [120–122], мощных источников микроволнового излучения [123], лазеров на свободных электронах [124], экспериментальных термоядерных установок [125].

В связи с проблемой развития ускорителей, в ЦЕРНе организованы группы, возродившие классические методы исследования предпробойных и пробойных явлений, но с использованием современного оборудования и технологии очистки материалов. Экспериментальные исследования сопровождаются теоретическими работами, включающими вычислительные эксперименты, моделирующие различные явления на поверхности и в приповерхностных слоях электродов в присутствии сильных полей. Авторами работы [137] вновь поднят вопрос о связи между электрической прочностью ВП, измеренной на постоянном напряжении (после глубокого кондиционирования) и свойствами материалов электродов. При этом, как и в ранних работах, авторам не удалось выделить параметр материала электрода, который бы доминантно определял эту связь. По их мнению, величина электрической прочности ВП определяется сложной комбинацией таких параметров, как температура плавления, давление паров, теплота испарения, теплопроводность, электропроводность и работа выхода, которую определить в явном виде практически невозможно.

Использование скоростного радиографического метода исследования развития пробоя с катода, выполненного в виде тонких проволок [134], показало, что перед переходом в стадию взрывной эмиссии, процесс напоминает поверхностный разряд с формированием плазменных оболочек вокруг проволок. Не найдя подтверждение чисто эктонному механизму образования взрывоэмиссионных центров, авторы предположили, что появление эктонов, вероятно, является вторичным процессом после формирования сравнительно редкой плазмы вблизи поверхности. В тоже время, авторы отметили, что для окончательных выводов относительно того, что первично, а что вторично, необходимо повысить разрешение аппаратуры.

Новый интерес к исследованию электропрочностных свойств микрометровых и субмикронных зазоров, начатый еще в 1960-х годах, в настоящее время обусловлен развитием вакуумной микроэлектроники, микро-нано-технологии и микро-нано-механики. Обсуждается возможность перехода к системам накопления электрической энергии большой емкости с нанометровыми вакуумными зазорами [126]. В [127] исследовались предпробойные вольтамперные ха-

---

<sup>3</sup> На данном этапе вероятно, влияние оказала значительная коллаборация в крупных международных проектах по линейным ускорителям, предельные возможности которых напрямую связаны с проблемой удержания сильных электрических полей.

рактеристики и характеристики  $U_{br}(d)$  ВП с электродами из хромистой стали в пределах зазоров  $d$  от единиц до десятков микрометров. В случае исходных механически подготовленных поверхностей электродов показатель степени в выражении (1.2) составлял  $n = 0,8$ , после обработки в плазме тлеющего разряда на воздухе он становился равным  $n = 0,64$ . Оба значения находятся глубоко внутри диапазона  $0,5 < n < 1,0$ , что указывает на то, что в иницировании пробоя участвуют в значительной степени и частицы и автоэмиссионные токи. Авторам удалось измерить темновые токи на уровне пикоампер, обнаружить резкие всплески предпробойного тока и подтвердить эффект "кондиционирования предпробойными токами" [4, 50] на пикоамперном уровне. Авторы склонны считать провоцирующим фактором пробоя электростатическое испарение ионов с электродов в местах геометрического усиления электрического поля микроостриями вплоть до величин  $\sim 10^{10}$  В/м. С учетом наличия дефектного механически напряженного приповерхностного слоя и дислокаций, создающих значительные упругие напряжения, критическое поле может быть ниже и находиться в диапазоне  $\sim 10^9 - 10^{10}$  В/м [127].

Вольтамперные характеристики нанометровых ВП имеют свою специфику из-за сильного влияния объемных зарядов эмитируемых электронов. Закон Фаулера–Нордгейма соответствует лишь начальному участку характеристики, а участку, отвечающему классическому закону Чайлда–Лэнгмюра ( $I \sim U^{3/2}$ ) предшествует переходной участок ( $i \sim U^{1/2}$ ), связанный с большой вероятностью электрону туннелировать через область объемного заряда [128]. Критерий такого режима соответствует соизмеримости длины промежутка длине волны де-Бройля электрона, дающего вклад в объемный заряд  $d \sim \lambda_0 = \hbar / (2meU)^{1/2}$ . Наличие такого переходного участка подтвердилось в экспериментах [129], где использовались зазоры менее 100 нм, полученные напылением полоски алюминия, а затем ее "фрезерованием" сфокусированным ионным пучком с разрешением  $\sim 10$  нм.

Целенаправленные исследования электрической прочности плоского ВП с зазорами, регулируемые в пределах от десятков до сотен нанометров, проведены в работах [130, 131]. Вначале электрохимическим травлением вольфрамовой проволоки в 10% NaOH изготавливались вольфрамовые острия с радиусом на конце 50–200 нм. После этого два острия помещались в вакуумную камеру, и между ними прикладывалось напряжение, зажигающее дугу. В итоге, концы оплавленных проволочек обретали форму полусфер с радиусом 2–5 мкм. При характерных зазорах не более  $d = 200$  нм вакуумный промежуток можно было считать почти плоским. Эксперимент проводился в камере сканирующего электронного микроскопа и включал пьезоэлектрический манипулятор для регулировки зазора между электродами. При  $d = 20$  нм вольтамперные характеристики такой системы электродов оказались практически линейными [130]. Зависимость  $U_{br}(d)$  носила сложный характер. В диапазоне зазоров 20–60 нм напряжение пробоя не зависело от расстояния и составляло около 14 В [130]. При  $d = 60–150$  нм зависимость

$U_{br}(d)$  стремилась к линейной [130, 131], характеризуемой электрической прочностью  $E_{br} \approx 3$  МВ/см<sup>4</sup>. В диапазоне 150–600 нм характеристика становилась сверх-линейной, описываемой зависимостью  $U = 0.42 d^{1.14}$  [131] с электрической прочностью, достигающей  $E_{br} \approx 12$  МВ/см. Использование импульсов напряжения длительностью 200 нс с фронтом нарастания 30 нс при прочих равных условиях привели к 4–5-кратному увеличению электрической прочности в пределах диапазона межэлектродных расстояний 100 нм. Авторы [131] считают качество поверхности оплавленных проволочек наилучшим по отношению к поверхностям, полученным другими методами, оценивая ее шероховатость ниже 1 нм. Поэтому значения токов на уровне  $\sim 10^{-11}$  А в их опытах получились наименьшими, а значения электрической прочности наибольшими среди экспериментов, проведенных с нанометровыми ВП в других работах.

Начало 21 века характеризуется также бурным развитием численного моделирования физических процессов. Примером может служить работа [132], в которой, с целью нахождения критериев нарушения тепловой устойчивости на катоде ВП, использовалась комбинация методов конечных элементов и частиц. В работе учтены эффекты Джоуля и Ноттингама, энергетический обмен между плазмой и поверхностью катода в условиях фазовых переходов и резких изменений состояния плазмы. Успех этого исследования, отчасти, связан с возможностью рассмотрения всех процессов в одном и том же месте пространства вокруг поверхности катода (микроострия) при задании разумных условий токопрохождения на границе расчетной области, а его практическая значимость – с вопросами проектирования сильноточных устройств вакуумной электроники. Напротив, для устройств, которые призваны обеспечить качественную вакуумную изоляцию, условия возникновения пробоя оказываются зависимыми от процессов, протекающих на обоих электродах [133], которые вряд ли могут быть полностью описаны единой математической моделью развития вакуумного пробоя от момента его инициирования.

Латам [135], анализируя совокупность данных по исследованию механизмов инициирования вакуумного пробоя, полученных в течение многих лет, выделил несколько надежно установленных экспериментальных фактов о предпробойном состоянии ВП, которые должны, пролить свет на вопрос о природе первых факторов, иницирующих вакуумный пробой. Отметим (своими словами) некоторые из них, являющиеся особо актуальными (речь идет о некондиционированных, исходно чистых и гладких широких электродах).

1) При первом подъеме напряжения вольтамперная характеристика предпробойного тока имеет резкую ступень "включения" на уровне напряженности поля  $\sim 0,1$  МВ/см, переносящую точку характеристики в область токов  $\sim 10^{-6}$  А после чего ступень необратимо "размывается" в

---

<sup>4</sup> Между параметрами, приведенными в обеих статьях, есть некоторые несоответствия. Поэтому некоторые параметры и диапазоны даны здесь на основе непосредственного анализа самих характеристик, представленных в данных работах.

характеристику, подобную характеристике Фаулера–Нордгейма с чрезмерно высокими значениями поправочного коэффициента  $\beta > 200$ , физически нереальными значениями эффективной площади эмиссии и отклонением от самого закона Фаулера–Нордгейма при больших значениях напряженности поля.

2) Сила тока от одиночных эмиссионных центров при использовании анодного игольчатого сканирующего электрода (наноамперный уровень) значительно меньше, чем та, которая фиксируется от подобных одиночных центров эмиссии при использовании системы планарных электродов (микроамперный уровень).

3) Площадь покрытия поверхности анода электронными пучками чрезмерно велика и не соответствует термически равновесным поперечным скоростям электронов, эмитируемых из локальных микронных и субмикронных областей катода. Расширение пучка, проецируемого от одиночного эмиссионного центра на анод, даже при условии его старта с катода под углом  $45^\circ$  к поверхности при начальной энергии 5 эВ не должно превышать  $\sim 10$  мкм. Реально, регистрируются анодные предпробойные "пятна" диаметром 1–2 мм.

4) Спектральные характеристики катодных и анодных предпробойных "пятен" в большей степени отвечают излучению, связанному с некоторой формой процессов поверхностной релаксации, но не "чернотельному" излучению.

Отмечая резкий характер развития вакуумного пробоя, учитывая ЭПН и перечисленные выше особенности, Латам полагает, что предискровое развитие вакуумного пробоя при гладких поверхностях электродов обеспечивается выходом ограниченного количества первичных электронов из катода и электронно–фотонным обменным механизмом увеличения их потока (который еще в первой половине 20 века был признан малоэффективным). По мнению автора, при анализе эффективности этого механизма следует внимательно учитывать не только первичный перелет электронов через ВП, но и каскады возвращения вторичных электронов на анод, которые создают дополнительный поток фотонов тормозного излучения, следовательно, и дополнительный поток эмитированных фотоэлектронов.

Приведенные и другие факты, по мнению Латама, свидетельствуют о том, что первичные электроны могут покидать поверхность катода не только над потенциальным барьером или сквозь барьер, суженный сильным электрическим полем на остриях (туннелирование), но и через некие "проколы" ("pin-holes"), представляющие собой поверхностные микроструктуры, формируемые первичными электрофизическими процессами. Ранее Латамом предлагалось несколько моделей такого рода микроструктур и соответствующих механизмов выхода электронов из металла [6, 135], которые в большей степени отвечают постоянно действующему напряжению. После длительной эксплуатации отпаянных приборов замечено, что первую очередь пробой возникает в местах расположения включений, сегрегированных на границах кристалли-

тов, которые при длительном воздействии поля деформируются и образуют выступы [136].

С использованием современных методик обработки металлов удастся получить поверхности электродов, лишенные неровностей и загрязнений. При этом возникает понимание того, что факторы ограничения электрической прочности ВП могут переместиться из области микрометровых в область нанометровых и атомных масштабов [7]. Действительно, предельно чистая обработка поверхности на практике предполагает сохранение на поверхности дефектов атомных масштабов – вакансий, дефектов упаковки, отдельных атомов на поверхности, моноатомных ступеней и др. С позиции континуальной электростатики (которая в данном случае, не может обеспечить достаточную точность) отдельный атом на поверхности или грань моноатомной ступени являются слабыми концентраторами электрического поля. Однако и строгий квантово-механический расчет подтверждает слабое влияние точечных поверхностных дефектов на параметры выхода электрона в вакуум, такие как узость и высота потенциального барьера на границе металл-вакуум [138].

Вероятно, отсутствие возможности выделить группу параметров материала, определяющих свойства вакуумной изоляции, привела авторов [139] к поиску связи электрической прочности ВП с кристаллической структурой электродов. Оказалось, что электрическая прочность возрастает в ряду кристаллических структур металлов ГЦК → ОЦК → ГПУ. В этом же ряду убывает способность материалов к пластическому течению под действием механических нагрузок [140]. На основе теоретических оценок и сопоставления с экспериментальными данными, Норлундом и Джурабековой [141] было высказано предположение о том, что среди всех дефектов кристаллической структуры, которые гипотетически могли бы принять участие в инициировании радиочастотного вакуумного пробоя в ускорителях частиц, особая роль принадлежит дислокационным петлям малых размеров. Таким образом, возникла новая, *дислокационная гипотеза вакуумного пробоя*. Учитывая то, что различные варианты этой гипотезы и связанные с ней механизмы вакуумного пробоя пока не систематизированы в обзорах, остановимся на этой гипотезе более подробно.

Авторы [141] обнаружили, что сильная зависимость вероятности пробоя от амплитуды вектора напряженности поля  $E$  отвечает активационной зависимости производства дефектов под действием механических напряжений, создаваемых на поверхности металла электрическим полем:

$$\sigma_E = \varepsilon_0 E^2 / 2. \quad (1.5)$$

В итоге, вероятность пробоя может быть выражена как

$$R_{BD} = a e^{\varepsilon_0 E^2 \Delta V / k_B T}, \quad (1.6)$$

где  $a$  – некоторый свободный параметр, подгоняемый под имеющиеся экспериментальные тес-



товые результаты;  $\epsilon_0$  – электрическая постоянная;  $\Delta V$  – эффективный объем дефекта, который также подлежит определению на основе экспериментов;  $k_B$  – постоянная Больцмана;  $T$  – абсолютная температура.

Сопоставление с экспериментальными зависимостями вида  $R_{BD} = f(E^2/k_B T)$  показало, что эффективный объем дефекта соответствует диапазону  $10^4$ – $10^5$  атомных объемов; это отвечает типовым размерам призматических интерстициальных дислокационных петель порядка 8–40 нм.

В статье [142] предложен стохастический подход к прогнозированию радиочастотного пробоя на основе анализа динамики прироста  $\rho^{*+}$  и убыли  $\rho^{*-}$  концентрации подвижных дислокаций  $\rho$ . Предполагалось, что прирост дислокаций является термоактивационным процессом и связан с электромеханическими напряжениями:

$$\dot{\rho}^+ = \frac{25\kappa C_t}{G^2 b} (\rho + c) \sigma^2 e^{-\frac{E_a - \Omega \sigma}{k_B T}}, \quad (1.7)$$

Убыль дислокаций связана с их взаимодействием с другими подвижными дислокациями, и изначально существующими дефектами, а также выходом их на поверхность:

$$\dot{\rho}^- = \frac{50\xi C_t}{G} \sigma \rho (c + \rho). \quad (1.8)$$

В данных формулах  $\kappa$  – коэффициент эффективности источников;  $C_t$  – скорость звука в материале;  $c$  – исходная концентрация дефектов;  $G$  – модуль сдвига;  $b$  – вектор Бюргерса;  $E_a$  и  $\Omega$  – соответственно, энергия активации и объем источника дислокаций,  $\xi$  – поправочная константа, которая полагалась равной единице.

Полное механическое напряжение

$$\sigma = \epsilon_0 (\beta E)^2 / 2 + Z G b \rho^{1/2} \quad (1.9)$$

определяется суммой напряжения со стороны электрического поля (с учетом коэффициента усиления на микронеоднородности  $\beta$ ) и эффективного напряжения со стороны самих дислокаций. Здесь  $Z$  – параметр структуры порядка единицы.

Сопоставление зависимостей  $\rho^{*+}(\rho)$  и  $\rho^{*-}(\rho)$  показало наличие точек пересечения, низшая из которых, соответствует устойчивому состоянию, высшая – условию начала необратимого прироста  $\rho$ . (рисунок 1.6). Согласно предположению авторов высшая точка соответствует условию радиочастотного пробоя. Рассмотренная теория, в целом, основана на известных принципах построения теории взрыва. Далее авторы приступили к формулировке новой теории электрического пробоя в вакууме, связанной с флуктуацией плотности подвижных дислокаций вблизи поверхности металла, на которую оказывают действие силы, порожденные действием

поверхностных электрических сил [143].

Особая разновидность дислокационной гипотезы представлена несколько ранее в работе [203], где на основе анализа данных эксперимента [204] предполагалось возникновение так называемых предпробойных "горячих точек", предшественников взрывоэмиссионных центров. Эти точки авторы [203] связывали с электронными вихрями, которые образуются в поверхностном слое катода в начальной стадии вакуумного разряда в результате "нелинейного взаимодействия электронов проводимости с ансамблем дислокаций". Несмотря на то, что строгого обоснования механизма такого взаимодействия представлено не было, авторы обратили внимание на возможность возникновения пластической деформации, соответствующей мезоскопическому уровню пространственно-временных масштабов.

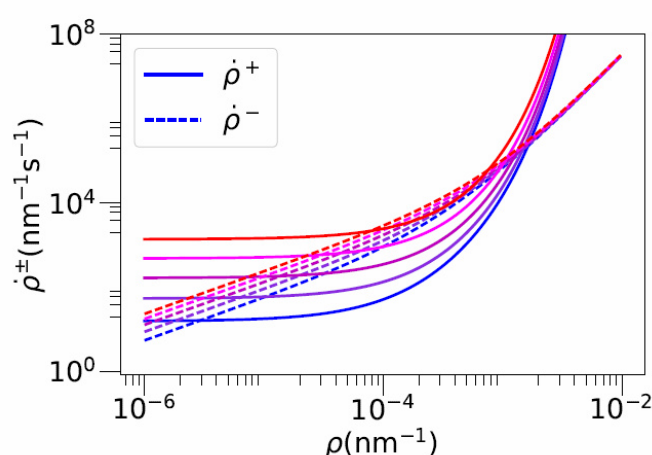


Рисунок 1.6 Характерные кривые интенсивностей генерации и рекомбинации дислокаций, согласно данным [142], соответствующие напряженностям поля 1.5, 1.9, 2.3, 2.7, и 3.1 МВ/см (от нижней к верхней кривой в каждом семействе).

Наличие концентраторов сдвиговых механических напряжений под поверхностью, например, пор или твердых включений, может снижать критические значения внешней нагрузки, при которой развиваются пластические течения, в частности растягивающее напряжения на электроды со стороны электрического поля (1.5). Как показывают расчеты методами молекулярной динамики и конечных элементов, выполненные Джурабековой с соавторами [144–146], первые полосы скольжения могут начать формироваться на границе раздела фаз матрица-включение или матрица-пора и распространяться на поверхность материала, создавая над внутренней неоднородностью круговую ступень, и соответственно, плоскую возвышенность. В свою очередь, область вокруг возвышенности может явиться местом дополнительного источника дислокаций. Дальнейшие скольжения могут создавать серию ступеней [146]. Формирующийся микровыступ может оказаться как источником дополнительных напряжений, так и источником автоэлектронной эмиссии, например, при вскрытии поверхностного слоя во время воздействия электрического поля. Такой механизм по-новому объясняет как возникновение

выступов на электродах под действием электрического поля, наблюдавшееся ранее [28], так и появление следов инородных элементов или частиц субмикронных размеров на тщательно очищенных электродах в стерильных условиях эксперимента [6, 147, 148].

Измерения зависимости вероятности пробоя  $P$  от количества поданных на ВП коротких кондиционирующих импульсов  $N$ , проведенные в работе [120], выявили, что зависимость  $P(N)$  является кусочно-экспоненциальной. Авторы считают, что существует серия первичных пробоев, не влияющих друг на друга и образующих пуассоновский поток событий. В то же время есть «взаимообусловленные» пробои, образующие пространственно-временные корреляционные последовательности, которые доминируют на первом этапе кондиционирования. Вероятно, такое поведение можно объяснить на основе результатов более поздних работ [149, 150] в которой исследовался ход импульсного кондиционирования медных электродов с различной предысторией обработки. Авторы показали, что ВП с электродами, отоженными в особо чистых условиях в водороде и вакууме, должен пройти длительный процесс тренировки импульсами пробоя, пока его электрическая прочность не достигнет некоторого предела. Того же предела, при существенно меньшем количестве кондиционирующих импульсов пробоя достигает ВП с электродами, прошедшими лишь первичную механическую обработку. Авторы полагают, что каждый кондиционирующий пробой привносит локальное механическое упрочнение материала. Такое упрочнение связано с ростом концентрации дислокаций, которые становятся стопорящими центрами друг для друга и препятствуют процессам скольжения и размножения. Посредством фиксации пробоев двумя камерами с взаимно перпендикулярными направлениями обзора установлено, что размер зерна является важным параметром, определяющим динамику кондиционирования и место появления очередного кондиционирующего импульса. Медные электроды с обычной зернистой структурой (размер зерна 10–100 мкм) обеспечивают большую частоту "некоррелируемых" пробоев в силу того, что единичный пробой модифицирует материал в радиусе порядка 100 мкм, создавая неблагоприятные условия для очередного пробоя в данном зерне. Тщательно отоженные электроды с крупным зерном размером порядка миллиметров, обеспечивают в большей степени привязку очередного пробоя к периферии модифицированной зоны и лишь после серии пробоев, покрывающих все зерно модифицированным материалом, происходит перескок пробоя в очередное случайное зерно. В ходе релаксации материала в зерне, которое было "покинуто" пробоями, увеличивается вероятность их "возвращения" в это зерно, поскольку, как предполагают авторы, в результате релаксации появляются скопления свежих (подвижных) дислокаций, которые являются важным иницирующим фактором пробоя. Учитывая условия высокой частоты подаваемых импульсов в ходе кондиционирования ВП объяснение динамики перемещения пробоев на основе дислокационной гипотезы в [149, 150] может пролить свет и на некоторые странные особенности поведения "блуждающих" катодных

пятен, наблюдавшиеся ранее Ютнером и описанные в книге Андерса [151].

Учитывая новизну, актуальность и некоторые косвенные экспериментальные подтверждения дислокационной гипотезы вакуумного пробоя, дополним представленную обзорную часть некоторыми общими соображениями. Дислокации обладают следующими свойствами, которые могут оказаться важными при провоцировании и развитии пробоя: 1) могут быть одновременно объектами объема и поверхности материала (дислокационные линии и их выходы на поверхность) [140, 207]; 2) являются элементарными носителями упругой энергии, создающими вокруг своих ядер области предельно возможных упругих деформаций [207, 215]; 3) могут концентрировать вокруг себя облака точечных дефектов [216, 217], 4) могут являться источниками зарождения трещин и продуктами развития трещин [216, 217], 5) являются центрами электронной и фотонной эмиссии при своем перемещении, взаимной аннигиляции или выходе на поверхность [218–220]; 6) обладают способностью к размножению под воздействием механических нагрузок [140, 209, 216, 217].

В дислокациях запасена значительная упругая энергия [140]:

$$W = L \frac{Gb^2}{4\pi(1-\mu)} \ln \frac{R}{r} \quad (1.10)$$

где  $G$  – модуль сдвига;  $\mu$  – коэффициент Пуассона;  $b$  – длина вектора Бюргерса;  $L$  – длина дислокации;  $r$  – радиус ядра дислокации;  $R$  – радиус зоны действия упругих сил.

Для меди ( $b = 2^{-1/2} a$  [207],  $a = 3.615 \cdot 10^{-10}$  м,  $G = 43 \cdot 10^9$  Па,  $\mu = 0.38$  [181]), из расчета на одно межатомное расстояние ( $L = a$ ,  $R/r \sim 10^5 - 10^6$ ), она составляет величину  $W_1 \approx 10$  эВ, то есть превышает энергию связи атома в кристалле и работу выхода электрона в вакуум.

На основе анализа литературы и собственных результатов исследования следов на поверхности ускоряющих структур компактного линейного коллайдера (CLIC) авторы [152] предположили, что первый ВЧ пробой на гладкой поверхности металла может быть следствием так называемого пред-плавления – предельным случаем электромиграции поверхностных атомов материала, при котором электрическим полем напряженностью  $\sim 1$  МВ/см снимаются активационные барьеры и в течение единиц наносекунд формируются наноразмерные конусы Тейлора. Появлению очагов пред-плавления способствуют дефекты структуры, такие как выходы винтовых дислокаций, адсорбционные слои, особенно оксиды и слои органических осадков.

Новая волна исследований по теме инициирования вакуумного пробоя в Институте сильноточной электроники (ИСЭ СО РАН) связана с разработкой метода очистки электродов импульсным плавлением приповерхностного слоя сильноточным широкоапертурным пучком электронов. Такая обработка, одновременно с полирующим эффектом, позволяет испарить или, в крайнем случае, растворить в основной матрице не только поверхностные загрязнения, но и включения примесей и вторых фаз [153, 154]. Появилась надежда приблизиться к теоретиче-

скому пределу  $E_0$  электрической прочности плоского ВП при воздействии коротких (20–100 нс) импульсов. Помимо решения этой фундаментальной задачи, потребность в продолжении исследования наносекундного пробоя в широких миллиметровых и сантиметровых ВП возникла в связи с разработкой в Институте мощных источников ВЧ-излучения. Однако в итоге оказалось, что достигнутые значения импульсной электрической прочности ВП, хоть и являлись, действительно, рекордными для миллиметровых промежутков, оставались значительно ниже  $E_0$ . В то же время, исследования А. В. Батракова, С. А. Онищенко и Д. И. Проскуровского совместно с американскими учеными из Национальных Лабораторий «Сандия» во главе с Д. Джонсоном на двух испытательных высоковольтных импульсных стендах привели к ряду новых интересных результатов. Отметим некоторые наиболее интересные и парадоксальные особенности наносекундного пробоя с 2–3-кратным уровнем перенапряжения, которые установлены в этой серии работ.

1) С помощью эмиссионного сканера было показано, что в ряде случаев достигалось предельно чистое состояние поверхности электродов, соответствующее отсутствию всякой предпробойной электронно-эмиссионной активности на наноамперном уровне [133]. Эмиссионная активность не проявлялась даже тогда, когда напряженность поля вблизи катода под сканирующим игольчатым анодом превышала ту импульсную электрическую прочность, которая впоследствии регистрировалась в ходе приближения к тому же катоду плоского анода [133].

2) Установлено, что при переходе к короткоимпульсному тестированию ВП сохраняется ЭПН, по крайней мере, в диапазоне амплитуд пробивных напряжений от 200 до 500 кВ [155]. ЭПН традиционно объясняется перелетом через промежуток довольно массивных многоатомных заряженных частиц [1, 4], способных накопить кинетическую энергию, достаточную для перевода части материала в пар. Простые же оценки показывают, что перелететь миллиметровый промежуток за несколько десятков наносекунд способны лишь отдельные ионы или, в крайнем случае, очень малые заряженные кластеры атомов с чрезмерно большим зарядом [155] (см. также оценки в разделе 6.1).

3) Искусственное загрязнение поверхности электродов субмикронными металлическими частицами (*особенно анода*) резко снижает импульсную электрическую прочность ВП [133, 155]. Увязать этот эффект с механизмом пробоя по Крэнбергу, обусловленным ударом многоатомной заряженной частицы о противоположный электрод, не удастся (см. выше, п.2). Более того, влияние внесенных частиц на электрическую прочность ВП оказалось противоположным влиянию по механизму Крэнберга, в том смысле, что загрязнение частицами приводит к исчезновению ЭПН. В области малых длин промежутка ЭПН пропадает, как схематично показано на рисунке 1.7, в то время как в области длинных межэлектродных промежутков ЭПН и соответствующая ему зависимость (1), свойственная электродам, не загрязненным частицами, сохраня-

ется:

$$E_{br} = \begin{cases} E_{th} = \alpha d_{th}^{-1/2}, & d < d_{th} \\ \alpha d^{-1/2}, & d > d_{th} \end{cases}, \quad (1.11)$$

Пороговое значение межэлектродного расстояния  $d_{th}$  увеличивается, а соответствующая ему предельная электрическая прочность  $E_{th}$  уменьшается с увеличением концентрации загрязняющих частиц на поверхности анода. Очевидно, что идеально чистая поверхность электродов не может соответствовать условию  $d_{th} = 0$ . Должно существовать предельное значение  $d_{th} \rightarrow d_0$ , которое характеризует «последний» фактор, ограничивающий электрическую прочность ВП, не связанный с загрязнениями поверхности. Если считать, что этот неустранимый фактор связан с порогом интенсивной автоэлектронной эмиссии, то полагая  $E = E_0 \sim 10^{10}$  В/м [49, 78], и оценивая из [155]  $\alpha \approx 5 \cdot 10^6$  В·м<sup>-1/2</sup>, получим  $d_0 \sim 0.25$  мкм, что является малой величиной, но соответствующей предельной величине межэлектродного пространства [16], где коэффициент усиления поля приближается к единице.

4) С использованием раскаленных электродов было показано, что десорбция газов не играет существенной роли в инициировании пробоя при длительности импульса 100 нс [156]. Поэтому этот фактор нельзя рассматривать как причину ЭПН при воздействии коротких пульсов напряжения.

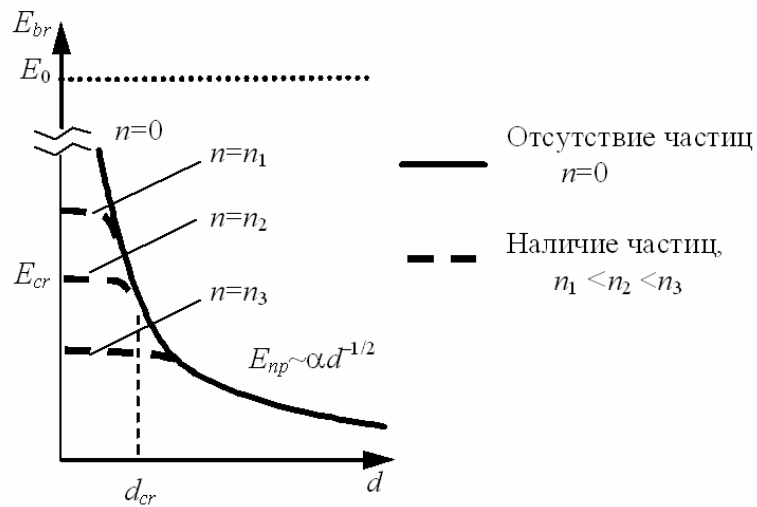


Рисунок 1.7. Зависимость импульсной электрической прочности ВП от длины ВП (схематично).

Более поздние работы [118, 119], выполненные авторами из Военно-морской исследовательской лаборатории США на импульсном 50-нс напряжении амплитудой 1 МВ подтвердили наличие ЭПН. В экспериментах использовались стальные и алюминиевые электроды почти плоского ВП (со сферической поверхностью анода большого радиуса). В [118] было показано, что не только загрязнения (как в работе [156]), но и наведение шероховатости на анод сильно снижает электрическую прочность ВП. Аналогичное наведение шероховатости на катод менее

влияет на электрическую прочность. С другой стороны, покрытие поверхности катода достаточно толстой пленкой диэлектрика повышает электрическую прочность. Позже в [119] было сделано заключение о том, что при равной обработке электродов пробой инициируется анодом.

В работе [119] авторы модифицировали геометрию электродов. Они использовали катод с отверстием, а радиус анода и амплитуду напряжения (400 кВ) подобрали так, чтобы сфокусировать ионы в отверстие и проанализировать их состав специальным датчиком. С учетом ранее полученных данных в работе [118], для усиления потока ионов авторы искусственно повышали шероховатость анода, а поверхность катода покрывали анодированной пленкой с целью подавления его инициирующей активности в пробое. Было обнаружено, что при воздействии напряжения без возникновения плазмы с анода появляются потоки ионов водорода, дейтерия, железа и молекулярного кислорода. При возникновении анодной плазмы потоки ионов усиливались; в общий поток добавились ионы углерода и атомарного кислорода, появлялось размытие энергетического спектра всех элементов, и возникал поток нейтралов. Авторы предположили, что электрополевая десорбция ионов с анода все же является инициирующим фактором пробоя.

В ходе изучения работ по вопросу о природе инициирования вакуумного пробоя (многие из них не вошли в обзор, приведенный выше, другие будут упомянуты отдельно в следующих главах) выявляется драматическая картина столкновений множества альтернативных научных школ. При этом свою научную позицию исследователям часто приходилось менять в ходе проведения последовательности уточняющих экспериментов. Значительным событием во всем множестве исследований вакуумного пробоя явилось открытие взрывной электронной эмиссии, которое несколько успокоило научную общественность. Для многих исследователей это открытие фактически трансформировалось в аксиому об инициировании вакуумного пробоя исключительно на катоде. Однако в ходе прочтения основополагающей книги [2] становится понятным, что авторы не склоняют читателя к такой аксиоме. Вопрос о причинах (а не о факте!) возникновения первого взрыва на *плоском* катоде стоит отдельно, в связи с чем, авторы дают перечень сформулированных к тому времени гипотез, и, как вариант, предлагают свою модель развития тепловой неустойчивости на катоде, обусловленной протеканием тока автоэлектронной эмиссии через микроострие.

В настоящее время стало понятно, что колоссальные усилия, затрачиваемые на обеспечение чистоты и гладкости поверхности электродов приводят к весьма скромным результатам в отношении усиления вакуумной изоляции [7]. При этом пробивная напряженность поля по-прежнему зависима от межэлектродного расстояния даже в условиях воздействия наносекундных импульсов. Отсюда встает вопрос о природе тех первичных *нетепловых* изменений в структуре материала *обоих* электродов вызванных воздействием электрического поля напряженностью свыше 1 МВ/см, которые затем внезапно приводят к локально-микроскопическому

перегреву и зарождению первой искры на катоде.

Из представленного выше обзора сделаем следующие обобщающие выводы, а также определим для краткости дальнейшего изложения некоторые термины и обозначения.

1. Теория инициирования вакуумного пробоя на текущий момент представляет собой совокупность гипотез и теоретических моделей, которой соответствует множество механизмов.

Факторами, реализующими эти механизмы и создающими первичные паро-плазменные образования в ВП являются: микровыступы и микроострия на катоде; диэлектрические (полупроводниковые) включения и пленки; слои адсорбированного газа; выходы межкристаллитных границ; слабо связанные с поверхностью электродов многоатомные частицы; поры и трещины; линейные дефекты кристаллической структуры; продукты предшествующей взрывной эрозии (острые фрагменты, частицы, трещины), воспроизводящие условия пробоя и другие неоднородности поверхности и структуры материала электродов. Возможность доминирования каждого фактора в инициировании пробоя подтверждается экспериментально при соответствующих благоприятных условиях его проявления (неконтролируемых или искусственно созданных) и при соответствующих скоростях подъема напряжения.

Длительные процессы подготовительной стадии пробоя ВП, протекающие в ходе постепенного подъема напряжения, могут быть связаны: с электрохимическими изменениями в пленке собственного оксида и диэлектрических включениях электродных поверхностей [6, 90]; с поверхностной миграцией молекул адсорбированного газа [12, 13, 157] и собственных атомов [28, 29, 158], облегченной электрическим полем; с ионной бомбардировкой электродов, усиленной межэлектродным обменом ионами, электронами и фотонами [21, 99]; с темновыми токами (как фактора разогрева и термической перестройки кристаллической структуры поверхности электродов) [28, 74, 75] и другими явлениями.

Менее длительные процессы, провоцирующие пробой, связаны: с перелетом через промежуток многоатомных заряженных частиц [27, 30, 56]; с пластическими эффектами в материале в окрестности включения или поры, приводящими к микроскопической деформации поверхности [144–146]; с катодными эмиссионными токами умеренной плотности, приводящими к разогреву локальных участков анода до состояния деформации, плавления и испарения [5, 29, 75]; с возникновением катодно-полостного разряда в объеме открытой поры или трещины [113].

Наиболее скоростным механизмом инициирования вакуумного пробоя считается процесс взрывного перегрева микроострия изначально высоким током автоэлектронной эмиссии в условиях импульсного перенапряжения [3, 5, 159]. Явления, приводящие к резкому переключению режима протекания предпробойных токов суб-наноамперного уровня (то есть, в отсутствие концентратора поля) к режиму взрывной эмиссии с уровнем тока свыше 0,1 А, практически не изучены.



2. Экспериментальная проверка принципиальной возможности (или невозможности) достичь теоретического предела  $E_0$  электрической прочности широкого ВП может оказаться осуществимой, если исключить действие неконтролируемых инерционных факторов, используя для испытания ВП короткие импульсы напряжения длительностью не более десятков наносекунд.

В дальнейшем, для краткости изложения материала понятие **"импульсный пробой"** будет означать первый и единственный пробой в плоском ВП при значительном импульсном перенапряжении (если не будут даны какие-либо дополнительные оговорки). На равных правах с термином "импульсный пробой", там, где необходимо, будут также употребляться термины **"короткоимпульсный пробой"** или **"наносекундный пробой"**. Соответственно, будут также использоваться понятия **"импульсная электрическая прочность" (ИЭП)** – амплитудное значение напряженности электрического поля в плоском ВП, при котором произошел первый импульсный пробой, а также **"импульсная электронная эмиссия"** – эмиссия из разных участков катода разного уровня интенсивности, регистрируемая в условиях импульсного перенапряжения.

3. Какими бы ни были катодные и/или анодные подготовительные процессы до-искровой фазы пробоя, самостоятельный пробой ВП развивается через стадию взрывной электронной эмиссии на катоде.

На текущий момент единственной теоретически обоснованной концепцией до-искровой фазы пробоя, приводящей к искре, является разогрев изначально существующего на катоде микроострия автоэлектронными токами. Установление экспериментального факта возникновения микровзрывов на изначально гладкой и чистой поверхности катода требует исследования механизмов предшествующего внезапного изменению кристаллического порядка поверхностного слоя, сопровождаемого ростом пред-искровой проводимости ВП.

4. Какой бы ни была природа *самого первого процесса* в цепи процессов, приводящих к пробую широкого ВП, его активность должна определяться значением напряженности электрического поля  $E=U/d$ , но не полным напряжением на промежутке  $U$  и длиной промежутка  $d$  в комбинации, отличной от отношения  $U/d$ . Характерный для миллиметровых–сантиметровых зазоров эффект полного напряжения (ЭПН) [1, 4, 6, 14, 155] свидетельствует о том, что *до-искровой этап* инициирования пробоя состоит из череды (как минимум двух) процессов, первый из которых связан с изменением состояния электродов в электрическом поле, последний связан с переносом частиц через ВП. В связи с этим следует особо обратить внимание на установленный факт первичной предпробойной эмиссии ионов с анода, независимой от электронной эмиссии с катода [14, 116–119].

5. ЭПН, проявляющийся при наносекундном пробое миллиметровых ВП с чистыми элек-

тродами [155], может быть связан с переносом через ВП только легких частиц: ионов, электронов, фотонов. Загрязнение поверхности электродов свободными многоатомными частицами устраняет ЭПН при импульсном пробое [133, 155], резко снижая ИЭП. Поведение многоатомных частиц в ходе их отрыва импульсным электрическим полем от электрода и их влияние на локальные электрофизические условия вблизи электрода требуют отдельного исследования.

6. Электрическая прочность плоского ВП зависима от материала электродов. Эту зависимость традиционно связывают с некоторой, до конца неопределенной, комбинацией механических, теплофизических и других параметров материала. При исследовании импульсного пробоя ВП следует учесть недавно обнаруженную связь электрической прочности ВП с кристаллической структурой материалов электродов, которая во многом определяет их восприимчивость к дефектообразованию под влиянием электромеханических нагрузок [139].

7. Остаточное давление в вакуумной камере вплоть до значений  $\sim 10^{-3}$  Па не влияет на импульсную электрическую прочность ВП, находящихся при комнатных температурах. Этот экспериментально установленный факт снимает вопрос о необходимости применять дорогостоящие методы получения глубокого вакуума с целью достижения предельных изоляционных свойств вакуумного пробоя: для этого можно обойтись типовыми безмасляными средствами откачки.

8. В исследованиях предельных электроизоляционных возможностей вакуума принципиально важным является использование бесконтактной технологии полировки электродов широкоапертурным импульсным электронным пучком, который позволяет получить в пределах 5–10 мкм от поверхности однородную нано-микроструктуру, очищенную от примесей [161, 163]. Эта технология позволяет существенно понизить предпробойную проводимость ВП и поднять электрическую прочность ВП [153, 155].

Приведенный выше краткий обзор работ и выводы свидетельствуют о том, что совокупности текущих знаний о явлениях, инициирующих импульсный пробой ВП с электродами, обладающими чистой и гладкой поверхностью, недостаточно. При сочетании тщательной очистки электродов и использовании коротких одиночных тестирующих импульсов напряжения удастся создавать значительные перенапряжения в ВП, что дает уникальную возможность управляемо фиксировать предпробойное состояние ВП по многим параметрам, включая распределение, интенсивность и кинетику до-искровой эмиссионной активности в ВП, подавив при этом значительное множество инерционных факторов, инициирующих вакуумный пробой при воздействии постоянного или длительно-импульсного напряжения.

## **Глава 2. Базовое экспериментальное оборудование для исследования импульсного вакуумного пробоя**

### **2.1. Установка для импульсного плавления поверхностного слоя электродов**

*Первым условием*, необходимым для выявления факторов ограничения ИЭП ВП, связанных с внутренним строением электродных материалов, является предельная очистка и сглаживание поверхности электродов для получения воспроизводимого состояния ВП перед первым пробоем. Традиционные методики обработки поверхности электродов предполагают контакт материала с инородными средами (химическими реагентами, абразивами, плазмой и т. д.) и, соответственно, замещение имеющихся сравнительно крупных химических и геометрических неоднородностей поверхности вторичными, менее выраженными неоднородностями. Автоматически встает проблема дальнейшей очистки электродов и от этих неоднородностей. Большой проблемой является наличие в металлических поликристаллах сегрегированных фаз и других видов включений, оказавшихся на поверхности электрода и сильно привязанных к матрице.

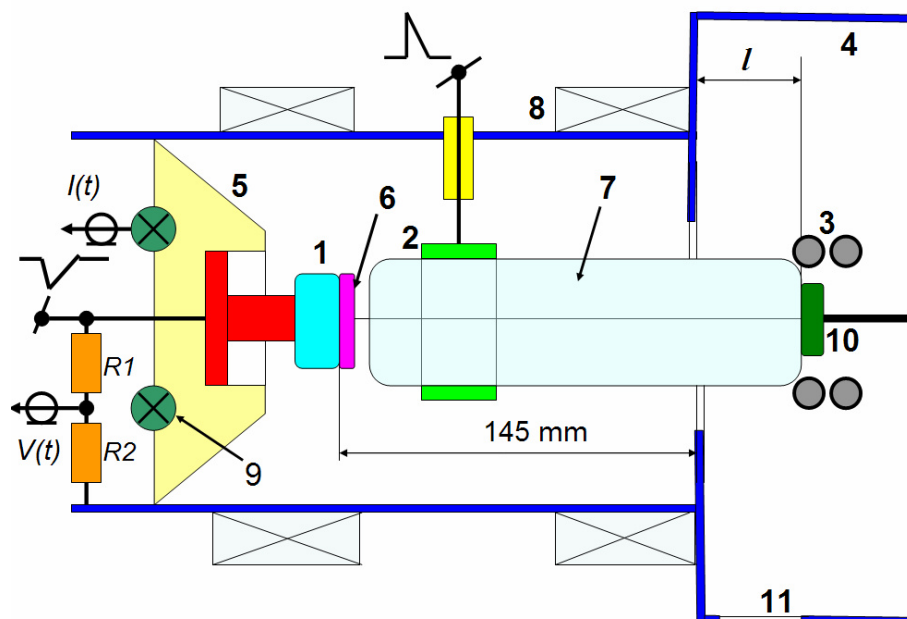
Загрязнения и выступы на поверхности электродов приводят к значительной неопределенности в величине электрической прочности ВП перед первым пробоем  $E_1$ . На практике, в ущерб сложно реализуемым возможностям достичь предельной электрической прочности ВП, ее стабильность чаще всего обеспечивается кондиционированием множеством последовательных пробоев. В ходе кондиционирования исходные провокаторы пробоя автоматически заменяются менее активными провокаторами, связанными с появлением эрозионных кратеров. Лишь при использовании катода малой площади (фактически, острейного, обладающего малой электрической емкостью) и геометрическом усилении на нем электрического поля удастся осуществить воздействие импульсами длительностью порядка единиц наносекунд, которое удаляет эмиссионные микроточки (термин [81]) без образования кратеров. В итоге, поверхность острейного катода становится абсолютно гладкой [81].

При подготовке электродов следует также учесть возможность наличия неоднородностей не только на поверхности, но в приповерхностном объеме, которые могли бы привести к разрушению поверхности "изнутри". Численными расчетами показана возможность развития пластических процессов с границ внутренней поры [145] или инородного включения [146] субмикронных размеров, где концентрируются механические напряжения, вызванные давлением электрического поля на поверхность электрода. При соизмеримых размерах поры (включения) и глубины ее (его) залегания под поверхностью пластические сдвиги могут привести к росту выступа на поверхности и появлению отслоений материала.

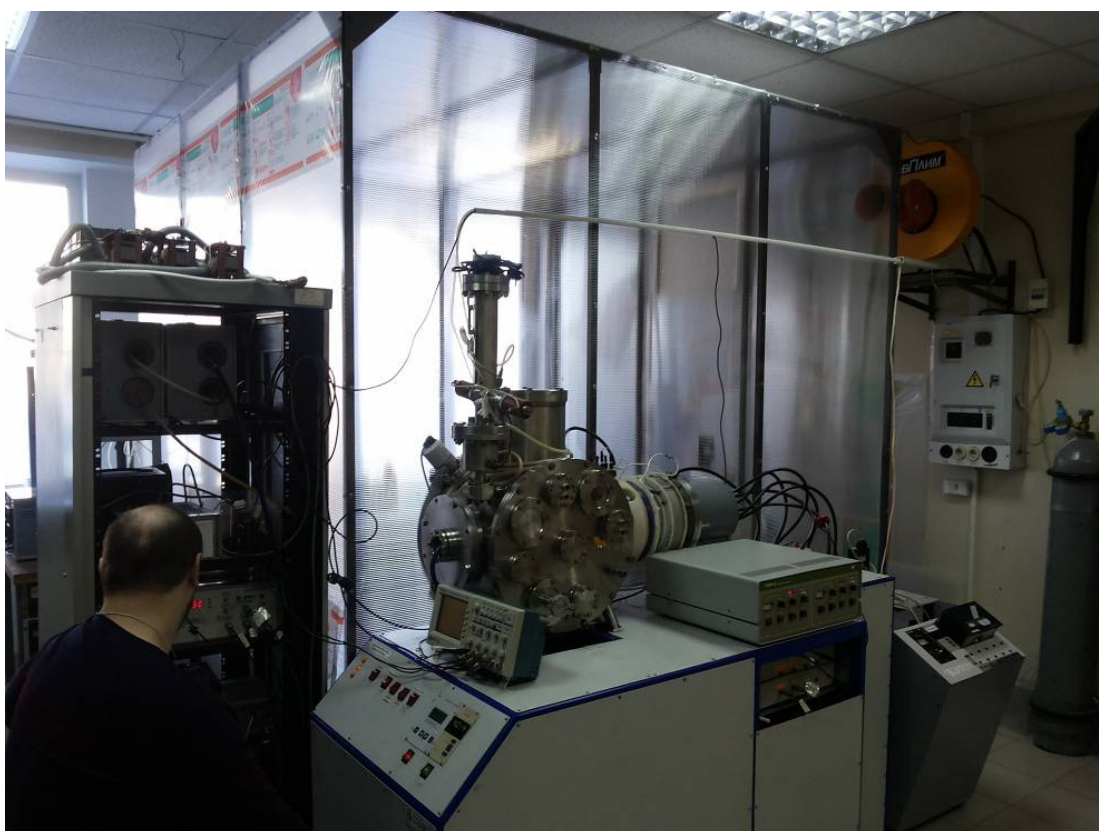
Революционным шагом к предельной очистке поверхностных слоев металлов явилась разработка и внедрение в Лаборатории вакуумной электроники ИСЭ СО РАН метода Импульсного Плавления Поверхности (ИПП) Низкоэнергетическим Сильноточным микросекундным Электронным Пучком (НСЭП) [153, 154, 161–163]. В процессе облучения пучком металлической мишени в течение нескольких микросекунд ее поверхностный слой толщиной несколько микрон нагревается до состояния плавления и частичного испарения. В результате (при)поверхностные загрязнения удаляются, а примеси разлагаются, испаряются или растворяются в кристаллической основе. После окончания импульса часть примесей выносятся кристаллизационным фронтом на поверхность. Многократное ИПП приводит к существенной очистке поверхности от примесей и значительному повышению ИЭП ВП [153, 154, 161–163]. Немаловажным в этой процедуре является одновременное покрытие импульсным пучком всей рабочей поверхности электрода, поскольку обработка в сканирующем режиме тонким электронным пучком привела бы к проблеме сегрегации примесей вдоль поверхности в соответствии с траекторией движения электронного луча.

В рамках данной работы ИПП НСЭП являлось базовой обработкой поверхности основной части электродов с обычной поликристаллической структурой, которая осуществлялась на установке «РИТМ-М». Схема установки и ее внешний вид показан на рисунке 2.1. Давление остаточных газов в вакуумной камере установки составляло около  $3 \times 10^{-4}$  Па, давление рабочего газа (аргон) составляло, в среднем,  $5 \times 10^{-2}$  Па. В общих чертах цикл обработки выглядит следующим образом. Вначале в трубе транспортировки пучка создается импульсное ведущее продольное магнитное поле с индукцией 0,15–0,18 Тл при разряде батареи конденсаторов на соленоид (рисунок 2.1, *а*). Как только магнитное поле достигает максимума, к кольцевому аноду прикладывается положительный импульс амплитудой 5 кВ. Анод, взрывоэмиссионный катод и мишень (обрабатываемый электрод) образуют ячейку Пеннинга. После перехода Пеннинговского разряда в сильноточную стадию, между катодом и коллектором формируется плазменный столб (плазменный анод) с требуемой плотностью заряженных частиц  $(3\text{--}5) \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$ . Через 20–30 мкс после этого на катод подается ускоряющий импульс амплитудой 15–40 кВ длительностью 2,5–2,8 мкс. Электрическое поле концентрируется в узком катодном ионном слое и возбуждает взрывную эмиссию на катоде, производя катодную плазму. Электроны, эмитированные из катодной плазмы, ускоряются в слое между катодной и анодной плазмами и транспортируются к мишени в объеме анодной плазмы. При фиксированной емкости накопителя 3 мкФ плотность энергии электронного пучка определяется напряжением его зарядки, давлением рабочего газа, расстоянием от катода до мишени и конфигурацией магнитного поля в области мишени. При правильно выбранных параметрах НСЭП в течение 30–100 импульсов пучка, поданных на мишень, большинство загрязнений в пределах нескольких микрон испаряются

или растворяются в матрице мишени (рисунки 2.2, 2.3).



а)



б)

Рисунок 2.1. Схема (а) и внешний вид (б) установки РИТМ-М.

1 – катод; 2 – анод отражательного разряда; 3 – индуктор для нагрева мишени; 4 – камера; 5 – изолятор; 6 – катодная плазма; 7 – анодная плазма, 8 – соленоид, 9 – пояс Роговского (датчик тока), 10 – электрод, 11 – смотровое окно.  $R1$ ,  $R2$  – активный делитель напряжения.

Примечание. Загрузочный фланец находится внутри беспылевой кондиционированной зоны (б).

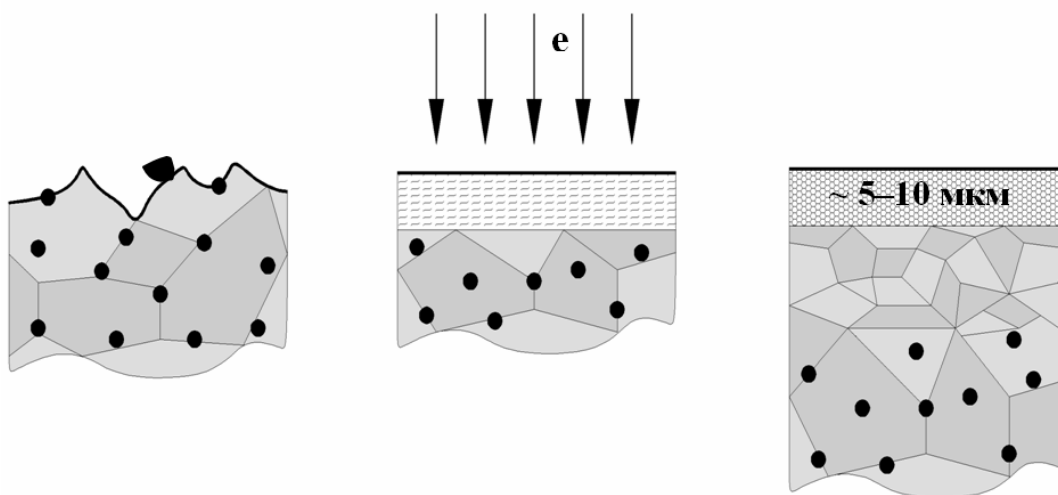


Рисунок 2.2. Схема очистки и модификации приповерхностного слоя металлической мишени при ИПП НСЭП.

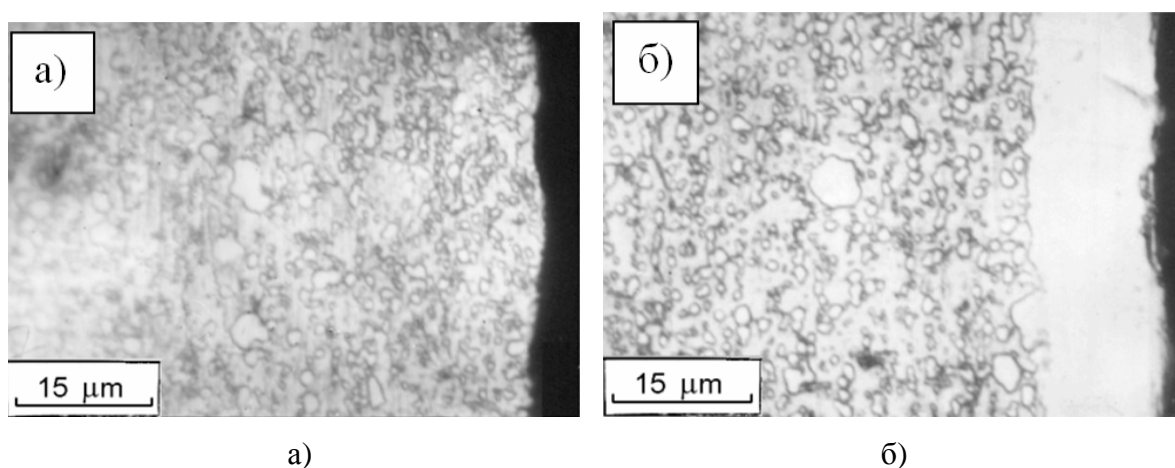
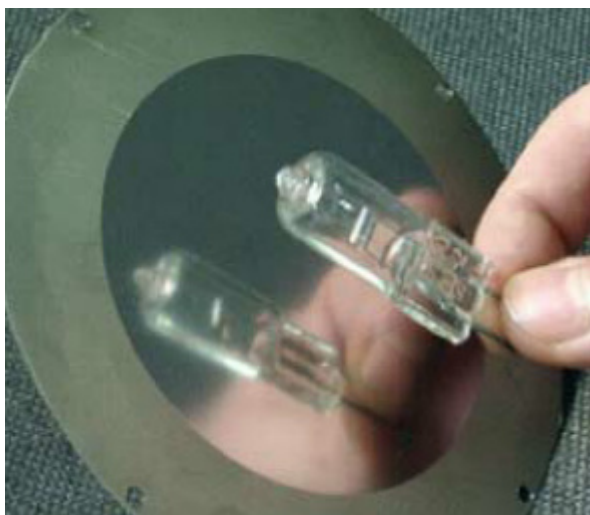


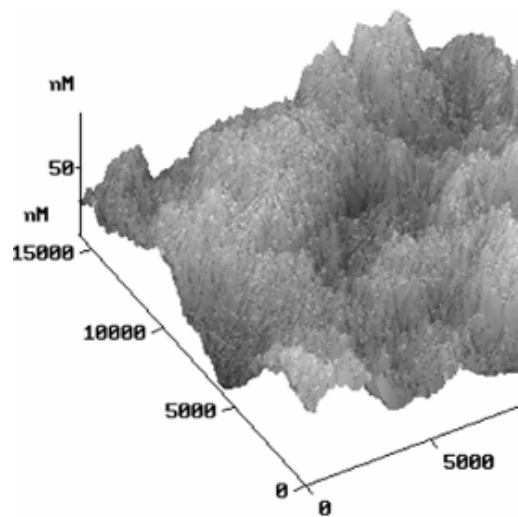
Рисунок 2.3. Структура поперечного сечения стали 440А перед (а) и после (б) облучения НСЭП в режиме интенсивного плавления и испарения (по данным [154]).

На рисунке 2.4, а проиллюстрирован эффект полировки пучком фольги из титана, а на рисунке 2.4, б – характерный рельеф обработанного пучком участка, полученный с помощью атомно-силового микроскопа.

Известно, что коррозионные явления в значительной мере связаны с гальваническими процессами, обусловленными включениями и вторыми фазами. На рисунке 2.5 показан результат несложного теста. После облучения пучком электронов  $\frac{1}{2}$  части фольгового электрода, отштампованного из нержавеющей стали (другая половина экранировалась от пучка дополнительной фольгой), он был помещен в замкнутый объем, содержащий водный 1:2 раствор соляной кислоты. Результат, представленный на фотографии, соответствует выдержке электрода в парах кислоты в течение 15 часов. Видно, что часть фольги, не подвергшаяся действию пучка, покрылась сплошным слоем оксида, в то время как на облученной пучком части фольги коррозионные процессы имели сравнительно слабый, очаговый характер.



а)



б)

Рисунок 2.4. Автограф электронного пучка на титановой фольге после обработки НСЭП [164] (а). Характерный рельеф титановой фольги после ИПП, полученный с помощью атомно-силового микроскопа (б).



Рисунок 2.5. Влияние ИПП на коррозионную стойкость нержавеющей стали в парах соляной кислоты: левая половина была экранирована от воздействия НСЭП, правая половина обрабатывалась НСЭП в стандартных режимах.

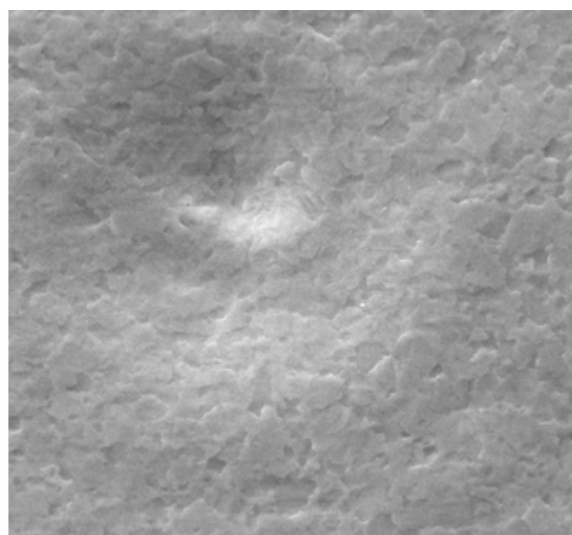


Рисунок 2.6. Поверхность титана марки VT1-00 после обработки НСЭП и след от поверхностного включения, вскрытого и испаренного первыми импульсами пучка, заглаженный последующими импульсами.

Вопрос о причинах и механизмах образования кратеров на поверхностях металлов при их облучении электронным пучком или лучом лазера до сих пор дискутируется [161, 163]. Установлено, что чаще всего кратеры образуются при первых выстрелах пучка в местах локализации инородных включений, состоящих из сульфидов, карбидов, оксидов. На рисунке 2.6 пока-

зан фрагмент поверхности титана марки ВТ1-00 после 30-кратного воздействия НСЭП, содержащий один из типовых мелких углублений, которыми статистически равномерно, с плотностью  $\sim 100 \text{ см}^{-2}$ , покрыта поверхность мишени. Выявить разницу в элементном составе материала внутри и снаружи углублений не удастся, что свидетельствует о достаточно высокой степени очистки поверхности методом ИПП.

Обработка НСЭП сопровождается модификацией кристаллитной структуры при резком остывании узкого слоя расплавленной фазы со скоростью  $\sim 10^9 - 10^{10} \text{ К/с}$  [154, 163] (рисунок 2.3). Оплавленная поверхность материала характеризуется высоким уровнем остаточных напряжений (40–80 МПа) [164] и высокой ( $10^9 - 10^{10} \text{ см}^{-2}$ ) плотностью дислокаций [163, 166–168]. В ходе дальнейшего изложения материала (раздел 3) станет понятно, что такое состояние поверхности электродов, привнесенное ИПП наряду с полировкой и очисткой поверхности может оказаться важным для электрического упрочнения ВП.

## 2.2. Испытательный стенд

*Вторым условием*, необходимым для выявления факторов ограничения ИЭП, действующих в материале, является использование импульсов напряжения с эффективной длительностью не более десятков наносекунд. Этого времени достаточно для получения эрозионных меток на поверхности электродов, подтверждающих факт пробоя, развивающегося через быстропротекающие механизмы инициирования, но этого времени недостаточно для развития большинства известных, более инерционных механизмов пробоя, описанных в литературе.

При сочетании метода ИПП и наносекундных тестирующих импульсов напряжения удастся создать 3–5 кратные перенапряжения в ВП по отношению к типовым значениям  $E_{br}$ , характеризующим статическую электрическую прочность тех же ВП. При наличии скоростной чувствительной аппаратуры это дает уникальную возможность фиксировать распределение, интенсивность и кинетику предпробойной эмиссионной активности катода, характеризующей широкий спектр локальных источников электронов (а не только наиболее интенсивных эмиссионных точек) (см. главу 4).

На рисунке 2.7 показана схема стенда "Пробой-2" для тестирования ВП короткими импульсами (а) и его фотография (б) в простейшей конфигурации (без периферийного оборудования). Основа стенда была разработана А. В. Батраковым. Составляющими стенда являются: вакуумная камера **1**, генератор импульсов напряжения (ГИН) **2**, переходная камера **б** и система откачки, состоящая из форвакуумного насоса **3** и турбомолекулярного насоса **4**. Рабочее остаточное давление в камере составляет около  $10^{-6}$  Торр. Нагреватель **5** для обезгаживания стенок камеры состоит из восьми галогеновых ламп, установленных на корпусе отражателя, опоясы-



вающего корпус вакуумной камеры. На уровне расположения электродной пары вакуумная камера снабжена 4-мя фланцами расположенными под углом  $90^\circ$ . Два фланца служат для присоединения устройств дополнительной очистки – источника атомарного водорода, устройства ионной очистки и др. На двух оставшихся фланцах закреплены смотровые окна **11**, служащие для наблюдения и фотографирования разрядных процессов в промежутке. Переходная камера **6** служит для размещения балластного резистора, емкостного делителя напряжения, регулируемого срезающего разрядника **12** и крепления проходного изолятора **13**. Объем переходной камеры заполняется элегазом под давлением 2,5–3 атм. Элегаз одновременно служит защитой от пробоя по поверхности резистора и рабочим газом для регулируемого разрядника с перестройкой момента срезания импульса относительно его начала в диапазоне времени от 20 нс до 400 нс.

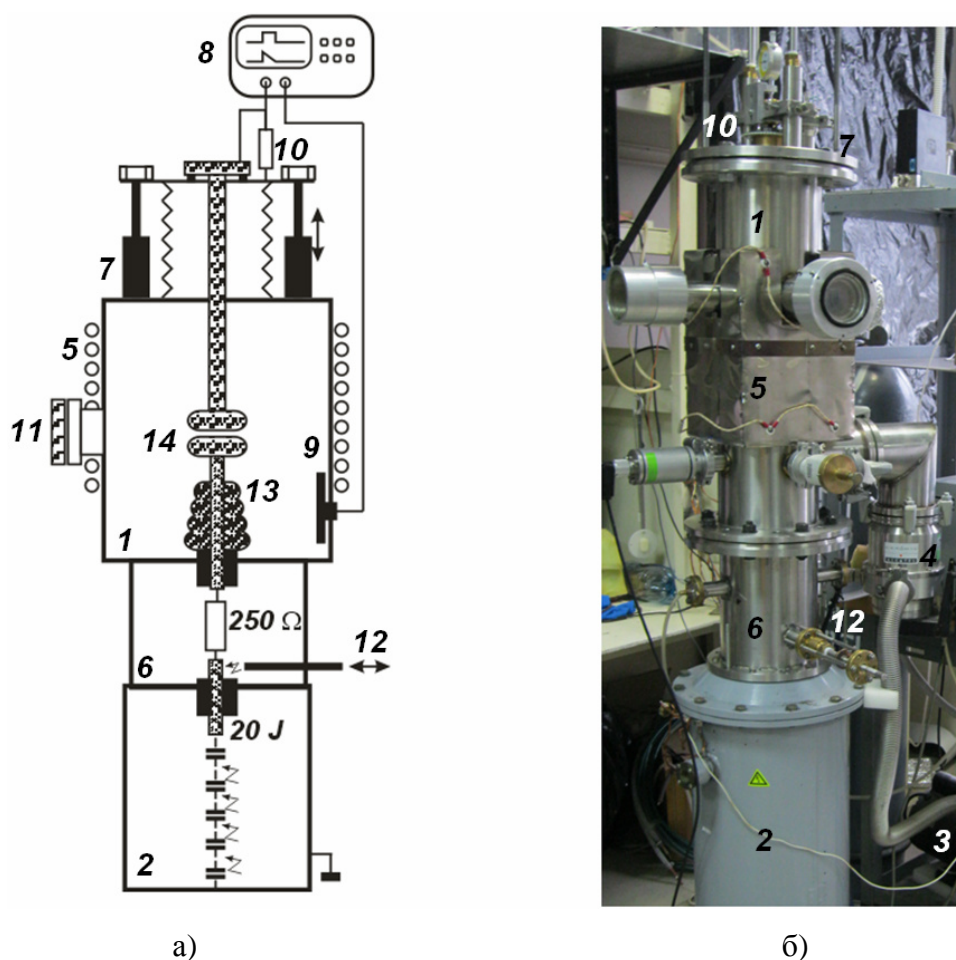


Рисунок 2.7. Исследовательско-испытательный стенд «Пробой - 2»: схема (а) и внешний вид (б). 1 – вакуумная камера; 2 – ГИН; 3 – форвакуумный насос; 4 – турбомолекулярный насос; 5 – система нагрева камеры; 6 – переходная камера; 7 – крышка камеры; 8 – осциллограф; 9 – емкостной делитель; 10 – шунт; 11 – окно визуального контроля (показано одно из двух); 12 – срезающий разрядник; 13 – проходной изолятор; 14 – электродная пара.

В крышке камеры **7** смонтирован механизм перемещения подвижного электрода и шунт **10**, использовавшийся для измерения тока в цепи ВП. Одна из конфигураций манипулятора пока-

зана на рисунке 2.8 (сохранена нумерация составных частей, принятой для рисунка 2.7). В этой конструкции подвижный электрод крепится на шток, перемещаемый тремя микрометрическими винтами **15**. Герметичность конструкции обеспечивается сильфоном **16**. Неподвижный электрод устанавливается на корректирующий узел **17**, компенсирующий смещение и отклонение изолятора относительно оси камеры (рисунок 2.8, а).

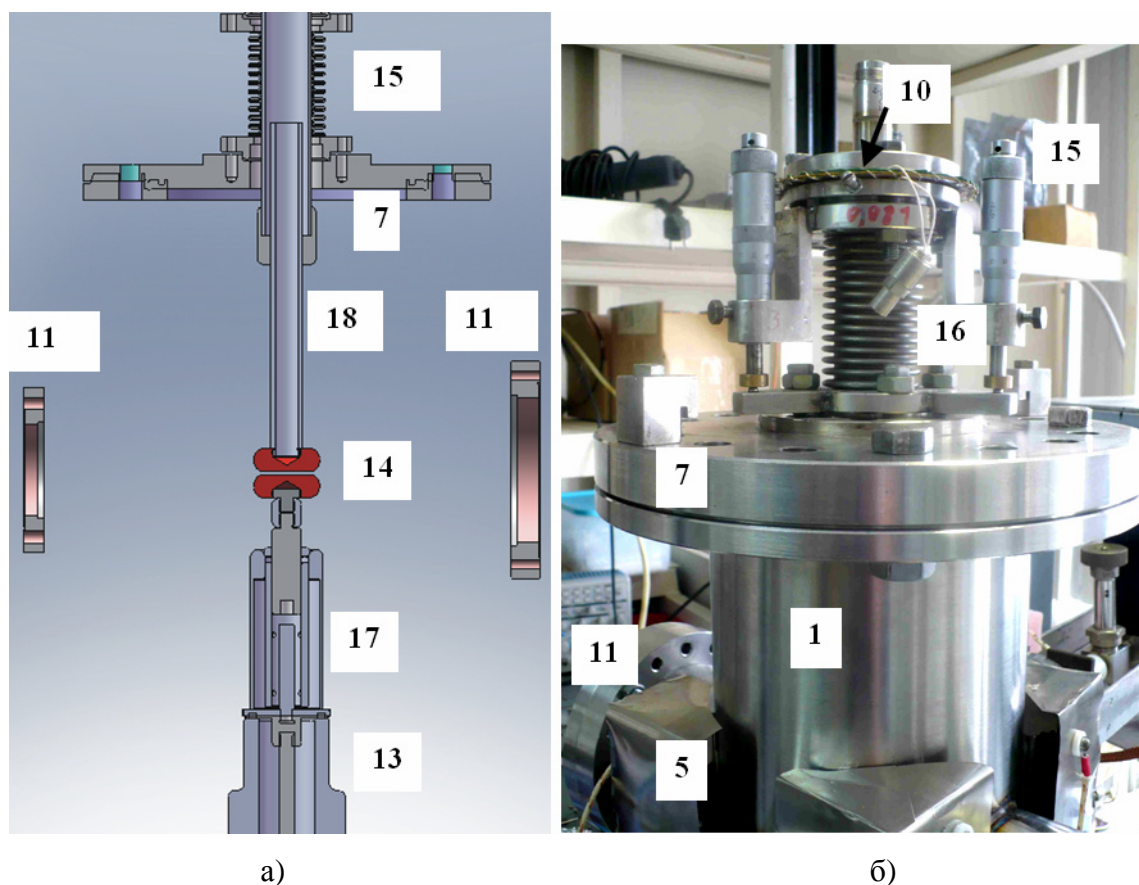
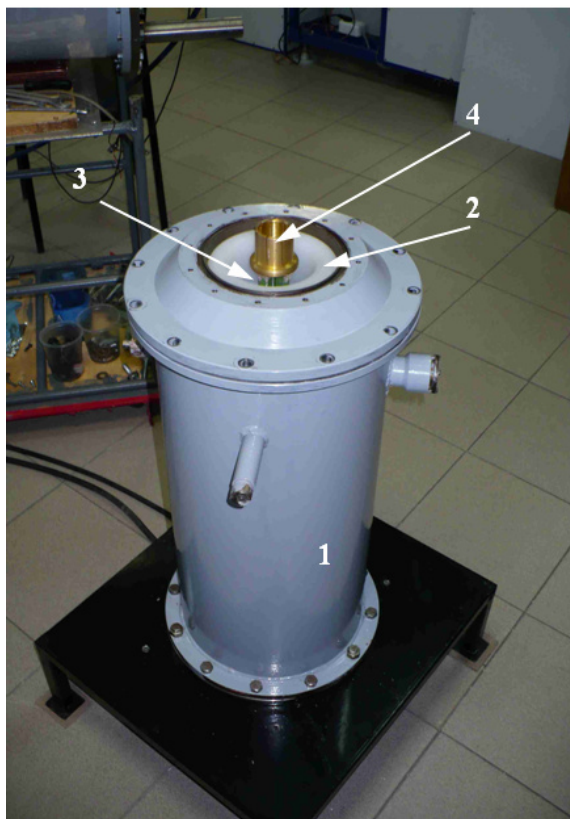
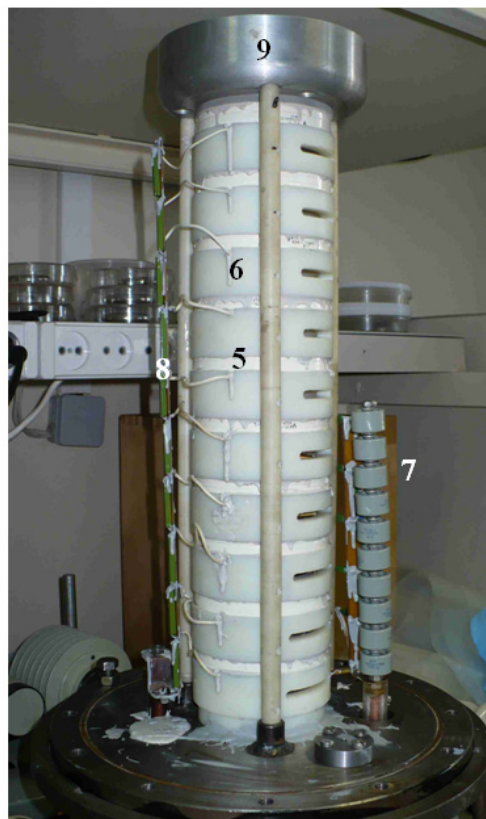


Рисунок 2.8. Схема регулировки промежутка а) и внешний вид узла перемещения катода (б). Позиции 1–13 соответствуют рисунку 2.7; далее: 14 – микрометрические винты; 15 – сильфонный блок; 16 – корректор соосности; 17 – электродная пара; 18 – катодный держатель.

В качестве источника одиночных импульсов напряжения использовался 10-ступенчатый ГИН, собранный по схеме Маркса с коммутацией через газоразрядные промежутки (рисунок 2.9). Запуск ГИН осуществлялся от кабельного (50 Ом) генератора. Объем ГИН заполнялся азотом под давлением 2,7–6 атм. На рисунке 2.10 показаны характеристики ГИН: зависимость амплитуды импульса от зарядного напряжения и «коридор срабатываний» ГИН, ограниченный двумя прямыми. Верхний предел диапазона устойчивой работы ГИН определяется началом самопроизвольного срабатывания разрядников. Нижний предел определяется нарушением стабильного срабатывания всех ступеней ГИН.

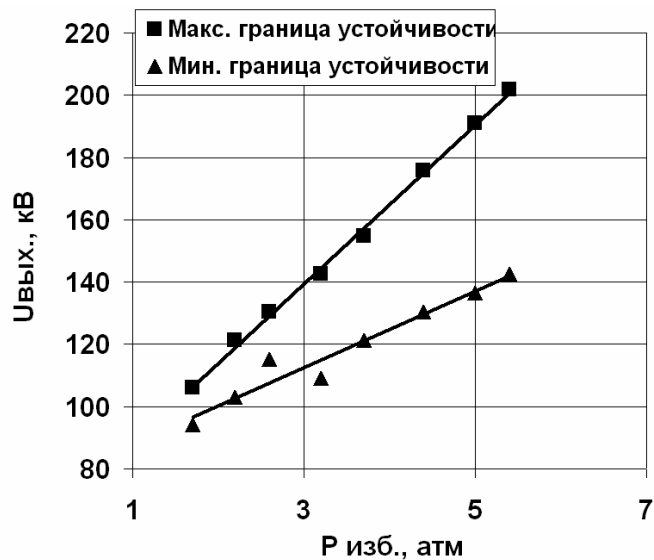


а)

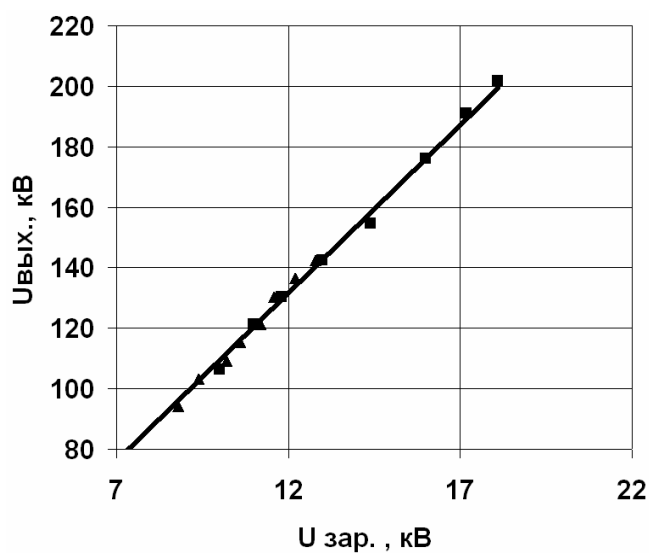


б)

Рисунок 2.9. Генератор Маркса: а) – внешний вид, б) – внутренний вид (без изолятора). 1 – корпус; 2 – изолятор; 3 – балластный резистор; 4 – контактный плунжер; 5 – срезающий стержень; 6 – конденсаторы колонны; 7 – изолирующие цилиндры; 8 – колонна поджига; 9 – колонна резистивного делителя; 10 – выходной электрод.



а)



б)

Рисунок 2.10. Характеристики ГИН. а) – «коридор устойчивости» генерации ГИН в зависимости от избыточного давления в корпусе: 1 – верхняя граница устойчивости, 2 – нижняя граница устойчивости. б) – зависимость выходного напряжения ГИН от зарядного напряжения ступеней.

Емкость ГИН в ударе (1 нФ) и сопротивление последовательного резистора (250 Ом) с учетом индуктивности стержня проходного изолятора (около 0.25 мкГн), обеспечивали минимально возможную в такой системе длительность фронта импульса напряжения (около 20 нс) при удовлетворении двух требований: 1) независимость крутизны фронта импульса напряжения от величины емкости вакуумного промежутка вплоть до значений 100 пФ; 2) сохранение апериодического режима изменения напряжения на ВП. На рисунке 2.11 показано наложение семи импульсов напряжения, поданных на ВП в ходе его тестирования при различных межэлектродных расстояниях, в том числе импульса, при котором произошел пробой ВП. Из рисунка видно, что форма фронта и вершины импульса достаточно хорошо воспроизводимы, а эффективная длительность подготовительной стадии пробоя составляет не более 10 нс.

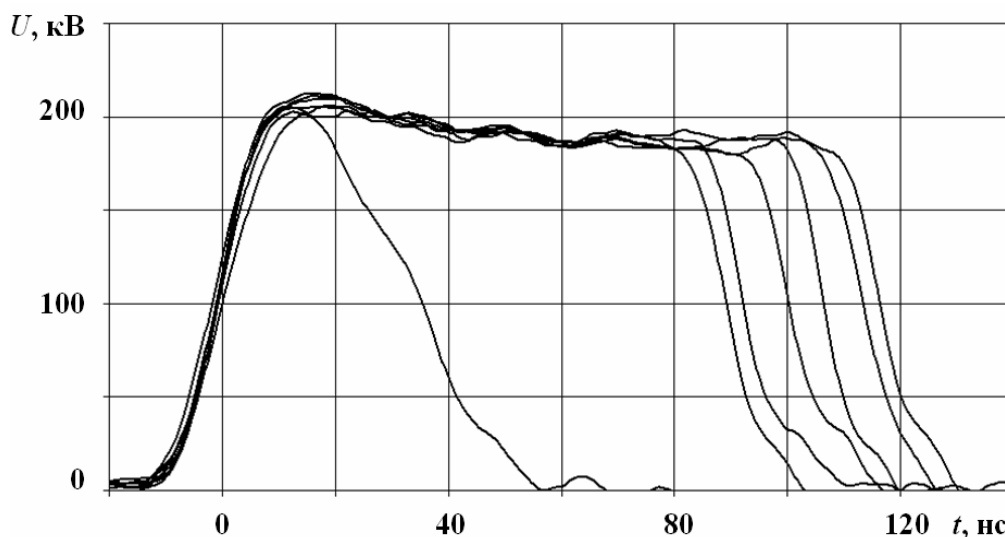


Рисунок 2.11. Наложение семи импульсов напряжения, сформированных параллельным срезающим разрядником, включая импульс, при котором произошел пробой. Момент времени минус 20 нс соответствует моменту подачи на ГИН запускающего импульса.

При определении ИЭП ВП производилось зондирование ВП одиночными импульсами напряжения амплитудой 200 кВ длительностью  $100 \pm 10$  нс. Разброс времени срезания импульса параллельным разрядником переходной камеры испытательного стенда (около 10%) не имел значения, поскольку пробой всегда возникал в конце фронта импульса на максимуме напряжения, а сам импульс вырождался в треугольный. Амплитуда напряженности электрического поля в промежутке повышалась от импульса к импульсу постепенным сближением электродов. Такой способ повышения напряженности поля при фиксированном напряжении на ВП был особо важен для выполнения части работы по исследованию характеристик предпробойной электронной эмиссии, поскольку гарантировал неизменность коэффициента прохождения первичных электронов через анодную фольгу (см. главу 4).

Типовая процедура испытания ВП на импульсную электрическую прочность включала:

- 1) Установление исходного межэлектродного зазора  $d_0 \approx 10$  мм;

- 2) Подача на промежуток 5 импульсов;
- 3) Уменьшение зазора на величину  $\Delta d$ ;
- 4) Повторение пп. 2) и 3) до возникновения пробоя;
- 5) Фиксация положения верхнего электрода  $d_1$  по микрометрической шкале;
- 6) Сокращение зазора до смыкания электродов, фиксация положения верхнего электрода  $d_2$  по микрометрической шкале;
- 7) Определение зазора, при котором произошел пробой  $d = d_2 - d_1$ .
- 8) Определение электрической прочности по формуле  $E_1 = U / [(d_2 - d_1) - \Delta d / 2] \pm U \Delta d / d_1^2$ .

В ходе сокращения промежутка шаг  $\Delta d$  также сокращался. При зазорах менее 3 мм он составлял, 50 мкм, что для напряженности поля 1 МВ/см соответствовало ошибке  $\pm 2.5\%$ . При зазорах менее 2 мм в ходе отдельных испытаний конечный шаг составлял 10 мкм.

Факт пробоя устанавливался по осциллограммам тока и напряжения, а также по появлению свечения разрядной плазмы между электродами, которое фиксировалось визуально или фотоэлектронным умножителем ФЭУ-30 через окно камеры.

Электростатическая энергия, запасаемая на миллиметровом плоском ВП с диаметром электродов  $\sim 10 \text{ см}^2$ , составляет более  $10^{-2}$  Дж, что существенно превышает энергию единичного эктона (менее  $10^{-8}$  Дж [169]). Эрозионная картина катода часто оказывается сильно затухавшей перенесенным с анода материалом, расплавленным электронным пучком в ходе искры (рисунок 2.13, *а*). Этот источник загрязнений «включается», оценочно, спустя половину времени, требуемого для распространения катодной плазмы через весь ВП от момента микровзрыва на катоде [2, 81]. Полагая нижний предел межэлектродного зазора, удерживающего короткие импульсы амплитудой 200 кВ, равным 2 мм и полагая скорость распространения катодной плазмы равной  $2 \cdot 10^4$  м/с [2], можно оценить, что для предотвращения загрязнения катода продуктами плавления анода в ходе проведения исследований эрозионной картины требуется срезание импульсов тока через  $\sim 50$  нс после инициирования пробоя. В ходе исследования начальной стадии эрозионных процессов на катоде (раздел 3) зондирование ВП производилось треугольными импульсами напряжения, то есть импульсами, срезанными разрядником спустя 20–25 нс после начала импульса, что соответствует обрыву разряда в начале искровой стадии пробоя.

На рисунке 2.12 показаны осциллограммы импульсов напряжения и тока через ВП при пробое, возникшем в ходе воздействия на ВП прямоугольными импульсами напряжения длительностью 100 нс (режим измерения ИЭП ВП, *а*) и в ходе воздействия на ВП треугольными импульсами напряжения (режим обработки катода для исследования первичных эрозионных центров, *б*). На рисунке 2.13 показаны соответствующие электронные изображения состояния



поверхности катодов ВП с электродами из титана после полного пробоя (а) и пробоя, оборванного в начале искровой стадии (б).

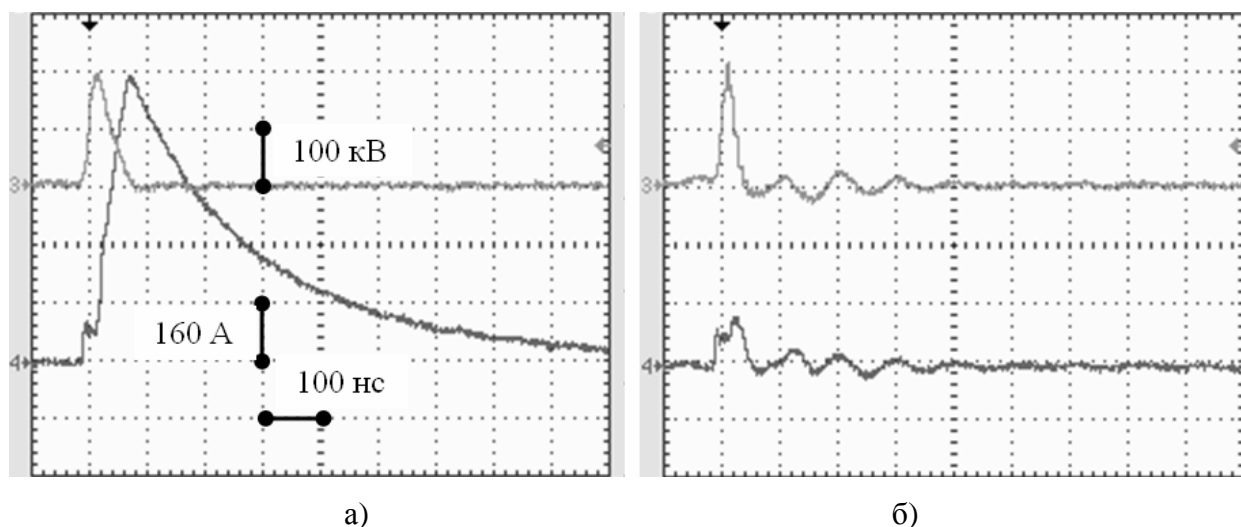


Рисунок 2.12. Осциллограммы напряжения и тока ВП при полном пробое (а) и пробое, оборванном на искровой стадии (б).

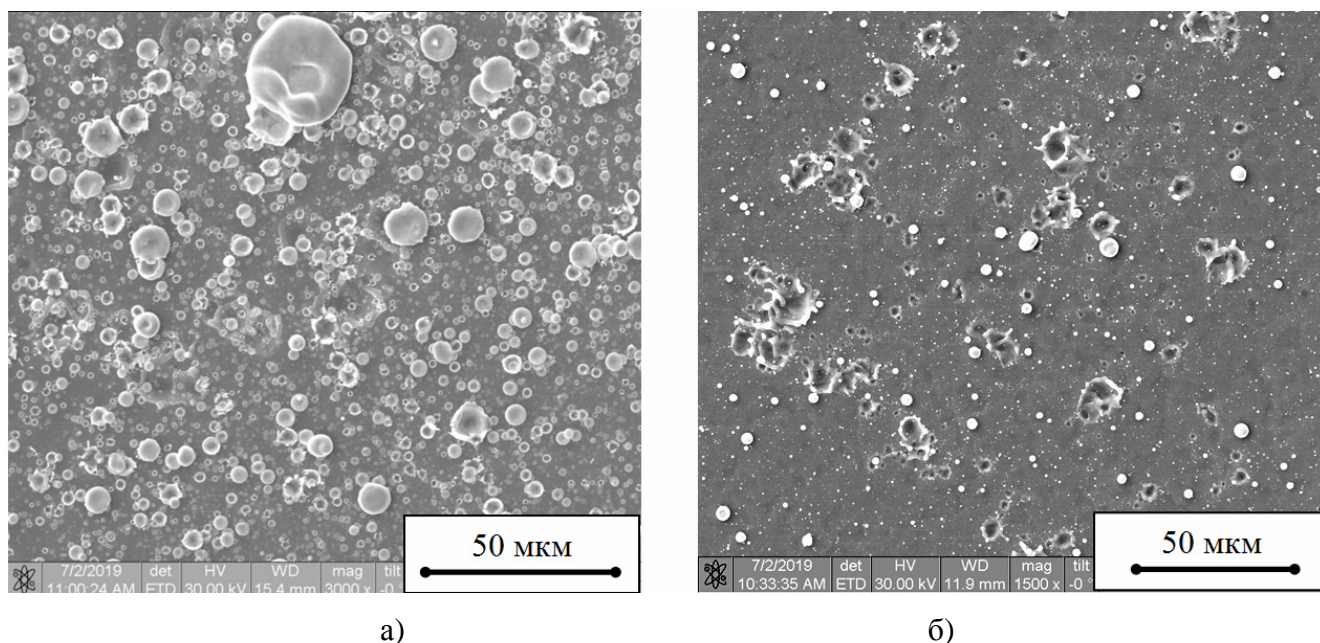


Рисунок 2.13. Поверхность катода при пробое ВП с электродами из титана после полного пробоя (а) и пробоя, оборванного на искровой стадии (б).

Конструкция вакуумной камеры позволяет перед испытаниями ВП на электрическую прочность проводить некоторые виды обработки поверхности электродов *in situ*. На рисунке 2.14 показаны испытательный стенд в составе с установкой генерации потока атомарного водорода, электродная пара во время обработки в плазме, а также внешний вид перемещаемой термоячейки оригинальной конструкции, в которой отсутствуют замкнутые объемы, и в предельно малых количествах использована изолирующая керамика.

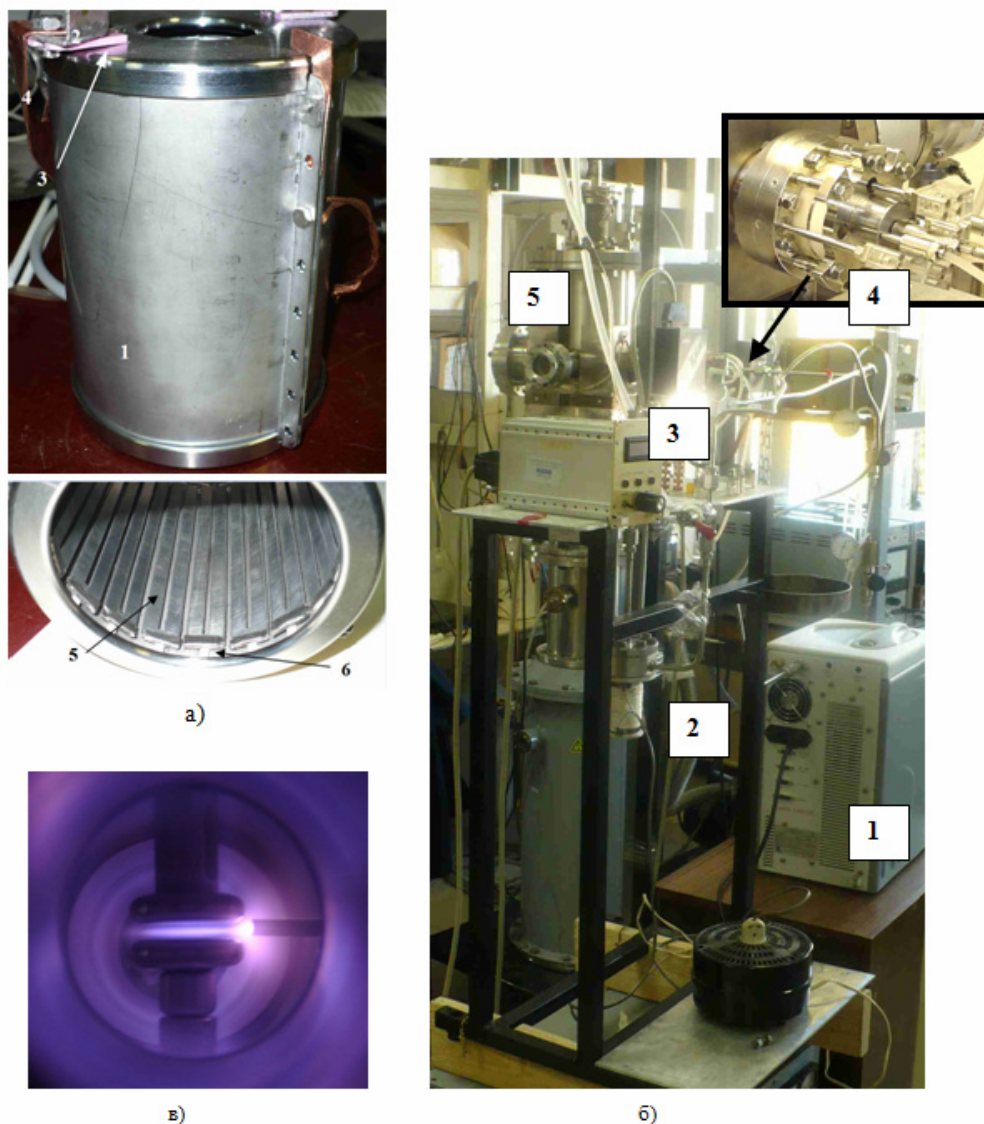


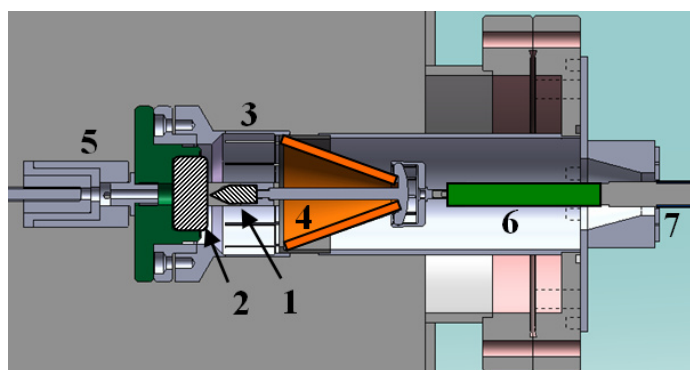
Рисунок 2.14. Устройства дополнительной обработки электродных пар *in situ*. а) Нагреватель для вакуумного отжига: 1 – корпус, 2 – установочный контакт, 3 – изолирующие пластины, 4 - токо-ведущая шина, 5 – тело накала (молибденовая змейка) 6 –изолирующие стойки (алундовая керамика). б) Установка для получения атомарного водорода: 1 - источник чистого молекулярного водорода (гидролизер), 2 - криогенный сорбер 3 - регулятор расхода газа, 4 – источник атомов (ячейка дугового разряда), 5 – испытательный стенд. в) Обработка электродной пары в тлеющем разряде перед испытанием.

В главе 4 будет описана также оснастка, позволяющая регистрировать предпробойную эмиссионную активность ВП в условиях импульсного возбуждения.

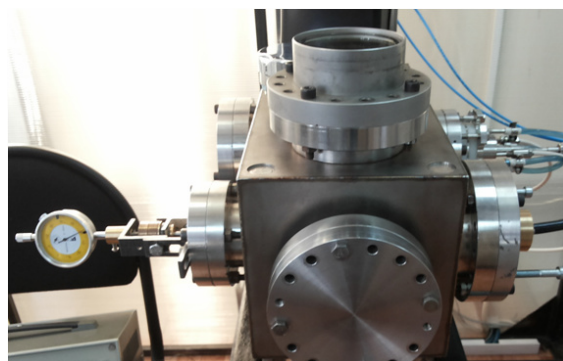
### 2.3. Установка для короткоимпульсного воздействия на вакуумные промежутки в условиях ограничения тока

Цикл работ по исследованию первичных изменений поверхности электродов из монокристаллических материалов в режиме сильного ограничения тока был проведен на отдельной ус-

тановке (рисунок 2.15). Вакуумный промежуток представлял собой сборку, в которой стержневой электрод **1** был электрически сопряжен через резистор **6** с внутренним проводником кабельной линии генератора, а широкий электрод **2** – с оболочкой линии. Внутренний электрод **1**, представлял собой вольфрамовый стержень диаметром 6,5, который был закреплен неподвижно на вводе изолятора. Контакт катодного узла **3** с оболочкой изолятора осуществлялся плунжером. Регулировка зазора осуществлялась скольжением катодного узла **3** по оболочке изолятора **4** под действием изолированного толкателя **5** с противоположной стороны вакуумной камеры. Контроль расстояния между электродами производился с помощью длиннофокусного микроскопа и/или микрометра (рисунок 2.15, б). С целью уменьшения емкости промежутка вольфрамовому электроду была придана коническая форма с округленным концом диаметром около 1 мм. Очистка и полировка электрода проводилась электрохимическим методом в 10% водном растворе щелочи NaOH.



а)



б)

Рисунок 2.15. Установка для воздействия на ВП импульсами напряжения в режиме сильного ограничения тока: схема (а) и внешний вид (б). 1 – анод; 2 – катод; 3 – скользящий катодный узел; 4 – изолятор анодного узла; 5 – толкатель (изолятор); 6 – балластный резистор; 7 – кабель.

В экспериментах использовались прямоугольные импульсы, вырабатываемые кабельным генератором Введенского-Шендеровича [2, 170], схема которого показана на рисунке 2.16. Амплитуда импульса напряжения на непроводящем ВП, с учетом удвоения волны при отражении, составляла  $U_0 = 25$  кВ. Длительность импульса составляла  $\tau = 20$  нс или 100 нс, в зависимости от длины кабеля FL. Амплитуда напряженности поля в ВП регулировалась зазором между электродами при фиксированной амплитуде напряжения.

Осциллограмма напряжения, регистрируемая с помощью делителя, встроенного в согласованную нагрузку 50 Ом в конце линии, представляла собой совокупность прямой и отраженной волн. В отсутствие пробоя форма обеих волн была практически одинаковой (рисунок 2.17, а). Сближение электродов производилось с шагом 10 мкм, до тех пор, пока не возникал пробой промежутка.



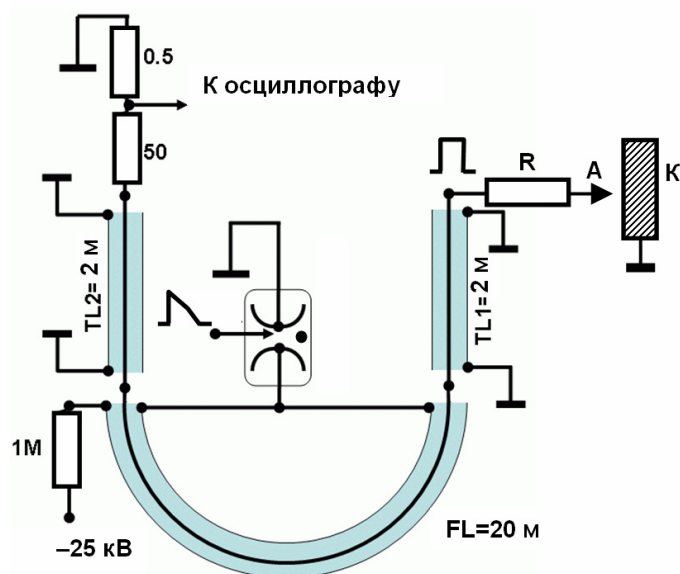


Рисунок 2.16. Кабельный генератор прямоугольных импульсов и схема тренировки катода в режиме сильного ограничения тока. FL – формирующая линия; TL – передающая линия.

Настройка устройства производилась подбором длительности импульса и сопротивления резистора при которых режим искрового разряда пропадал. Стержневой электрод выступал в качестве анода. При  $R=0$  (когда вместо резистора **б** устанавливался проводящий стержень) возникновение пробоя соответствовало перевороту части импульса отраженной волны (рисунок 2.17, б). Величина зазора, при котором возникал пробой, составляла 150 – 200 мкм. При этом независимо от материала катода, на его поверхности возникало сплошное эрозионное пятно (рисунок 2.18). При  $R \sim 1-10$  кОм диаметр пятна уменьшался с увеличением сопротивления резистора. При сопротивлении резистора 27 кОм (что соответствует режиму ограничения тока короткого замыкания 0,9 А), длительности импульса 100 нс и межэлектродном зазоре 50 мкм искра была зафиксирована в 5 случаях из 8. При этом область плавления имела микроскопические размеры, и в деталях могла быть исследована лишь с помощью электронного микроскопа. При сопротивлении резистора 75 кОм (при токе короткого замыкания 0.33 А) искра не фиксировалась и достоверно отсутствовали следы плавления. При использовании электрополированной медной фольги в качестве поверхности катода в отдельных случаях удавалось получить микроскопические раковины травления после повторного кратковременного погружения фольги в полировальный травитель. На этом основании считалось, что данный режим электрофизического воздействия на ВП может приводить к первичным изменениям в материале, предшествующим искре и "подготавливающим" искровой разряд в ВП. Выявлению скрытых нарушений на поверхности катода с типовой поликристаллической структурой препятствовал рельефный фон (рисунок 2.18). Поэтому контрольные исследования проводились на монокристаллических материалах с зеркально гладкой поверхностью (глава 5).

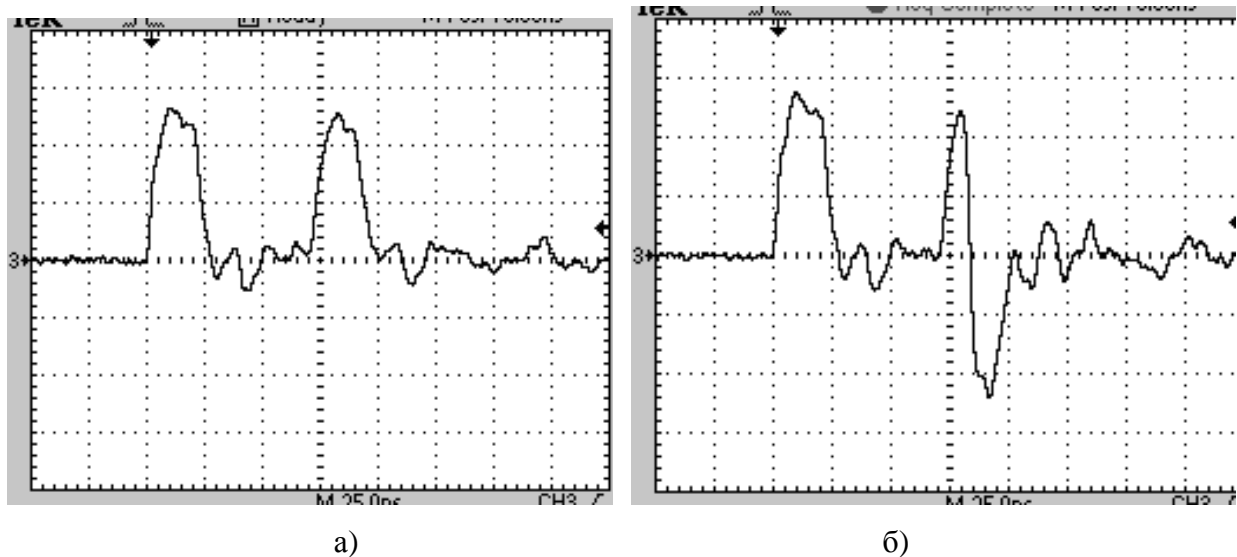


Рисунок 2.17. Осциллограммы волн напряжения на нагрузке линии: при отсутствии пробоя (а) и при пробое (б). Масштабы: по вертикали 10 кВ/дел; по горизонтали 25 нс/дел.

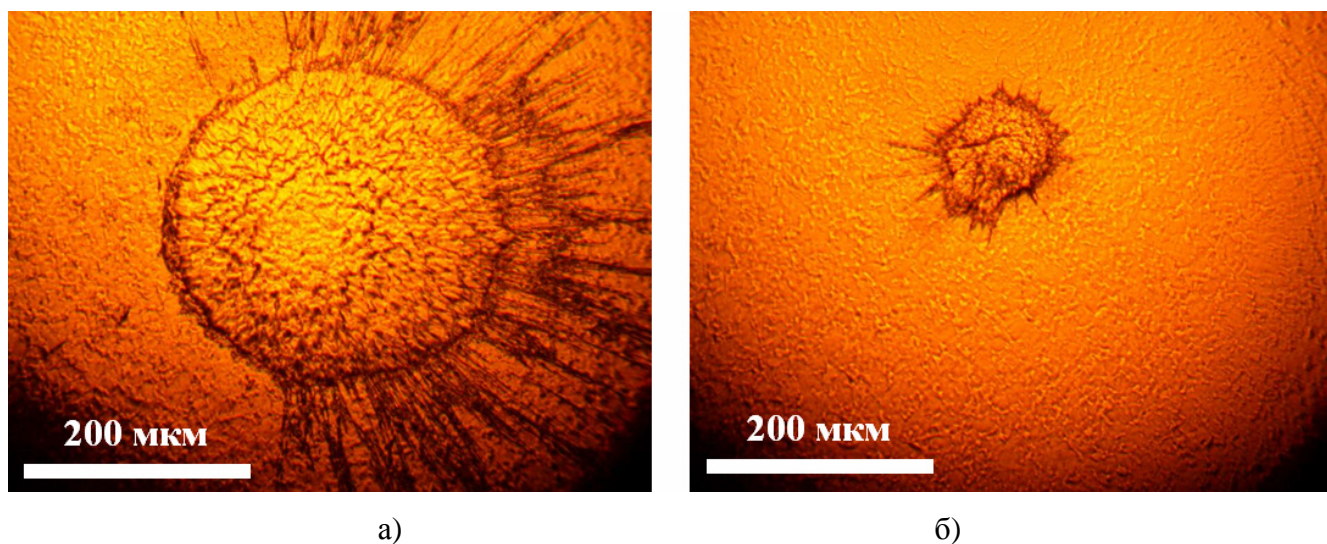


Рисунок 2.18. Типичные следы на катоде от одиночного импульсного пробоя короткого ВП при различных токах короткого замыкания цепи ВП: а) 500 А ( $R = 0$ ); б) 5.3 А ( $R = 4.7$  кОм). Материал катода – титан ВТ1-00, предварительно обработанный ИПП.

## **Глава 3. Исследование импульсной электрической прочности вакуумных промежутков**

### **3.1. Эффективность метода импульсного плавления поверхности электродов**

При измерении величины ИЭП ВП использовались электроды, изготовленные из металлов с обычной поликристаллической структурой, имеющие диаметр, значительно превышающий межэлектродное расстояние (плоские промежутки). Электроды изготовлялись в виде дисков с закруглениями радиусом 5 – 6 мм для подавления краевых эффектов усиления поля (рисунк 3.1). Диаметр плоскопараллельной части зазора составляла от 18 мм до 56 мм. Значительная часть электродов представляла собой электроды «со сменяемой поверхностью» в виде фольги из различных металлов толщиной 30 – 200 мкм. Специальная оправка прижимала фольгу к стальному электроду, сохраняя, частично, форму перехода от плоской поверхности к скруглению (рисунки 3.1, б). С учетом необходимости набора статистических данных по величине напряженности поля первого пробоя  $E_1$  (то есть, при использовании одной пары электродов на одну экспериментальную точку), такая конструкция позволяла без особых затрат времени восстанавливать исходное состояние электрода путем замены фольги. Статистические данные показали, что фольговые электроды обеспечивают более высокую и стабильную ИЭП ВП по сравнению с массивными электродами идентичного состава (см. ниже). Использование фольг позволяло также исследовать картину предпробойной эмиссии, измерение предпробойного тока (отфильтрованного от емкостного тока), а также влияние магнитного поля различной конфигурации на свойства вакуумной изоляции путем размещения за фольгой, соответственно, сцинтиллятора, коллектора и шаровых магнитов. Внешний вид фольги, извлеченной из оправки также показан на рисунке 3.1, б.

Облучение электродов НСЭП позволяет очистить их поверхность от основной части включений, остаточных поверхностных загрязнений и частиц, сгладить ее после обработки резцом (массивные материалы), снять анизотропию прокатки (фольговые материалы), стабилизировать ее поликристаллическую структуру [163]. Оптимальные параметры пучка и режимы обработки зависят от материала электрода. Они выбираются из расчета ИПП на глубину 3–5 мкм. Например, для обработки нержавеющей стали плотность энергии в импульсе составляет 6–7 Дж/см<sup>2</sup>, ускоряющее напряжение 24 кВ, количество импульсов не менее 100. Для меди эти параметры составляют, соответственно, 8,5–9 Дж/см<sup>2</sup>, 30 кВ и 30. В обоих случаях длительность импульса составляет в среднем 1,5 мкс. Несмотря на то, что точка плавления меди меньше, чем у нержавеющей стали, медь требует большей плотности энергии пучка вследствие ее

высокой тепло- и электропроводности. Повышенное количество импульсов при обработке нержавеющей стали необходимо для максимально возможного удаления из поверхностных слоев включений, свойственных этому материалу (карбиды, сульфиды и другие соединения). Чрезмерно высокое количество импульсов обработки приводит к нежелательному накоплению волновых структур на поверхности обрабатываемого материала, которое подобно образованию дюн на земной поверхности. Этот процесс исследовался экспериментально для случая плавления и последующей кристаллизации поверхности лазерным излучением [170], а также теоретически [172].

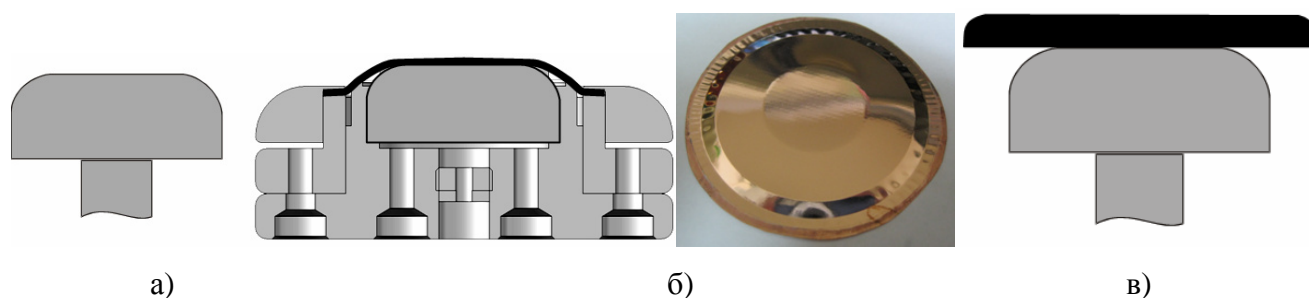


Рисунок 3.1. Электроды: а) массивный, б) со «сменяемой поверхностью»; в) высокоомный ферритовый электрод (см. раздел 3.4).

Несмотря на то, что процедура ИПП НСЭП практически исключает контакт обрабатываемого материала с инородной средой, существует проблема распространения микрометровых частиц, левитирующих в плазме, которые могут быть перенесены с одного места на другое место в пределах вакуумной камеры [173]. Для снижения вероятности попадания пылевой частицы на обрабатываемый электрод испытательный стенд и шлюзовая часть установки "РИТМ-М" были размещены в беспылевой сухой зоне, в которой осуществлялось кондиционирование и циркуляция воздуха с прокачкой через фильтр (см. рисунок 2.1).

Неизбежной в ходе ИПП является частичная реконденсация испаренного вещества и выпадение его на обрабатываемую поверхность в виде нанометровых частиц, которые заметно снижают ИЭП ВП. Это приводит к необходимости осуществлять протирку электродов безворсовой салфеткой, смоченной в ацетоне марки ОСЧ непосредственно перед эвакуацией их в вакуумную камеру испытательного стенда. Эффективность такой протирки подтвердилась многочисленными тестами.

О влиянии ИПП поликристаллических электродов на ИЭП ВП при первом пробое можно судить по сводным данным, представленным на рисунке 3.2. Исходное состояние механически обработанных (массивных) материалов (они обозначены буквой "М" и менее яркими столбиками) характеризовалось уровнем шероховатости поверхности  $R_a = 1.6$ . Электроды подвергались ультразвуковой промывке последовательно в петролейном эфире, изопропиловом спирте марки

ХЧ и ацетоне марки ОСЧ<sup>5</sup>. Микроскопические исследования показали наличие на поверхности *м*-электродов множества геометрических дефектов, связанных обработкой резцом: ребра, наволакивание вдоль движения резца (особенно для мягких материалов) и др. Такое состояние характеризуется относительно низким значением  $E_1$ , способностью к кондиционированию ВП последовательными пробоями в самом испытательном стенде, а также интенсивной импульсной предпробойной эмиссией с поверхности катода (см. главу 4). Облучение *м*-электродов НСЭП увеличивает значение  $E_1$  ВП в 1.5 – 2 раза, резко снижает количество предпробойных эмиссионных центров на катоде и в 1.5 – 2 раза увеличивает напряженность поля, при котором эти немногочисленные центры начинают проявлять свою активность (см. главу 4).

Использование в качестве электродов гладких фольг из меди, алюминия (на рисунке 3.2 и далее они обозначены буквой “ $\phi$ ”), которые лишены ярко выраженных микронарушений поверхности, обеспечивают значения  $E_1$ , близкие к значениям, которые обеспечивают соответствующие *м*-материалы после ИПП. Эти сравнения показывают, что острые микровыступы на поверхности электродов во многом влияют на параметр  $E_1$ , и что эффективность ИПП НСЭП в повышении ИЭП ВП с *м*-электродами во многом связана с удалением микроострий. В тоже время, при исходно гладкой поверхности  $\phi$ -электродов влияние ИПП на ИЭП ВП становится отчетливо зависимой от материала. Так, при использовании упомянутых выше фольг меди и алюминия, а также никеля и ниобия эффект мал или статистически неотличим от нулевого (см. рисунок 3.2). При использовании же фольг тантала, титана и нержавеющей стали 12Х18Н10Т (SS) эффект заметен. Была попытка объяснить резкое упрочнение ВП с титановыми  $\phi$ -электродами после ИПП фактом удаления оксидной пленки и других загрязнений. Однако специальные исследования показали, что искусственно выращенная на титане пленка  $\text{TiO}_2$  лишь повышает ИЭП до уровня 1.2 МВ/см [174].

Очевидно, что положительное влияние обработки НСЭП определяется несколькими причинами. Благодаря многократной зонной плавке и сверхбыстрому затвердеванию расплава происходит как очистка поверхностного слоя и поверхности от мелких неметаллических включений и оксидных пленок, так и формирование однородных по свойствам поверхностных наносубмикроскопических структур. Кроме того, за счет резкого нагрева и охлаждения поверхностного слоя ( $\sim 10^9$ – $10^{10}$  К/с), в материале возникают механические напряжения, которые модифицируют дислокационную структуру материала как в пределах, так далеко за пределами зоны расплавления [163, 164].

---

<sup>5</sup> Абразивы не применялись. Как показал опыт, ВП с электродами, обработанными абразивами обладали пониженными значениями величины  $E_1$ , что очевидно обусловлено наличием частиц абразива, застрявших в материале.

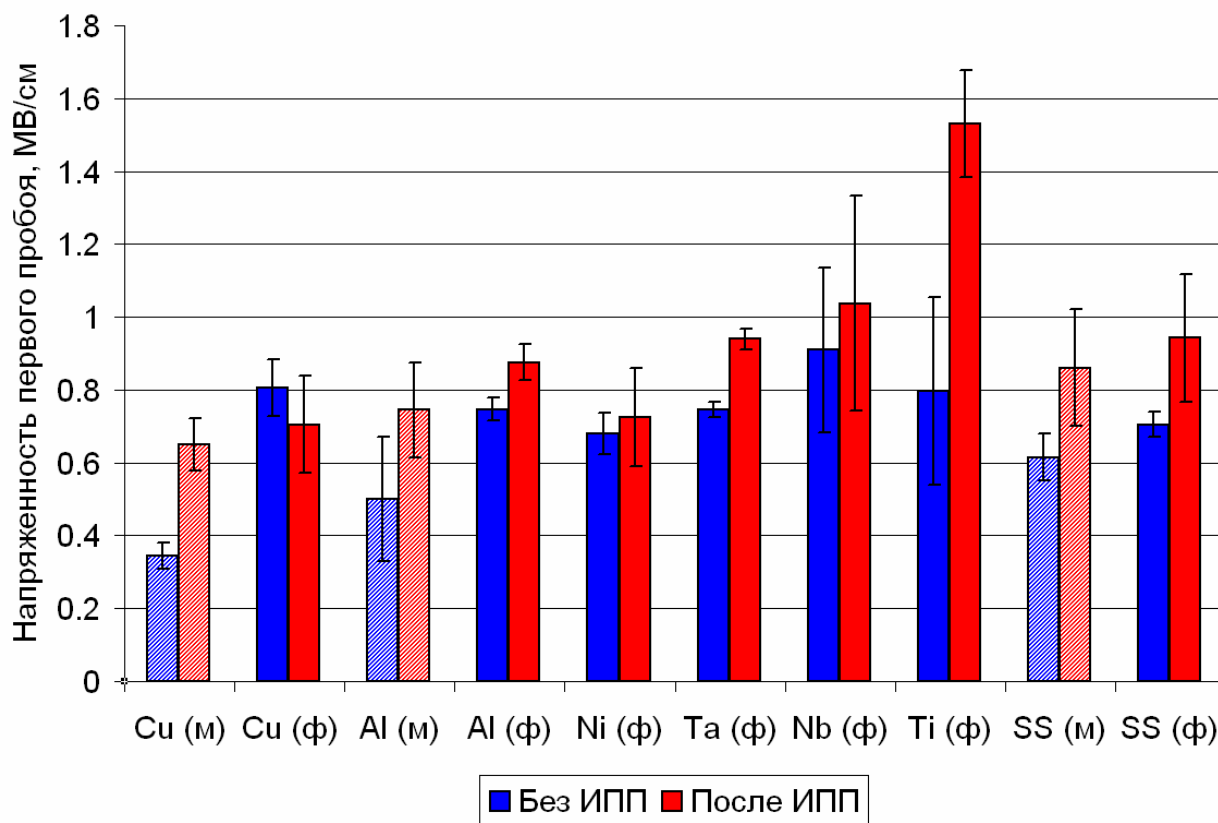


Рисунок 3.2. ИЭП ВП в зависимости от материала и влияние обработки НСЭП.

Предпринимались попытки дополнить процедуру облучения НСЭП другими методами обработки электродов с целью получения некоторого аддитивного положительного эффекта. Среди этих методов: вакуумный отжиг [156], обработка *in situ* в плазме тлеющего разряда (Ar, N<sub>2</sub>, He) и потоке атомарного водорода, кратковременные химическая и электрохимическая обработки в различных составах [174–176]. Обобщая всю совокупность результатов таких попыток, можно сделать чисто эмпирический вывод о том, что если для данного материала электродов сама процедура ИПП приводит к стабильному и достаточно высокому значению ИЭП ВП, а именно,  $E_1 > 1$  МВ/см (в стандартном режиме, оговоренном в разделе 2.2), то последующая обработка иным методом приводит либо к падению ИЭП ВП, либо к эффекту, статистически неотличимому от нулевого. Напротив, если электроды не подвергались ИПП, то те же самые обработки, как правило, повышают ИЭП ВП. Эти факты говорят о том, что метод ИПП НСЭП, по крайней мере, среди перечисленных выше, является наиболее эффективным методом обработки электродов ВП.

В то же время, имеются экспериментальные факты, свидетельствующие о том, что метод ИПП не полностью избавляет поверхность материала от неоднородностей, связанных в первую очередь с включениями примеси, сильно привязанными к матрице [163, 177]. В этом отношении показательна операция погружения титановой фольги, обработанной НСЭП, в 0,5% водный

раствор плавиковой кислоты в течение несколько секунд. Такая дополнительная обработка приводит к резкому увеличению разброса по величине напряженности первого пробоя ВП. С практической точки зрения этот результат является отрицательным. Однако из всех испытанных ВП, два показали рекордно высокие значения ИЭП, близкие к 1.9 МВ/см, что не было достигнуто при многочисленных предшествующих испытаниях титановых ВП при прочих равных условиях.

Практически безнадежным являются попытки полностью удалить следы крупных включений, если их размеры намного превышают глубину ИПП, что характерно для многих стальных сплавов. После ИПП такие включения трансформируются в тонкие прослойки, окружающие наноразмерные ячейки основного вещества [163]. Так неполное удаление примесей с поверхности электродов из нержавеющей стали после ИПП сохраняет возможность кондиционирования ВП предпробойными токами (раздел 3.4) или последовательными пробоями (см. ниже). В ходе поиска способов предварительного «извлечения» неметаллических включений из поверхности электродов, изготовленных из нержавеющей стали, нами были предприняты попытки раздельного кондиционирования электродов пробоями под плазмой с концентрацией частиц  $(3-5) \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$ . Результаты этой работы, представленные в главе 8, также свидетельствуют об ограниченных возможностях метода ИПП НСЭП в отношении очистки поверхности сплавов от загрязнений и, соответственно, в отношении повышения ИЭП ВП.

Все, о чем говорилось выше, касалось величины первого пробоя ВП. Были проведены также исследования влияние на ИЭП серии последовательных пробивных импульсов. Для ВП, составленных из *m*-электродов любого состава, не прошедших процедуру ИПП, воздействие довольно длинной серии пробоев приводило, как правило, к кондиционирующему влиянию, связанному с постепенным увеличением его электрической прочности  $E_1 < E_2 < \dots < E_N$ , где *N* – некоторое оптимальное число кондиционирующих импульсов. Предварительная же обработка НСЭП электродов из моноэлементных технически чистых металлов приводила, как правило, к превышению стартового значения  $E_1$  над значением  $E_N$ , и, соответственно, к «отрицательному эффекту кондиционирования». Этот эффект чрезвычайно резок: в ходе воздействия всего лишь нескольких импульсов пробоя ИЭП, как правило, опускается ниже уровня  $E_N$ , после чего, от импульса к импульсу идет подъем к величине  $E_N$  снизу. На рисунке 3.3 представлены серии измерений ИЭП, проведенные в ходе нескольких последовательных пробоев для электродных пар, изготовленных из титана, алюминия и нержавеющей стали марки 12Х18Н10Т<sup>6</sup>, прошедших стадию ИПП.

---

<sup>6</sup> Для изготовления *m*-электродов использовалась листовая сталь. Для прутковой стали характерно наличие включений, сконцентрированных в центральных областях прутка, сильно снижающих стабильность вакуумной изоляции.



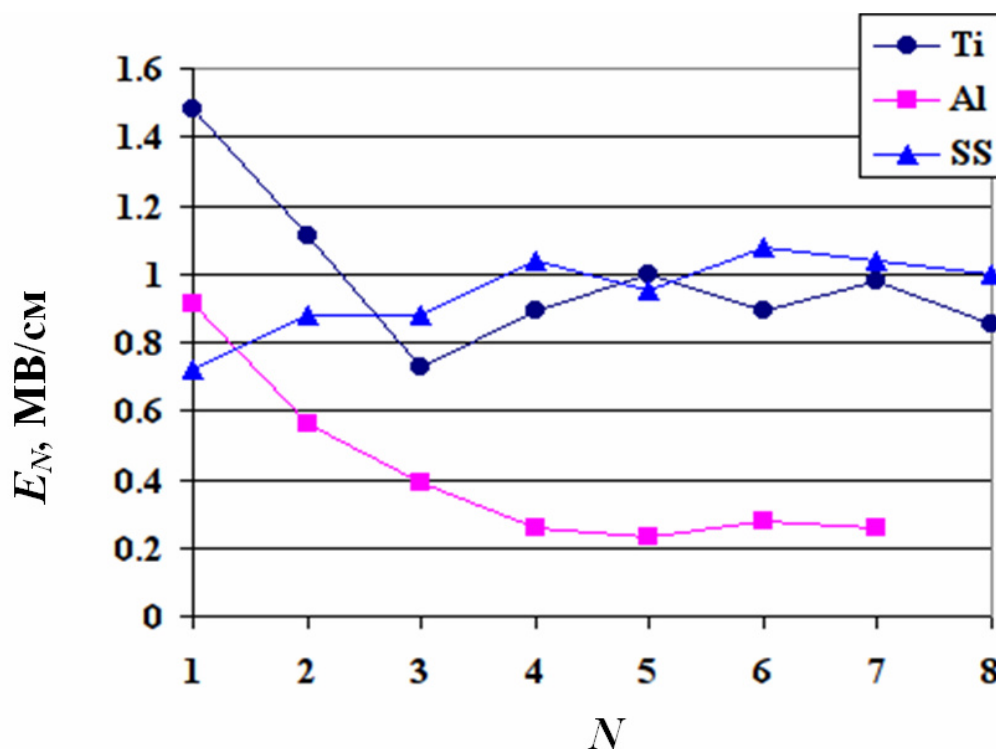


Рисунок 3.3. Зависимость ИЭП от количества последовательных пробоев для трех электродных пар, изготовленных из титана, алюминия и нержавеющей стали, прошедших обработку ИПП.

Как видно из рисунка, после обработки ИПП электродов из нержавеющей стали, в отличие от электродов из гомогенных материалов, способность к кондиционированию ВП последовательными пробоями сохранилась, хотя при этом оптимальное количество кондиционирующих импульсов  $N$  составляет порядок десятка, что значительно меньше количества пробивных импульсов, необходимых для кондиционирования ВП из той же стали, не прошедшей ИПП.

Представленные экспериментальные факты, с одной стороны, свидетельствуют о положительном влиянии ИПП на качество вакуумной изоляции, характеризуемое сочетанием относительно высоких значений средней величины ИЭП при относительно низком значении ее разброса. С другой стороны, выявляются и ограниченные возможности этой методики, особенно по отношению к электродам, изготовленным из стальных и других сплавов, которые содержат большое количество примесных включений, тем более, если включения имеют высокую температуру плавления или протяженную (пластинчатую или игольчатую) форму с ориентацией вглубь материала.

### 3.2. Влияние материала электродов

Связь качества вакуумной изоляции с состоянием материала электродов определяется большим, практически неограниченным списком параметров: собственными свойствами металла (кристаллическая решетка, средний размер зерна, текстура, метод прокатки); характером



образования оксидной пленки; предварительной термообработкой; составом примесей и их распределением и т.д. Вопрос о параметре металла, который оказывает наиболее сильное влияние на электрическую прочность ВП, всегда являлся практически важным и сложным. Имеются свидетельства корреляции электрической прочности ВП с механическими свойствами материала электродов: модулем упругости [41, 42] или твердостью [4, 178], с его теплофизическими свойствами: удельной теплоемкостью, теплопроводностью и температурой плавления [45], а также с его кристаллической структурой и связанной с ней рядом параметров, таких как, например, количество систем легкого скольжения при дислокационной деформации [139, 144]. Однако учитывая то, что параметры материала сами коррелируют между собой (например, прочность, температура плавления и тип элементарной ячейки), неопределенность в вопросе о параметре, приоритетно влияющем на электрическую прочность, вряд ли будет окончательно разрешена.

Замечено, что при малых временах воздействия напряжения влияние материала электродов на электрическую прочность ВП становится более определенным [41, 42], поскольку исчезают многие инерционные механизмы пробоя, в том числе связанные с перелетом заряженных частиц, электрохимическими превращениями в неметаллических включениях, ростом вискероов (усов) и т.д. Принцип измерения ИЭП  $E_1$  «единственный пробой – одна точка в статистическом наборе», избранный в настоящей работе, позволяет отмежеваться также и от некоторых малоинерционных факторов, которые могли бы внести коррективы в результат измерения ИЭП. В самом деле, накопление микроострий и частиц в ходе множественных пробоев должно привести к появлению значительного тока автоэлектронной эмиссии и возможности проявления механизма инициирования пробоя за счет тепловой неустойчивости, описанной в [2, 3] и других работах.

В нашей работе [179] зависимость ИЭП  $E_1$  от материала электродов ВП устанавливалась на множестве из семи гомогенных металлов, прошедших процедуру ИПП. На рисунке 3.4, кроме величины  $E_1$ , по которой ранжированы материалы, представлены также значения работы выхода электрона из материала  $\phi$ , нанотвердость  $H$  (при нагрузке 2 мН), а также принадлежность материала электродов той или иной кристаллической структуре. Рекомендуемые данные по величине работы выхода взяты из справочника [180], данные по теплопроводности и плотности – из справочника [181]. Нанотвердость определялась на установке “NanoTest 600” (MicroMaterials Ltd., Wrexham, UK) индентором Берковича методом Оливера-Фарра [182].

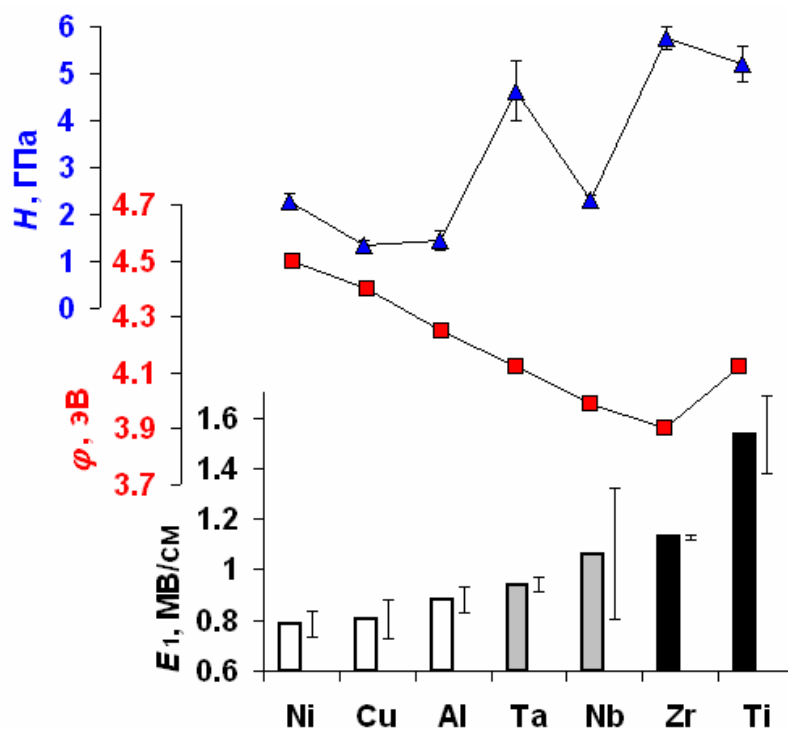


Рисунок 3.4. Микротвердость, работа выхода электрона, ИЭП- $E_1$  и принадлежность кристаллическим структурам (при нормальных условиях) в зависимости от материала ВП. Тональность столбиков соответствует кристаллической структуре: белые – ГЦК, серые – ОЦК, черные – ГПУ.

Представленные данные подтверждают закономерность, замеченную в работе [139]: электрическая прочность возрастает в ряду кристаллических структур металлов ГЦК → ОЦК → ГПУ. В то же время, увеличение ИЭП с уменьшением, в среднем, работы выхода электрона  $\phi$ , (как и сам факт соотношения  $E_1 \ll E_0 \sim 30$  МВ/см) свидетельствует о том, что ИЭП ВП не определяется критериями классической теории автоэлектронной эмиссии. Отсутствие монотонной связи между величинами  $E_1$  и микротвердостью  $H$  не подтверждает декларируемую в [41, 42, 48, 183] и других работах (см. также обзор [4]) связь электрической прочности ВП с механической прочностью материала электродов. Более того, в пределах одного и того же состава, имеющего различную термомеханическую предысторию, эта зависимость может быть как прямой (Al), так и обратной (Ti), что иллюстрируется на рисунке 3.5. Также не было найдено монотонной связи  $E_1$  с теплофизическими параметрами, которые бы указывали на инициирующую роль тепловых процессов в нарушении электрической прочности.

Исследования ИЭП гетерогенных ВП (катод || анод) проведены на комбинациях Ti || Al и Al || Ti [179] (рисунок 3.6). Выбор материалов обусловлен значительной разницей величины ИЭП для соответствующих гомогенных пар Al || Al и Ti || Ti. Как следует из диаграммы, представленной на рисунке 3.6, при условии использования Al в качестве катода, материал анода не играет определяющей роли в инициировании импульсного пробоя, и пробой происходит при сравнительно малых напряженностях поля. Если же катодом является Ti, то анод в значитель-

ной степени оказывает влияние на ИЭП, и пробой происходит при сравнительно больших напряженностях поля. К подобным выводам пришли в свое время авторы работы [41], где испытания проводились на косоугольных импульсах с регулируемым временем воздействия напряжения 0.1–3 мкс. Авторами замечена тенденция к подобной закономерности в комбинации SS||Al и Al||SS в пределе минимальных длительностей импульса (SS – нержавеющая сталь).

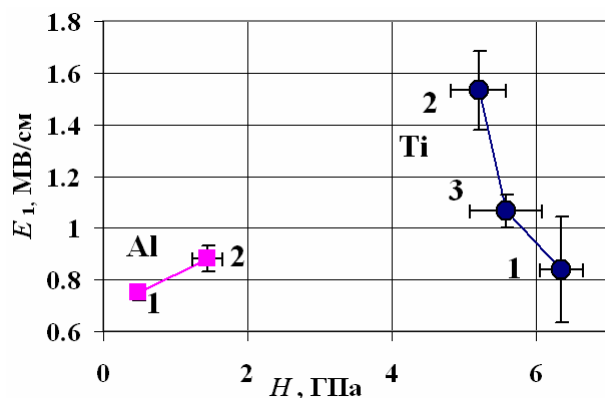


Рисунок 3.5. Зависимости ИЭП от микротвердости электродов из Al и Ti для различного состояния фольги: 1) без ИПП; 2) после ИПП; 3) после водородно-вакуумного отжига и ИПП.

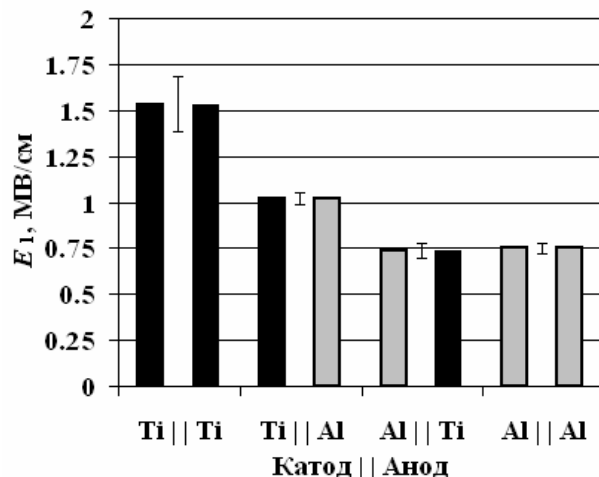


Рисунок 3.6. Зависимость ИЭП  $E_1$  от материала катода и анода в гетерогенном ВП.

### 3.3. Влияние локального магнитного поля

В [23] было установлено, что электрическая прочность вакуумных промежутков повышается в присутствии достаточно сильного поперечного магнитного поля, ориентированного параллельно плоскостям электродов. Эффект реализуется при условии, что циклоидальная траектория движения электрона, эмитированного катодом, не касается поверхности анода. Из условия равенства высоты циклоиды длине вакуумного промежутка находится критическое значение магнитной индукции, выше которого возникает эффект магнитной изоляции:

$$B_{cr} = \left( \frac{2m_e E_{br}}{ed} \right)^{1/2} \quad (3.1)$$

где  $e$ ,  $m_e$  – заряд и масса электрона,  $d$  – ширина вакуумного зазора,  $E_{br}$  – электрическая прочность в отсутствие поперечного магнитного поля. Эффект магнитной изоляции и формула (3.1) в работе [23] были подтверждены. Однако из-за переброски пробоя на оснастку электромагнитной системы техническая реализация экспериментов оказалась крайне затрудненной.

При исследовании влияния поперечного магнитного поля на изоляционные свойства широких ВП с малым зазором 100 мкм в работе [184], напротив, обнаружено снижение пробивно-

го напряжения на 10–20%. Было показано, что в данных экспериментальных условиях влияние магнитного поля на плотность тока автоэлектронной эмиссии незначительно (на уровне  $10^{-3}$  доли). Авторы предположили влияние на электрическую прочность ВП адсорбированного газа, который десорбируется под действием электрического поля и ионизируется низкоэнергетическими вторичными электронами, траектории которых искривляются в магнитном поле, что увеличивает количество ионизаций.

В работе [185] мы отказались от внешней электромагнитной системы: источниками магнитного поля являлись постоянные магниты, вставленные в тело электродов «со сменяемой поверхностью». ВП со вставками из немагнитной нержавеющей стали составляли контрольную группу при измерении ИЭП (без воздействия магнитного поля, см. рисунок 3.1 б). В первых экспериментах для создания поперечного магнитного поля в промежутке использовались вставки из магнитов состава Nd–Fe–B такой же геометрии (рисунок 3.7). Намагниченность  $I$  вставок была однородной, параллельной поверхности электродов. Если принять, что в отсутствие магнитного поля для ВП с титановыми электродами  $E_{br} = 1.5$  МВ/см (см. раздел 3.2), то из формулы (3.1) следует, что для достижения эффекта магнитной изоляции в 2–миллиметровом промежутке требуется магнитная индукция около 1.5 Тл. Согласно расчетам, при одинаковом направлении полюсов, вставки из Nd–Fe–B обеспечивали в промежутке поперечное магнитное поле с индукцией не более 0.5 Тл, поэтому полного эффекта магнитной изоляции не ожидалось.

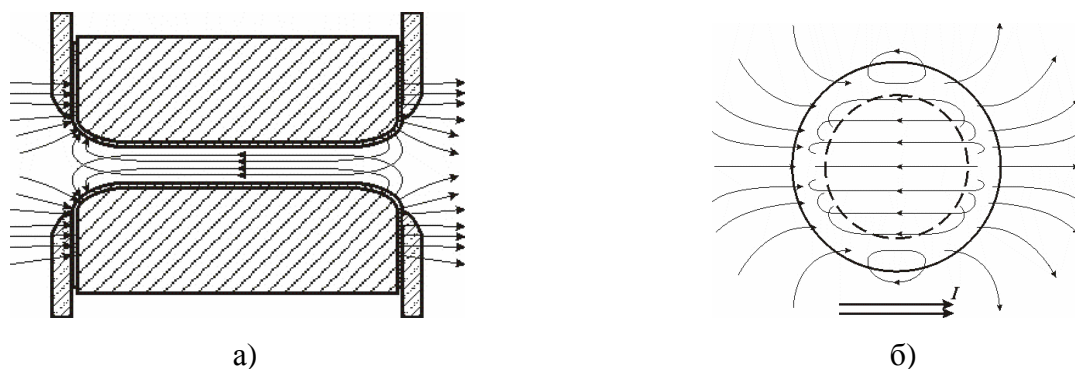


Рисунок 3.7. Схематичное изображение электродов, их взаимного расположения и силовых линий магнитного поля: а) – вид сбоку; б) вид со стороны промежутка на электрод.

Поскольку существовал риск аккумуляции ферромагнитных частиц на поверхности электродов вблизи полюсов встроенных магнитов, перед откачкой камеры производилась профилактическая очистка поверхности электродов магнитом, завернутым в безворсовую салфетку. Гипотетическая возможность появления частиц в ходе эксперимента контролировалась при помощи длиннофокусного микроскопа через окно камеры в скользящем свете. Для изучения направления перемещения разрядного канала в магнитном поле (в проекции на плоскость на-

блюдения) использовалась скоростная 4-канальная камера HSFC-pro. Пробой ВП осуществлялся в ходе его тестирования на ИЭП прямоугольными импульсами напряжения амплитудой 200 кВ длительностью 100 нс. После пробоя электроды извлекались из вакуумной камеры и производилось изучение следов пробоя на электродах с помощью оптического микроскопа.

Пробой контрольных пар с немагнитными вставками формировал в пределах плоской части электродов широкий эрозионный отпечаток с большим количеством перенесенных с противоположного электрода капель (рисунок 2.13, а). Импульсы тока и напряжения при пробое имели типовую треугольную форму (рисунок 3.8, а).

Вопреки ожиданиям, наложение магнитного поля на межэлектродный промежуток более чем двукратно снижало напряженность электрического поля пробоя. При этом происходил многократный пробой с частичным восстановлением изоляционных свойств ВП, о чем свидетельствовали формы осциллограмм тока и напряжения (рисунок 3.8, б). Соответственно, эрозионные следы каждого пробоя образовывали цепочку, один из концов которой находился в области магнитного полюса (рисунок 3.8, б). Скоростная съемка показала, что цепочка эрозионных пятен развивается именно из области полюса, а не в обратную сторону. Количество эрозионных пятен в цепочке варьировалось от нескольких единиц до нескольких десятков. Таким образом, существенно снижая уровень ИЭП ВП, и инициируя пробой в месте выхода пучка силовых линий из поверхности катода, это же магнитное поле сдерживало развитие пробоя ВП, создавая периодические обрывы тока искры с дискретным перемещением катодного пятна вдоль периферийной зоны ВП. Такая траектория качественно соответствует известному правилу смещения катодных пятен в направлении, противоположном направлению силы Ампера [151].

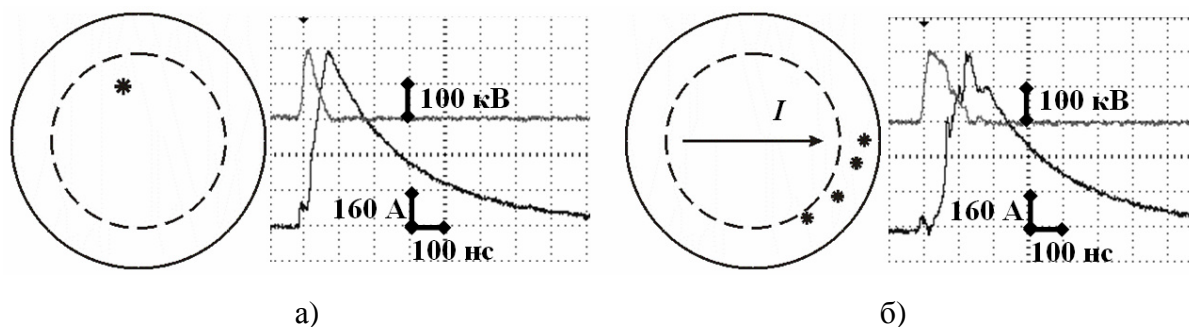


Рисунок 3.8. Возможные варианты расположения эрозионных меток и осциллограммы напряжения и тока при пробое вакуумного промежутка: а) – без магнитного поля; б) с магнитным полем намагниченных вставок. Прерывистой линией показана граница плоской части электрода.

Поскольку пробой инициировался за пределами плоской части промежутка, и магнитное поле способствовало удержанию катодного пятна вне плоской части, дальнейшие условия эксперимента были изменены. В качестве источников магнитного поля использовались шарооб-

разные магниты состава Nd–Fe–B диаметром 6 мм. Намагниченный шар закреплялся в углублении, сделанном в центре немагнитной вставки непосредственно под фольгой. Вектор намагниченности шара ориентировался нормально (рисунок 3.9, а) или параллельно (рисунок 3.9, б) поверхности электрода («монополюсная» или «дипольная» ориентация, соответственно).

Если рассматривать изменение магнитной индукции вдоль поверхности электрода, то в обоих случаях максимум ее модуля достигается в центре плоской части электрода. При монополюсной ориентации магнита в этой точке вектор индукции ориентируется ортогонально поверхности и имеет значение  $\sim 1$  Тл. При дипольной ориентации магнита в этой точке вектор индукции ориентируется параллельно поверхности и имеет значение  $\sim 0.5$  Тл.

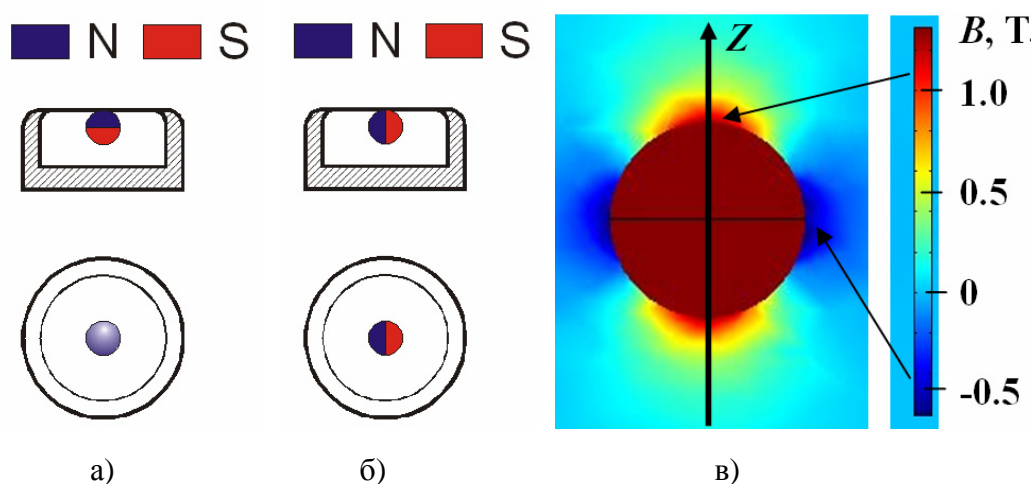


Рисунок 3.9. Монополюсное (а) и дипольное (б) расположение шарообразного магнита под поверхностью катода, а также распределение Z-составляющей магнитной индукции намагниченного шара (в). Ось Z совпадает с направлением вектора намагниченности.

Испытания показали, что при монополюсной ориентации шара эрозионная метка на катоде после пробоя строго совпадает с центром электрода (положением полюса), а электрическая прочность ВП с титановыми поверхностями составляет  $0.7 \pm 0.2$  МВ/см, что примерно вдвое меньше электрической прочности контрольных промежутков. При дипольной ориентации шара эрозионная метка на катоде оказывается смещенной относительно центра электрода на 1–1.5 мм к одному из полюсов; электрическая прочность промежутка составляет  $0.82 \pm 0.4$  МВ/см. На осциллограммах пробоя ВП с шаровыми намагниченными вставками можно также выделить обрывы, свойственные пробоем ВП со сплошными намагниченными вставками.

Размещение шарового магнита под поверхностью анода почти в той же степени снижало электрическую прочность вакуумного промежутка, что и его размещение под поверхностью катода. Однако при этом место пробоя не имело строгой привязки к положению полюса магнита, а являлось случайным в пределах плоской части электродов. Из расчетов следует, что в этом случае максимальная нормальная составляющая индукции магнитного поля у поверхности ка-

тогда не превышала 0.3 Тл.

Представленные результаты показывают, что определяющую роль в снижении ИЭП ВП в рассматриваемых условиях играет составляющая индукции магнитного поля  $\sim 0.5$  Тл и более, направленная нормально к поверхности катода.

Для ВП с электродами, покрытыми медной фольгой, эффект магнитного поля проявлялся в несколько иной форме. Размещение магнита в катодном теле не оказывало сильного влияния на величину ИЭП, но при этом в точке полюса на катоде формировалась компактная круглая область сплошного плавления поверхности диаметром несколько десятков микрон.

### **3.4. Влияние безискровой токовой тренировки**

В соответствии с классификацией, данной в обзоре [4], существует четыре основных классических метода тренировки электродов, которые стабилизируют изолирующие свойства ВП: 1) темновыми токами, 2) тлеющим разрядом, 3) током в "полувакууме" ( $\sim 0,1$  Па Аг+;  $\sim 50$  мА;  $\sim 20$  кВ), 4) серией последовательных пробоев. Эффективность этих тренировок, очевидно, связана с исходным состоянием поверхности электродов. Чем ближе состояние поверхности электродов к идеально чистой и гладкой, тем менее эффективна любая из этих тренировок в отношении улучшения качества вакуумной изоляции. Как следует из раздела 3.2, для электродов, прошедших процедуру ИПП, дополнительные тренировки 2) – 4), связанные с высокоэнергетическим локальным воздействием на поверхность, не только не эффективны, но и в ряде случаев вредны, поскольку снижают значение ИЭП.

Тренировки ВП предпробойными (темновыми) токами в работах [186, 202] с целью проверки возможности повышения ИЭП проводились на стенде, идентичном описанному в разделе 2.2 (рисунок 2.7), в котором вместо генератора Маркса использовался регулируемый источник постоянного напряжения. В качестве объектов исследований выступали ВП с фольговыми электродами (рисунок 3.1, б) из нержавеющей стали (SS) марки 12X18H10T, титана марки Т1-00, предварительно обработанными ИПП НСЭП и меди марки М-1, предварительно подвергнутой электролитической полировке. Диаметр плоской части электродов составлял 18 мм. Тренировка осуществлялась в диапазонах регулируемого напряжения  $U$  от 7,5 кВ до 12 кВ и регулируемого зазора  $d = 50\text{--}500$  мкм. Последовательно включенный в измерительную цепь резистор имел сопротивление 100 Мом. Величина тока контролировалась микро-нано-амперметром Ф195.

При плавном повышении напряжения со скоростью 50 В/с и/или снижении межэлектродного зазора можно было достичь значений тока 1 мкА без большого риска возникновения пробоя ВП. После выдержек ВП при токе 1–5 мкА, в течение 1 часа производилось испытание ВП на импульсную электрическую прочность в стандартном режиме, описанном в разделе 2.2. Для

всех электродных материалов эксперимент показал, что токовая тренировка в таком режиме не влияет на ИЭП ВП. В ходе тренировки на уровне токов свыше 10 мкА имела высокая вероятность пробоя, после которого ИЭП ВП существенно снижалась из-за значительных разрушений поверхности электродов: на обоих электродах появлялась зона эрозии диаметром 100–200 мкм. Причиной столь значительных разрушений являлось выделение электростатической энергии емкости ВП порядка  $10^{-2}$  Дж в канал развивающегося разряда. Величина балластного сопротивления в данном случае не играет принципиальной роли.

Для того чтобы стабилизировать режим токопрохождения на уровне токов  $\sim 10^{-5}$ – $10^{-4}$  А возникла идея ограничения тока телом одного из электродов ВП. Предполагалось, что в момент инициирования пробоя растекание тока в электроде, выполненном из материала с высоким удельным сопротивлением, должно привести к автоматическому снижению локальной разности потенциалов между точками входа и выхода формирующегося разрядного канала, и подавлению сильноточного разряда. Предполагалась также возможность образования нескольких подобных параллельно действующих каналов такого "задержанного" пробоя.

Тренировка обоих электродов (будущего) ВП осуществлялась отдельно, где каждый из них выступал в качестве катода. В качестве высокоомного анода была выбрана шайба, изготовленная из феррита марки М4СЧ5, толщиной 4 мм, диаметром 59 мм, наклеенная через проводящий клей на основу из нержавеющей стали (рисунок 3.1, в). Качественных различий в вольт-амперных характеристиках (ВАХ) таких гетерогенных ВП от ВАХ соответствующих гомогенных ВП (где в качестве анода выступал металлический электрод, идентичный катоду), не обнаружено. При некотором пороговом значении  $E_{th} = 0.5$ – $1$  МВ/см (который, в среднем, возрастал в ряду материалов  $Cu \rightarrow SS \rightarrow Ti$ ) в ВП внезапно появлялся флуктуирующий ток на уровне значений  $10^{-8}$ – $10^{-7}$  А. Этот порог "включения" проводимости ВП оказался существенно более высоким, чем значения, данные в [6, 135]. При увеличении напряженности поля посредством увеличения напряжения или сокращения длины промежутка ток возрастал, и его флуктуации снижались. На уровне свыше  $\sim 10^{-6}$  А ток начинал возрастать с некоторой релаксационной инерционностью. Характерное время установления тока при ступенчатом подъеме напряжения составляло порядок минут. Следствием такой инерционности являлся гистерезис при последующем снижении напряжения. Дальнейшее циклирование по напряжению в прежних пределах регулировки напряжения со скоростью 50 В/с оставляло характеристику почти неизменной. Выход за пределы цикла вновь приводил к неоднозначности характеристики. Таким образом, установившаяся характеристика функционально зависела от того значения максимального тока, который достигался (хотя бы единожды) в ВП. Появление необратимостей в характеристиках на уровне тока  $\sim 10^{-6}$  А также отмечалось в ранних работах, в частности, в работах [90, 108].



В ходе повышения напряжения в диапазоне свыше 10 кВ возникали микроразряды – всплески тока амплитудой 0,1–10 мА, сопровождающиеся тусклыми вспышками в ВП. Микроразряды чаще всего не влияли на текущее значение силы тока, и лишь в редких случаях приводили, как к повышению, так и к понижению силы тока. При возрастании напряжения со скоростью 50 В/с частота микроразрядов, оценочно, не превышала  $0,2 \text{ с}^{-1}$ . В редких случаях могли возникать кратковременные группы микроразрядов в количестве порядка десяти в течение нескольких секунд. При фиксировании напряжения микроразряды быстро прекращались. Во время циклических повторных повышений напряжения микроразряды отсутствовали. Выдержка ВП в атмосферных условиях в течение суток после токовой тренировки не восстанавливала исходные проводящие свойства ВП, то есть, вольтамперная характеристика ВП оставалась почти такой, какой она была до напуска воздуха в камеру. Этого нельзя с уверенностью сказать для случая, когда не превышал 1 мкА. В этом случае проводимость ВП могла заметно снизиться даже при экспозиции электродов в атмосферных условиях в течение 1 часа. Таким образом, неоднозначности ВАХ, обретаемые вакуумным промежутком при пропускании тока на уровне свыше 1 мкА не связаны с процессами адсорбции и десорбции газов на поверхности электродов в той степени, в какой они связаны с изменениями в самом материале тренируемого электрода.

Контролируемое увеличение тока в гетерогенном ВП с высокоомным анодом оказалось возможным до значений  $10^{-5} - 10^{-4}$  А. При этих значениях характер возрастания тока во времени изменялся. В случае увеличения напряжения или сужения промежутка релаксационный рост тока постепенно уступал место его плавному непрерывному росту, и для поддержания тока на одном уровне необходимо было уменьшать напряжение. На рисунке 3.10, а показан пример экспериментальной вольтамперной характеристики ВП  $I(U)$  с катодом из титана (правая кривая). Порог "включения" проводимости ВП был зафиксирован на уровне около 0.7 МВ/см. После циклирования по напряжению  $7.5 \rightarrow 12 \rightarrow 7.5 \rightarrow 12$  кВ при  $d = 110$  мкм, межэлектродное расстояние было уменьшено до  $d = 80$  мкм. При очередном подъеме напряжения до 12 кВ ток достиг уровня 25 мкА. После выдержки под напряжением 12 кВ в течение 30 минут ток вырос до значения 40 мкА и продолжал расти. На этом же рисунке показана ВАХ ферритового анода (левая кривая), измеренная при плотном смыкании электродов ВП. Видно, что уже при токе выше 10 мкА значительная часть напряжения начинает падать в теле анода. На рисунке 3.10 (б) показана «чистая» вольтамперная характеристика  $I(dU)$  ВП, которая, получается корректировкой экспериментальной характеристики путем вычитания из нее значений напряжения на анодной шайбе, соответствующих данному току (текущее истинное значение напряжения  $dU$  на ВП показано также на рисунке 3.10, а). Видно, что на уровне тока 20 мкА крутизна характеристики терпит разрыв, устремляясь сначала в бесконечность, затем уходя область отрицательных значений. Такое состояние можно условно назвать "задержанным пробоем".

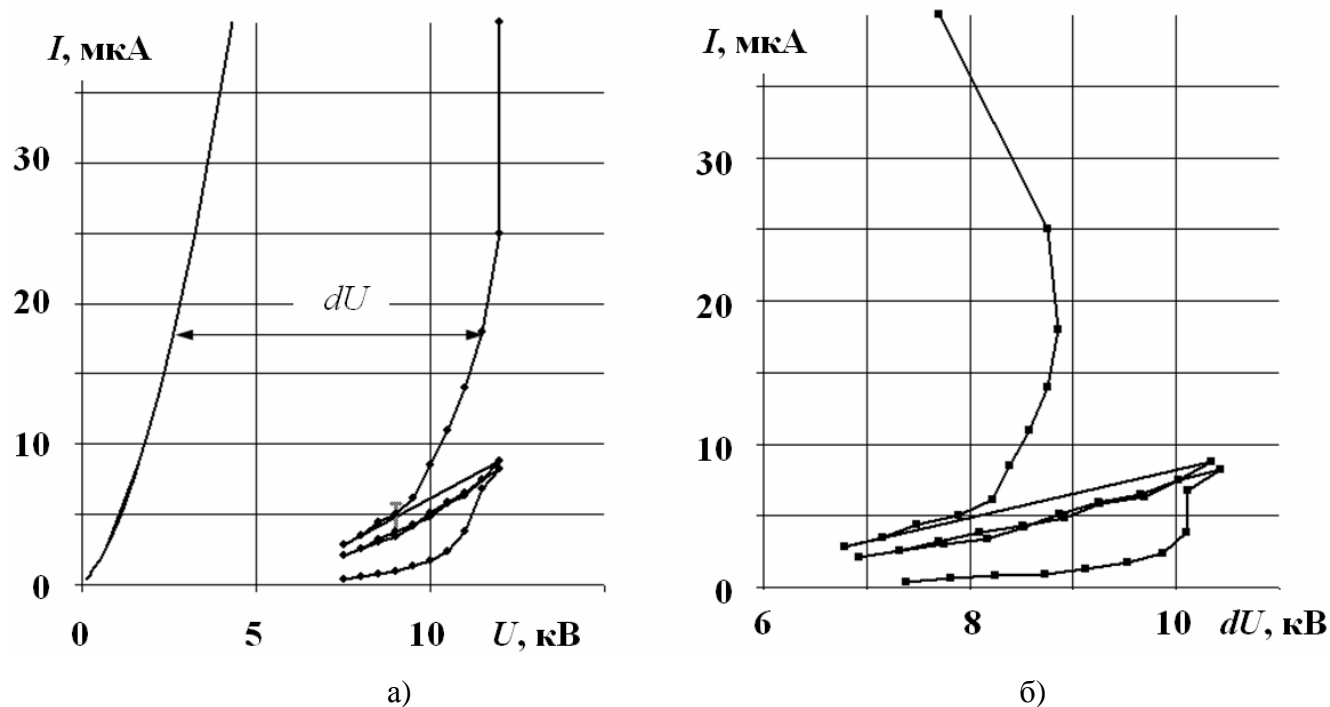


Рисунок 3.10. Экспериментальная (а) и "чистая" (б) характеристики гетерогенного ВП (катод – титан). Показана также характеристика анодного тела ((а), слева).

При помощи сравнительного микроскопического картографирования поверхности катодов до и после тренировки током, удалось выделить объекты, образовавшиеся в ходе тренировки. Размер этих объектов составляет 1–30 мкм, чаще единицы микрометров. Наиболее четкие и разнообразные изменения удалось выявить на гладкой поверхности электрохимически полированной фольги технической меди, которая не подвергалась обработке НСЭП. Для предотвращения микроразрядов напряжение на ВП фиксировалось на уровне 8 кВ, а напряженность электрического поля увеличивалась посредством уменьшения зазора ВП. На рисунке 3.11 показаны примеры объектов, образовавшихся после достижения током значения 0.7 мкА (при зазоре 60 мкм) и выдержке под напряжением в течение 5 минут. Всего зафиксировано порядка 100 новых объектов на площади около 3 см<sup>2</sup>, и ни один из которых нельзя было отнести к взрывному кратеру. Большинство из них выглядели как мелкие пятна размером порядка единиц микрометров и не имели развитого рельефа (рисунок 3.11, а). Элементный анализ показал, что основу пятен составляет углерод. Большинство из наиболее крупных объектов размером 10–20 мкм имели круглую форму, с пологим рельефом. Среди них выявлены объекты, в составе которых почти отсутствовали примеси (рисунок 3.11, б). Основная же часть объектов была обогащена углеродом (рисунок 3.11, в, г).

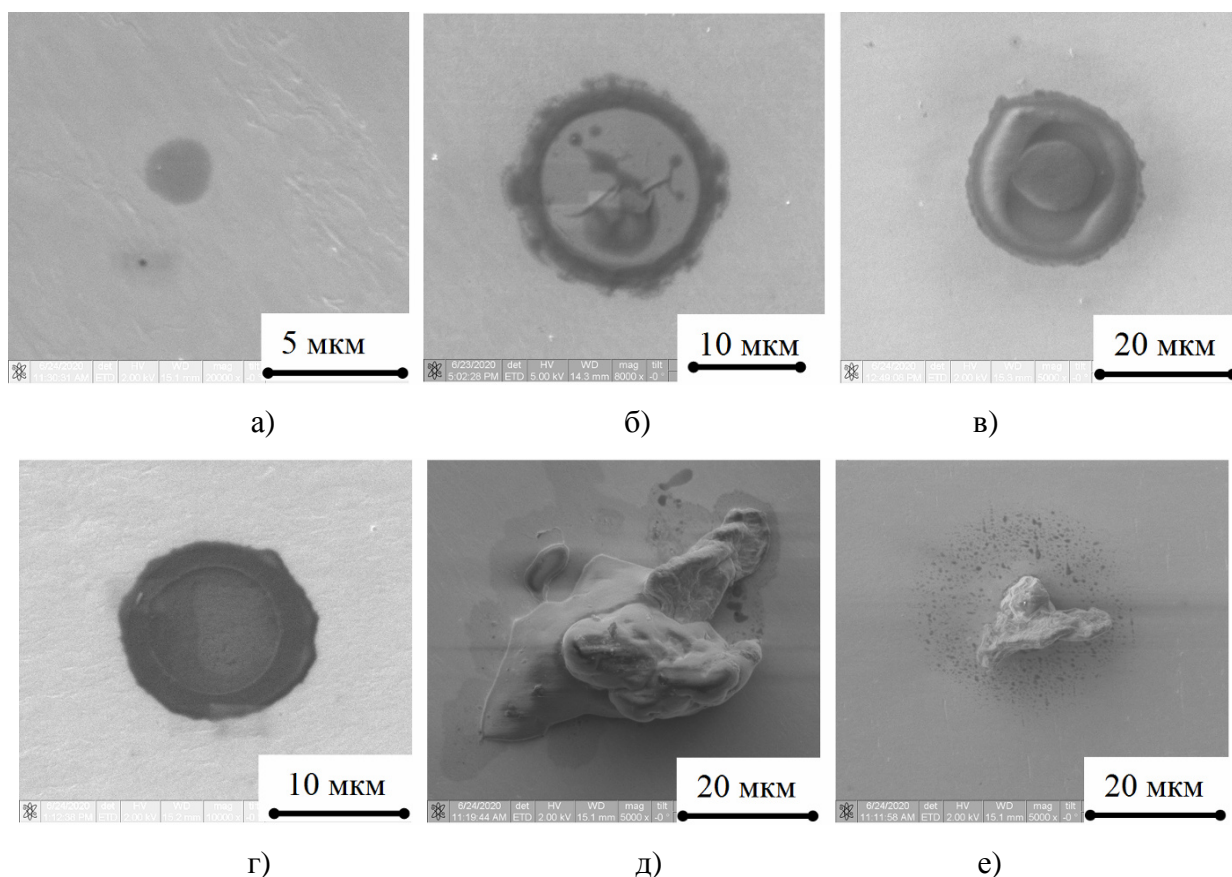


Рисунок 3.11. Новообразования на поверхности меди после 5-минутной экспозиции при токе 0,7 мкА: углеродные пятна (а); круговые выпуклости: медная (б), медно-углеродная (в) и углеродная (г); пылевые образования: углеродное (д) и безуглеродное (е).

Наконец, попадались объекты размером 20–30 мкм неправильной формы с очень развитым рельефом (рисунок 3.11, д, е). Эти объекты, содержащие разнообразные элементы (углерод, кальций, кислород) были отнесены к пылевым частицам, вероятно попавшим на поверхность в ходе загрузки и откачки вакуумной камеры (данная экспериментальная установка находилась вне беспылевой кондиционированной зоны). На исходных микроскопических картах в тех местах, где в ходе тренировки появились описанные выше объекты, каких-либо геометрических особенностей или неоднородностей обнаружено не было, хотя в целом на исходной поверхности количество явных неоднородностей было не меньше, чем новообразований.

Влияние токовой тренировки в режиме "задержанного пробоя" на величину ИЭП ВП неоднозначно. ИЭП тех ВП, которые впоследствии были составлены из медных или титановых электродов, прошедших отдельную тренировку током на уровне  $\sim 10^{-5} - 10^{-4}$  А в течение 0,5–3 часов, статистически не отличалась от ИЭП ВП с электродами, не прошедшими такую тренировку (несмотря на появление новообразований и необратимых изменений ВАХ). В случае же стальных электродов неожиданно обнаружен положительный эффект. На основе тестирования 7 экспериментальных и 7 контрольных ВП получены соответствующие значения ИЭП  $1,16 \pm 0,24$  МВ/см и  $0,94 \pm 0,13$  МВ/см, что соответствует увеличению ИЭП, в среднем, на 20%.

### 3.5. Обсуждение и выводы по главе 3

ИПП электродов ВП, изготовленных из монокристаллических технически чистых материалов устраняет острые неровности поверхности и неоднородности в приповерхностном объеме, что приводит к рекордно высоким значениям ИЭП плоских ВП. Другие известные методы обработки поверхности электродов, способствующие увеличению электрической прочности ВП, в сочетании с ИПП теряют свою эффективность или оказывают отрицательное влияние. В частности, широко используемый метод стабилизации свойств вакуумной изоляции кондиционированием последовательными пробоями снижает ИЭП ВП до типовых технологических значений. В таких условиях критерием электрической прочности является напряженность электрического поля, которую выдерживает ВП перед первым пробоем  $E_1$ . При испытании ВП импульсным напряжением 200 кВ длительностью 100 нс эта величина достигает порядка 1 МВ/см. ВП с электродами, изготовленными из монокристаллических металлов, показали разбросы по величине  $E_1$ , соизмеримые с изменениями среднего значения  $E_1$  при вариации металлического элемента (рисунок 3.4). Таким образом, электрическая прочность вакуумной изоляции с электродами, прошедшими процедуру ИПП, в большей степени определяется свойствами самого материала электродов, и в меньшей степени остаточными неоднородностями его поверхности. Исключением из этого правила являются сплавы, содержащие крупные включения (например, нержавеющая сталь). Остатки от содержимого этих включений, в частности, карбидов, как известно, сохраняются после ИПП в виде включений нанометровых размеров, сильно привязанных к основной матрице [163]. В связи с этим, ВП сохраняют способность к кондиционированию при воздействии небольшой серии пробоев.

При попытке объяснить инициирование импульсного пробоя действием "темновых" токов на основе известной тепловой модели взрыва возникают непреодолимые сложности. Для того чтобы локально расплавить материал катода в области эмиссионного центра, характеризуемого силой тока  $i$ , радиус области эмиссии, согласно выражениям [2, 3, 187], не должен превышать значения

$$r_{кр} = \left( \frac{\chi_0 i^2 \tau}{4\pi^2 \rho c \ln(T_{пл}/T_0)} \right)^{1/4} \quad (3.1)$$

где  $\chi_0$  - температурный коэффициент удельного сопротивления,  $\rho$  - плотность материала катода,  $c$  - его удельная теплоемкость,  $T_{пл}$  - его температура плавления.

Подставляя в формулу (3.1) параметры титана  $\chi_0=2.3 \cdot 10^{-9}$  Ом·м/К,  $\rho=4500$  кг/м<sup>3</sup>,  $c=521$  Дж/(кг·К),  $T_{пл}=1880$  К, а также характерное значение времени задержки импульсного пробоя

$\tau=10$  нс, получим, что даже при весьма завышенном значении предпробойного тока  $i = 1$  мкА (например, в ВП, предварительно тренированном "задержанным пробоем", см. раздел 3.4), значение  $r_{кр}$  составит всего 0.6 нм! Таким образом, попытка применить критерии тепловой неустойчивости к токам суб-микроамперного диапазона приводит к необходимости «стягивать» эти токи в единственный канал проводимости субатомного сечения, что противоречит самой природе выделения джоулева тепла при рассеянии энергии и импульса электронов в металле. К тому же следует заметить, что в исходно чистых, не пораженных кондиционирующими импульсами ВП, ток регистрируется на уровне не более единиц наноампер [14, 26, 38, 75] (см. также раздел 3.4). В работах же [2, 69] экспериментально показано, что минимальный ток автоэлектронной эмиссии, требуемый для возникновения первичных взрывоэмиссионных центров составляет не менее 0,1 А. Таким образом, с необходимостью приходится обращаться к идее Латама образования "pin-holes" на поверхности катода [6, 135] (см также главу 1), которые, далее, запускают более мощный источник электронов, приводящий к искре.

Как следует из данных раздела 3.2, с увеличением ИЭП ВП работа выхода, в среднем, уменьшается. Это тем более противоречит механизму инициирования пробоя темновыми токами, связанными с автоэлектронной эмиссией. В то же время, выполняется закономерность увеличения ИЭП ВП в ряду кристаллических структур ГЦК  $\rightarrow$  ОЦК  $\rightarrow$  ГПУ, соответствующему снижению дислокационной пластичности [139]. При этом следует заметить, что плотность упаковки атомов металла не определяет величину ИЭП, поскольку ГЦК и ГПУ-структуры обладают наиболее плотными кристаллографическими упаковками, которые принципиально не отличаются укладкой смежных слоев атомов; отличия проявляются лишь при укладке третьего слоя, что и обуславливает существенное отличие в свойствах пластичности ГЦК и ГПУ кристаллов.

Локальное магнитное поле с индукцией порядка 0,3 Тл и выше существенно понижает уровень ИЭП ВП, инициируя пробой в месте выхода пучка силовых линий магнитной индукции из поверхности катода. При изначально малых предпробойных токах в ВП этот эффект может быть объяснен лишь воздействием магнитного поля на свойства электродного материала. Согласно литературным данным, индукция магнитного поля свыше 0,1 Тл может влиять на стопорящие парамагнитные центры дислокаций, изменяя пластические свойства материала в целом (магнитопластический эффект) [231, 386].

Из приведенных выше оценок и экспериментальных данных следует, что перед возникновением перегретой неустойчивости, переходящей в вакуумный пробой, на поверхности катода должны произойти структурные изменения, приводящие к резкому (более чем на 8 порядков величины в течение не более нескольких десятков наносекунд) росту проводимости ВП. Результаты экспериментов с воздействием на поверхность металлов постоянным электрическим

полем через высокоомный электрод (раздел 3.4), подтверждают данное предположение: в ходе "задержанного пробоя" проводимость ВП начинает необратимо возрастать совместно с локальными морфологическими изменениями поверхности металла при достижении напряженностью пороговых значений, близких к соответствующим значениям величины  $E_1$ . Появление выпуклостей с плоскими вершинами, содержащих примесные элементы, свидетельствует о наиболее вероятной реализации модели пробоя, предложенной авторами [146], согласно которой концентрация электромеханических напряжений вокруг под-поверхностных микровключений электрода может привести к развитию локальных пластических деформаций и разрушению поверхности. Появление выступов различных форм на поверхности катода, содержащих углерод и другие элементы при длительной эксплуатации ВП в условиях постоянного электрического поля  $\sim 0,1\text{--}0,2$  МВ/см при повышенных температурах катода является серьезным препятствием для длительной эксплуатации отпаянных рентгеновских трубок и других устройств [136]. В связи с этим, извлечение микровключений из поверхностных слоев материалов при выдержке электродов в сильном электрическом поле, создаваемым высокоомным анодом (раздел 3.4), может иметь большое практическое значение.

Наличие "холодной" стадии развития вакуумного пробоя (связанной со структурными изменениями на электродах), предшествующей "горячей стадии" (связанной с перегревной неустойчивости поверхности) подтверждается результатами исследования закономерностей развития предпробойной электронной эмиссии (глава 4) и морфологических изменений на поверхности электродов (глава 5) в условиях короткоимпульсного перенапряжения.

## Глава 4. Электронно-эмиссионные центры при воздействии коротких импульсов напряжения

### 4.1 Введение

Во многих работах возникновение вакуумного пробоя рассматривается через призму теории критического поля Альперта [49, 53, 62, 64, 77, 78]. Теория опирается на предположение о том, что электрическая прочность плоского ВП определяется локальной критической напряженностью электрического поля  $E_0 \sim 50\text{--}100$  МВ/см, зависимой от материала катода. При этом проводимость ВП, можно описать в приближении теории Фаулера–Нордгейма с подгоночным коэффициентом  $\beta$ , который характеризует усиление электрического поля на микровыступах относительно среднего в ВП. Слабости такого подхода изложены в главе 1. Теорию критического поля можно формально переформулировать в «теорию критической плотности тока» с помощью формулы (1.1), рассматривая ее как подтверждаемую экспериментами функциональную двухпараметрическую связь  $j(E)$  между напряженностью электрического поля и плотностью тока. Поскольку установлено, что материал катода характеризуется некоторым постоянным параметром критической напряженности электрического поля  $E_0$ , то он же автоматически характеризуется и некоторым постоянным параметром критической плотности тока  $j_0 = j(E_0)$ , при которой развивается пробой [5, 64]. Такого рода формальная, на первый взгляд, замена критерия пробоя несет некоторое физическое содержание. Опираясь на экспериментальные данные перечисленных выше работ и рассчитанные в них параметры  $E_0$  и  $\beta$ , можно рассчитать соответствующие значения критической плотности тока  $j_0$  и показать, что они находятся в диапазоне  $10^8\text{--}10^{10}$  А/м<sup>2</sup> (Приложение 1). Эти значения существенно меньше плотности тока  $10^{12}\text{--}10^{13}$  А/м<sup>2</sup>, инициирующего микровзрыв [2, 3, 5]. Предельно высокие значения стационарного предпробойного тока в плоском ВП  $\sim 10^{-3}$  А могут быть достигнуты лишь после тренировки электродной системы множественными пробоями [64], после нарочито грубой механической обработки [113] или после прогрева электродов при высоких температурах, создающего рекристаллизационные острия [74]. Однако даже эти предельные предпробойные значения тока на 2 порядка меньше характерного значения тока, необходимого для возникновения микровзрыва на одиночном остром катоде [2, 69].

Эксперименты с электродами, обработанными НСЭП (раздел 3.4), показали необратимое переключение проводимости ВП от суб-наноамперного уровня до уровня токов  $\sim 10^{-7}$  А, которое сопровождалось микроскопическими морфологическими изменениями вокруг примесных

включений. Несмотря на то, что эти изменения не сильно повлияли на ИЭП ВП, можно предположить они могут быть предшественниками более значительных поверхностных нарушений, приводящих непосредственно появлению тока эмиссии на уровне 0,1–1 А и к пробую ВП. Режим постоянного напряжения не позволил увеличить эмиссионный ток выше уровня  $10^{-4}$  А, несмотря на принятые меры по стабилизации предпробойного состояния (раздел 3.4). Таким образом, встает задача исследования эмиссионной активности катода непосредственно в условиях импульсного перенапряжения.

## **4.2 Визуализация распределения импульсной эмиссионной активности**

Процедура ИПП электродов ВП приводит к увеличению уровня ИЭП не более чем на 50–100% [133] (см. также раздел 3.1), что по меркам теории критического поля является небольшим приростом электрической прочности. Однако при этом обнаруживаются качественные изменения в эмиссионных свойствах катодов. Так, если на поверхности механически обработанных стальных электродов действуют эмиссионные центры со стабильными характеристиками, то после ИПП либо остается небольшое количество нестабильных эмиссионных центров, обладающих гистерезисно-пороговыми характеристиками, либо центры эмиссии вообще пропадают [133]. При использовании катодов из качественных сталей марок 304L и 316L, прошедших водородно-вакуумный отжиг, порог эмиссионной активности, обнаруживаемой сканнером-анодом, оказывается выше уровня ИЭП ВП. Это странное, на первый взгляд, свойство, обнаруженное в работе [133], следовало тщательно проверить, поскольку оставались сомнения в том, насколько точно в этой работе определялась напряженность поля на поверхности катода под игольчатым сканнером и в том, насколько сохранялось состояние поверхности катода в ходе замены игольчатого анода плоским анодом перед осуществлением пробоя. С учетом этих неоднозначностей, была разработана методика регистрации предпробойной эмиссии одновременно по всей поверхности катода в ходе стандартного зондирования ВП короткими импульсами, без развакуумирования системы.

Из литературы известно несколько методов одновременной (не сканирующей) визуализации расположения предпробойных эмиссионных центров на катоде. Существенным недостатком метода, основанного на использовании люминесцентного покрытия на аноде [34, 244, 245], является то, что такой анод сам становится источником интенсивного загрязнения катода. Система визуализации, основанная на регистрации переходного излучения, возникающего при бомбардировке анода в виде стеклянной подложки, покрытой полупроводниковой пленкой оксида цинка, имеет те же принципиальные недостатки. Автор [246] регистрировал переходное излучение, возникающее при бомбардировке металлического анода предпробойными токами с



коэффициентом усиления яркости этого излучения  $\sim 10^6$ . Поскольку переходное излучение анода обладает чрезвычайно низкой интенсивностью, этот метод непригоден для регистрации поведения эмиссионных центров при использовании наносекундных импульсов напряжения. Латам в [135] предложил использовать для наблюдения предпробойных эмиссионных центров свечение сцинтиллятора, возбуждаемого рентгеновским излучением в металлическом аноде, толщина которого достаточна для поглощения ускоренных в вакуумном промежутке электронов. Однако интенсивность генерируемого при этом рентгеновского излучения также невелика в силу низкой эффективности преобразования энергии электронов в рентгеновское излучение, что также ограничивает возможности визуализации эмиссионных центров при воздействии коротких импульсов. Ситуация может кардинально улучшиться, если эксперименты проводить при напряжениях, при которых электроны проникают через достаточно тонкий фольговый анод и непосредственно воздействуют на сцинтиллятор. Действительно, доля энергии ускоренных электронов, конвертируемая в световую энергию, в сцинтилляторах кристаллического типа составляет 6–10 % [247], то есть намного превышает этот показатель при конвертировании энергии электронного пучка в энергию переходного или рентгеновского излучения.

На рисунке 4.1 показана схема эксперимента, которую мы использовали в работах [240–243]. Испытательный стенд, описанный в разделе 2.2, был дополнен электронно-оптической системой регистрации. Катод **1** закреплялся неподвижно на изоляторе. Его геометрические параметры даны в разделе 2. Анод **2** представлял собой титановую фольгу толщиной 50 мкм, натянутую и зафиксированную в специальной оправке. Диаметр фольги составлял 56 мм, то есть превышал диаметр плоской части катода. В соответствии с данными [248], коэффициент прохождения титановой фольги толщиной 50 мкм электронами с энергией 200 кэВ составлял около 40 %. Таким образом, появлялась возможность в едином откачном цикле, в ходе увеличения амплитуды напряженности электрического поля посредством уменьшения зазора ВП (при сохранении амплитуды напряжения, а, следовательно, и коэффициента прозрачности анода), не только исследовать изменения импульсной эмиссионной картины, но и получить данные о том, какая из выявленных областей эмиссии вызвала импульсный пробой. В каждом эксперименте на анодную оправку натягивалась новая фольга, которая обрабатывалась НСЭП. Электроны, ускоренные в вакуумном промежутке и прошедшие сквозь фольгу, бомбардировали поверхность сцинтиллятора **7**. Световые вспышки сцинтиллятора через окно **8** с помощью зеркала **9** передавались на вход 4-канальной камеры HSFC-pro **10**. После преобразования изображения вспышек в цифровой код информация передавалась на компьютер **11**. Для регистрации свечения предпробойных эмиссионных центров использовалось два или три канала камеры с максимальным усилением яркости изображения. Длительность экспозиции микроканальных пластин этих каналов составляла 500 нс, что соответствовало времени высвечивания сцинтиллятора.

Использование параллельной работы нескольких каналов позволяло преодолеть трудности в обнаружении эмиссионных центров на начальной стадии появления, когда интенсивность свечения центров сравнима с уровнем шума. В этом случае, выделить положения эмиссионных центров помогало сравнение изображений параллельно работающих каналов регистрации (см. разд. 1). По мере повышения напряженности поля в промежутке интенсивность свечения эмиссионных центров увеличивалась, и проблемы их выявления снимались. Для локализации места появления катодной плазмы во время пробоя, был выделен отдельный канал, настроенный на минимальную чувствительность (остальные каналы во время пробоя "ослеплялись").

Синхронизацию работы ГИН и камеры обеспечивал блок запуска **12**. Частота подачи импульсов на вакуумный промежуток при проведении испытаний составляла в среднем 1 импульс в минуту. Между импульсами производилась запись изображений.

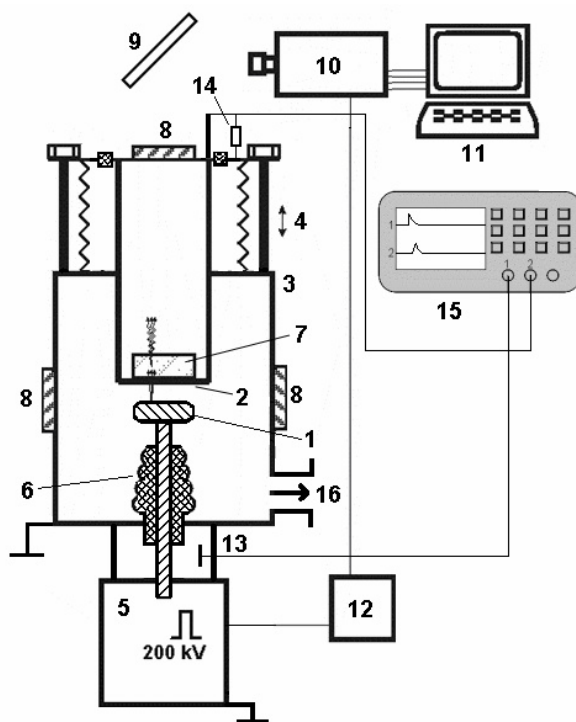


Рисунок 4.1. Установка для исследования импульсной эмиссионной картины: 1 – исследуемый катод, 2 - фольговый титановый анод, 3 – вакуумная камера, 4 – сильфонный драйвер, 5 – ГИН, 6 – проходной изолятор, 7- сцинтиллятор, 8- окно, 9 - поворотное зеркало, 10 – скоростная камера, 11 – компьютер, 12 – блок запуска и синхронизации, 13 – емкостной делитель, 14 – шунт, 15 – осциллограф, 16 – патрубок откачки.

Забегая вперед, следует отметить, что регулярные случаи *отсутствия импульсной эмиссионной активности* вплоть до первого пробоя ВП при использовании электродов из технически чистых одноэлементных металлов заставляли повышать чувствительность и разрешение регистрирующей аппаратуры. Первоначально ([240–242]) в качестве сцинтиллятора использовался кристалл NaI:Tl. Позже ([175, 243]) он был мы заменен кристаллом CsI:Tl, менее гигро-

скопичным и более чувствительным. Совершенствовалась также оптическая система, позволяющая в итоге получать увеличенные изображения отдельных фрагментов поверхности катода. Фактически, значительную часть исследований пришлось выполнить только для того, чтобы продемонстрировать достаточно высокую чувствительность аппаратуры при фиксации эмиссионных центров известной природы. Для этого на эмиссионно-неактивную поверхность титана наносились механические повреждения, частицы нанометровых и микрометровых размеров и другие инородные материалы (раздел 4.4).

Сцинтилляторы на основе щелочногалоидных кристаллов NaI:Tl и CsI:Tl, при своей высокой эффективности, довольно инерционны в отношении времени высвечивания, которое составляет 500–700 нс. Поэтому для 100–нс экспозиции в электронном потоке эти сцинтилляторы являются, фактически, интегрирующими элементами. Давая довольно четкую эмиссионную картину, они не позволяют исследовать зависимость интенсивности эмиссионных центров от времени в течение импульса. Грубое исследование кинетики импульсной эмиссии проводилось с использованием скоростного сцинтиллятора *p*-терфенил, время высвечивания которого составляет 3 нс. Этот сцинтиллятор, напротив, не мог накопить светосумму, достаточную для получения четкой эмиссионной картины, поэтому предполагалась возможность грубо исследовать кинетику средней интенсивности эмиссии в течение импульса при подсчете количества засвеченных пикселей матрицы камеры.

### 4.3 Импульсная эмиссия стальных катодов

Часть экспериментов проведена с массивными катодами из нержавеющей стали марки 12Х18Н10Т (рисунок 3.1, а). При повторном использовании электродов производилось механическое удаление поверхностного слоя толщиной 0,2 мм, содержащего эрозионные следы после предшествующего эксперимента. Обработка проводилась резцом до уровня шероховатости  $R_a=1,6$ . Абразивы не применялись. После механической обработки следовали электрохимическая обработка в ортофосфорной кислоте и ультразвуковая промывка в чистой воде. В таком виде (без обработки НСЭП) катод выступал как индикатор чувствительности метода.

Первые стабильные эмиссионные центры (СЭЦ) фиксировались при амплитудах напряженности поля  $E_{th} \sim 0,2\text{--}0,3$  МВ/см преимущественно на периферийной части катодной поверхности. При увеличении амплитуды напряженности поля эмиссионное изображение становилось довольно насыщенным и выявлялись эмиттеры-лидеры (рисунок 4.2, а). Радиальная неоднородность эмиссии может быть связана как с различием в качестве механической обработки центральной и периферийной областей электрода, так и с краевым эффектом усиления поля. Расчет показал, что при длине межэлектродного промежутка  $d = 2$  мм напряженность поля на катоде в

области перехода от плоскости к скруглению на 9 % выше, чем в центре катода. На рисунке 4.2, б показана эмиссионная карта того же катода после ИПП. Она представлена лишь несколькими слабыми нестабильными эмиссионными центрами (НЭЦ), порог обнаружения которых составлял уже в среднем  $E_{th} \sim 0,7$  МВ/см. Нестабильность центров связана с исчезновением некоторых из них, и с появлением других центров на новых местах при подаче последующего импульса. В отличие от СЭЦ, интенсивность которых монотонно росла с ростом амплитуды напряженности поля, интенсивность НЭЦ не поддавалась прогнозам и соответствовала сравнительно небольшой яркости своего изображения. Часто, при подаче серии импульсов наблюдалось полное исчезновение НЭЦ до тех пор, пока амплитуда напряженности поля не поднималась до очередного порога появления НЭЦ. В других случаях, некоторые из НЭЦ могли оставаться активными несколько импульсов подряд.

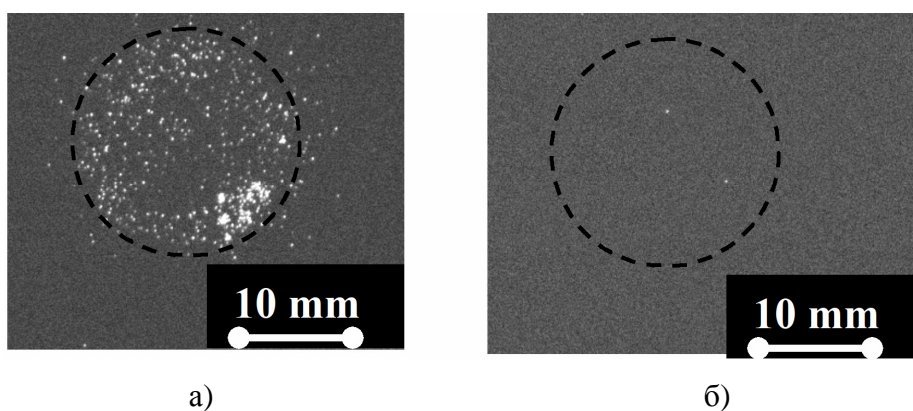


Рисунок 4.2. Картина импульсной электронной эмиссии катода из нержавеющей стали: после обработки резцом до уровня шероховатости  $R_a = 1,6$  при напряженности поля  $E = 0,33$  МВ/см (а) и после последующей ИПП того же катода (б) при напряженности поля  $E = 0,94$  МВ/см. Пунктирные круги соответствуют границе плоской части катодной поверхности.

Отсутствие СЭЦ соответствовало сравнительно высоким уровням напряженности пробоя ВП. На рисунке 4.3 показана выборка из последовательностей кадров эмиссионной активности поверхности катода, начало которой зафиксировано при амплитуде напряженности электрического поля 1,24 МВ/см в виде нескольких НЭЦ. Показаны последние кадры до возникновения пробоя. Как видно из рисунка, положение НЭЦ изменялось от импульса к импульсу даже при неизменной напряженности поля 1,36 МВ/см. При этом отсутствие размытых треков свидетельствовало о том, что в течение действия текущего импульса положения НЭЦ сохраняются. Эмиссионная картина непосредственно перед пробоем была зафиксирована при напряженности поля 1,41 МВ/см. Пробой произошел при следующем импульсе при том же межэлектродном расстоянии. В данном случае место пробоя оказалось близким к месту функционирования одного из двух НЭЦ, зафиксированных при воздействии предыдущего импульса. Однако приблизительно в половине случаев место пробоя достоверно не совпадало ни с одним из НЭЦ, выявленных при воздействии импульса, предшествующего пробивному импульсу.

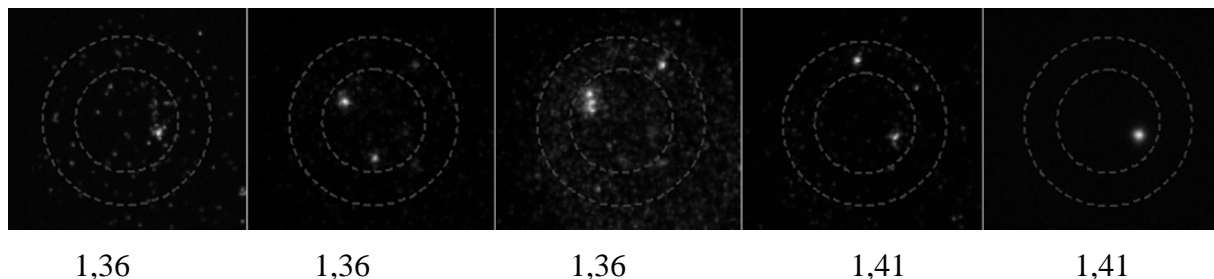


Рисунок 4.3. Пример эволюции эмиссионной картины до возникновения первого пробоя. Числа соответствуют значению напряженности электрического поля в МВ/см. Последний кадр – изображение пробоя, зафиксированное каналом камеры с малой чувствительностью.

Вокруг места пробоя всегда возникала группа СЭЦ. Для определения порога их активности электроды разводились до 10 мм и вновь сводились в ходе зондирования импульсами напряжения. Как правило, этот порог был соизмеримым с порогом появления СЭЦ, наведенных механической обработкой ( $E_{th} \sim 0,2\text{--}0,3$  МВ/см, см. выше). Интенсивность эмиссии СЭЦ монотонно возрастала в ходе сужения ВП вплоть до возникновения второго пробоя, как правило, на месте одного из СЭЦ.

Нередкими являлись случаи сохранения 1-2 СЭЦ и после обработки стальных электродов ИПП (как правило, на краю плоской части катода). При этом СЭЦ и появляющиеся впоследствии НЭЦ могли сосуществовать, не оказывая друг на друга влияние и создавая единую картину импульсной электронной эмиссии.

Для оценки кинетики «разгорания» эмиссионных центров в течение импульса напряжения использовался малоинерционный сцинтиллятор *p*-терфенил. Перед измерениями отдельно производилась процедура выравнивания чувствительности трех каналов скоростной камеры регулировкой напряжения на микроканальных пластинах. Каналы запускались друг за другом с длительностью экспозиции 10 нс на каждый канал. Эмиссионная активность фиксировалась на пределе чувствительности, поэтому ее оценка, фактически, сводилась к подсчету засвеченных пикселей. На рисунке 4.4 приведен пример такого подсчета, наложенного на осциллограмму фронта напряжения, из которого видно, что импульсная предпробойная эмиссия является неинерционной по отношению к длительности фронта импульса напряжения на ВП.

В ходе исследования импульсной эмиссии стальных катодов, прошедших ИПП, на двух из них не было выявлено ни одного эмиссионного центра вплоть до первого пробоя. Этот факт являлся интригующим и указывал на возможность возникновения пробоя без явных факторов эмиссионной активности, что было подтверждено при попытках обнаружить предпробойную эмиссию на электродах из гомогенных материалов, обработанных НСЭП.

а)

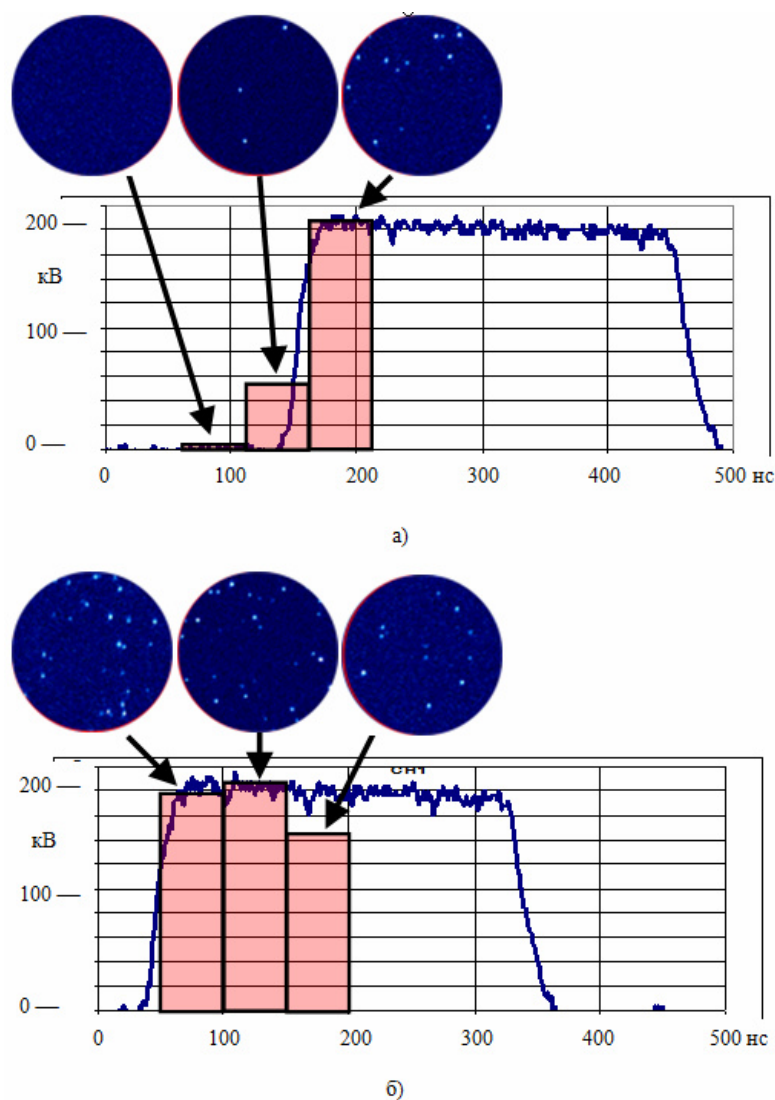


Рисунок 4.4. Наложенный на осциллограмму напряжения график изменения интенсивности интегральной яркости скоростного сцинтиллятора *p*-терфенил (в условных единицах). Первый канал камеры запущен: а) до импульса напряжения, б) во время фронта импульса напряжения. Время экспозиции каналов камеры 50 нс. Выше показана картина пиксельной засветки.

#### 4.4 Импульсная эмиссия титановых катодов

В экспериментах использовались катоды с поверхностью из фольги титана ВТ1-00, из которой выполнен также полупрозрачный для электронных потоков анод. В ходе контрольных исследований чистых титановых катодов, обработанных НСЭП, на большинстве из них эмиссионной активности перед первым пробоем зарегистрировано не было. Помимо получения четких картин импульсной эмиссии с шероховатых поверхностей (рисунок 4.2) были представлены другие свидетельства чувствительности данного метода к уровню эмиссии центров известной природы.

**Автоэмиссионные центры.** На рисунке 4.5 показано детальное изображение (с применением оптики) скопления СЭЦ на титановом катоде, возникшего после и на месте пробоя ВП.

Очевидно, что эти центры являются центрами полевой эмиссии из острых краев микрократеров, вершин застывших струй и других элементов взрывной эрозии, усиливающих электрическое поле [2]. Рисунок 4.6 иллюстрирует другое "калибровочное" исследование локальной эмиссионной активности выпуклого прокола титановой фольги с разрывами на вершине. Высота полученного «острия» составила около 100 мкм (профиль показан на рисунке 4.6, а). Микрофотография вершины "макроострия" показана на рисунке 4.6, б, а ее эмиссионное изображение показано на рисунке 4.6, в. Как видно из рисунка, эмиссионное изображение является искаженным и увеличенным более чем в 10 раз по сравнению с оригиналом, что обусловлено ускорением и транспортировкой эмитированных электронов в неоднородном электрическом поле, искаженном самим "острием". Наличие полутонких точек и фрагментов на эмиссионных картинах (рисунки 4.5 и 4.6), свидетельствует о возможности качественного анализа распределения интенсивности эмиссионных потоков, несмотря на короткую экспозицию.

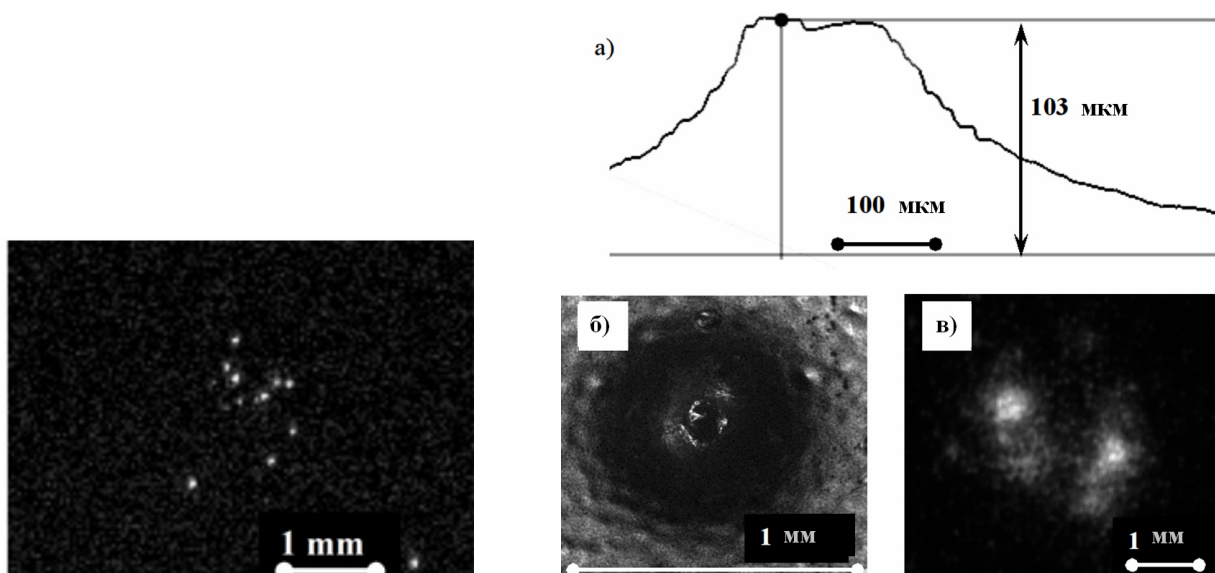


Рисунок 4.5 Импульсная электронно-эмиссионная картина, снятая при  $E = 0,9$  МВ/см после пробоя на титановом катоде.

Рисунок 4.6. "Выступ", сформированный проколом титановой фольги: профилограмма (а); микрофотография с фокусом на вершину (б); импульсная электронно-эмиссионная картина при  $E = 0,39$  МВ/см (в).

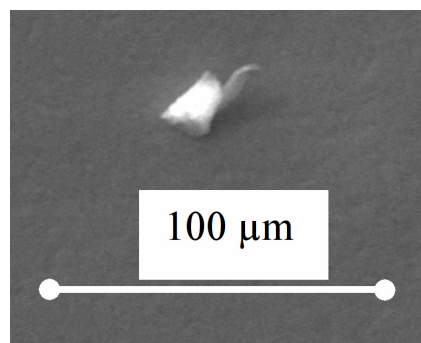
**Частицы.** Довольно четкую импульсную эмиссионную картину дают частицы микронных и субмикронных размеров, попавшие из запыленной плазмы газового разряда на поверхность титановой фольги (рисунок 4.7, б). На рисунке 4.7, а дано СЭМ-изображение наиболее крупной углеродной частицы из этого множества частиц. После протирки такой поверхности безворсовой салфеткой, смоченной ацетоном, центры эмиссии исчезают.

Осаждение субмикронных частиц вольфрама, меди, углерода и др. из суспензии на основе особо чистого ацетона дает размытую и малоинтенсивную пятнистую картину эмиссии. Электронно-микроскопические исследования выявили сегрегацию частиц к краю высыхающей кап-

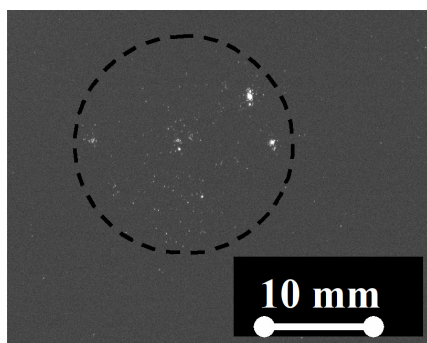


ли суспензии, где концентрируются также тяжелые примесные фракции растворителя, обволакивающие эти частицы. Условия эмиссии в данном случае, по-видимому, аналогичны условиям эмиссии, возникающей в присутствии органической пленки на поверхностях электродов при использовании масляных средств откачки.

**Жидкий металл на поверхности электрода.** На жидком металле (In-Ga эвтектика), высаженном на поверхности Ti толстым слоем в виде лужицы размером 1-2 мм, возникал единственный эмиссионный центр при сравнительно низких значениях амплитуды электрического поля, около 0.2 МВ/см. Пробой возникал при амплитуде около 0.3 МВ/см. При уменьшении толщины слоя эвтектики порог появления эмиссионного центра и, соответственно, электрическая прочность ВП повышались (рисунок 4.8). Предельный случай соответствовал удалению жидкого металла с поверхности электрода безворсовой салфеткой, смоченной ацетоном. На месте удаленного металла оставалось пятно светлого оттенка, которое свидетельствовало о сохранении атомов эвтектики на поверхности Ti. Однако этот участок не проявлял эмиссионную активность и не снижал электрическую прочность ВП по отношению к незагрязненным ВП. Электрическое ослабление ВП при наличии слоя жидкого металла на катоде можно объяснить возникновением конусов Тейлора в сильном электрическом поле [249], которые выступают в качестве полевых эмиттеров электронов.



а)



б)

Рисунок 4.7. Углеродные частицы, осажденные на титан из запыленной плазмы: СЭМ-изображение одной из частиц (а) и импульсная электронно-эмиссионная картина при  $E = 0,49$  МВ/см (б).



Рисунок 4.8. Электронная эмиссия из области слоя жидкого металла, нанесенного на поверхность Ti.  $E = 0.97$  МВ/см.

Несмотря на то, что приведенные выше результаты имеют некоторый самостоятельный интерес, важным, в данном случае, является вывод об отсутствии на плоском титановом катоде, прошедшем ИПП, предпробойных центров, которые бы обладали плотностью тока эмиссии, соизмеримой с плотностью тока эмиссии известных провокаторов пробоя. Это указывает на то, что первичный инициирующий фактор "запускает" интенсивную электронную эмиссию лишь непосредственно перед пробоем в течение пробивного импульса.



## 4.5 Регистрация предпробойных электронных токов

Измерение предпробойного тока обычно осуществляется в режиме медленного подъема напряжения между электродами (глава 1). Регистрация тока в импульсном режиме затруднена, прежде всего, возникновением тока зарядки емкости ВП порядка сотен ампер (с учетом параметров генерируемых импульсов в данной работе). Для отсечки емкостного тока использовалась система с полупрозрачным (для потока электронов) анодом, описанная выше, в которой сцинтиллятор замещался трех-секционным коллектором (рисунок 4.9). Коллектор имел собственный экран, снабженный металлической сеткой. Однако двойная экранировка коллектора фольговым анодом и сеткой не позволила полностью устранить наводки. Так, измерение тока проводимости на уровне  $10^{-6}$  А оказалось возможным лишь спустя 300 – 400 нс после начала импульса, что, по сути, определило нижний порог измеряемого тока проводимости. В данном случае длительность импульсов напряжения была увеличена до 1 мкс (при сохранении формы фронта и его длительности 20 нс). Пробой с задержками от 400 до 1000 нс фиксировался редко, поэтому эксперимент потребовал испытания большого количества образцов.

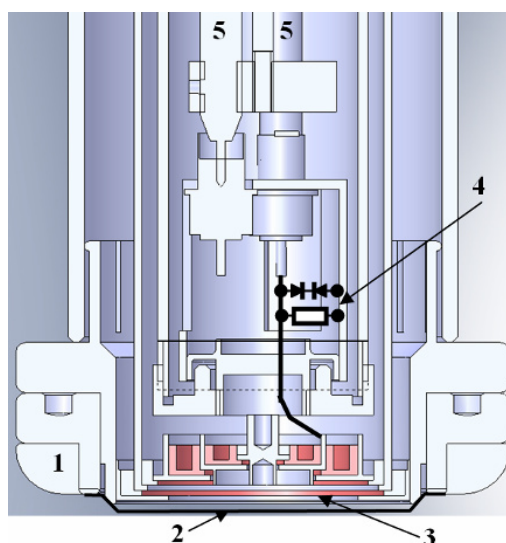


Рисунок 4.9. Схема коллектора. 1 – оправка; 2 – фольга (анод); 3 – трех-секционный коллектор для измерения эмиссионного тока; 4 –нагрузочный резистор и встречно включенные защитные диоды; 5 – делитель-щуп осциллографа.

Несмотря режим импульсного перенапряжения, эксперимент показал отсутствие в ВП предпробойного тока силой более 1 мкА, как в ходе подачи импульсов при постепенном сужении межэлектродного зазора, так и в течение самого пробивного импульса до момента внезапного и резкого "включения" проводимости (рисунок 4.10, а, б). С учетом рассуждений, представленных в разделе 4.1, этот факт является дополнительным свидетельством того, что джоулев перегрев участка однородной поверхности катода может быть следствием некоторого ди-

намичного процесса нетепловой природы. Этот факт согласуется и с отрицательными результатами при попытке обнаружить малоинтенсивную предпробойную эмиссию с использованием сцинтиллятора (раздел 4.4). Во время воздействия пробивного импульса начальный резкий рост тока фиксировался одновременно по всем трем каналам (рисунок 4.10, а, б). Детальное осциллографирование (рисунок 4.10, а) показало, что в диапазоне значений  $10^{-6}$ – $10^{-3}$  А рост тока можно грубо аппроксимировать порогово-параболической зависимостью:

$$i_k = A_k (t - t_0)^2 \quad (4.1)$$

где  $k = 1, 2, 3$  – номер канала;  $A_k$  – коэффициент порядка  $0,1 - 10$  мкА·нс<sup>-2</sup>;  $t_0$  – время запаздывания пробоя.

Характеристики затухания тока, для разных каналов могли быть различными: для одних каналов затухание ограничивалось определенным моментом времени прекращения эмиссии, для других характеризовалось затяжным экспоненциальным спадом тока (см. рисунок 4.10, б).

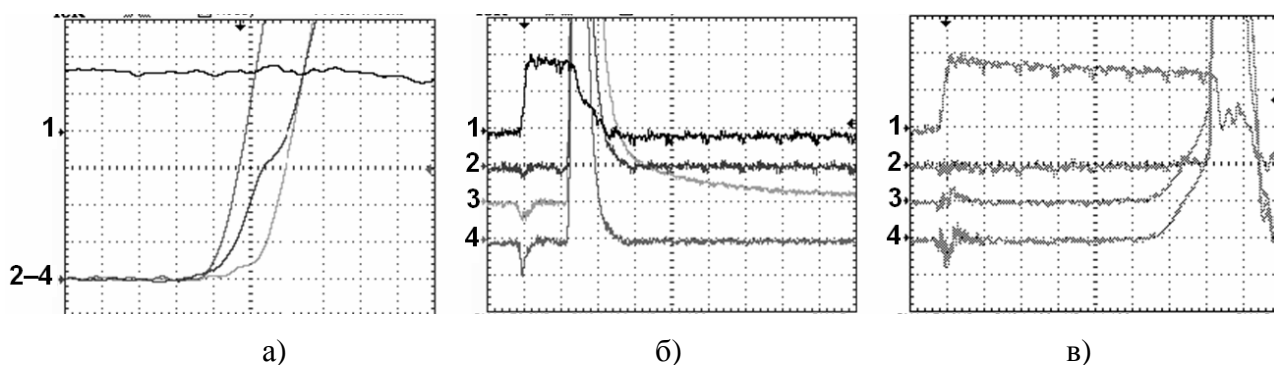


Рисунок 4.10. Осциллограммы напряжения (канал 1, чувствительность 110 кВ/дел) и токов центрального (канал 2), среднего (канал 3) и периферийного (канал 4) коллекторов при возникновении: первого пробоя (а, б) и пробоя после серии предшествующих пробоев. Чувствительность по сигналу тока: 5 мкА/дел (а); 8.3 мА/дел (б, в). Временная развертка: 5 нс/дел (а); 100 нс/дел (б, в).

После первого пробоя электрическая прочность ВП уменьшалась, при этом вероятность пробоя с задержками в диапазоне 400–1000 нс увеличивалась. Для второго и последующих пробоев одного и того же промежутка было характерно появление осциллограмм, на которых резкий рост тока, описываемый выражением (4.1), предварялся затяжным участком его возрастания. Ток на этом участке мог быть зарегистрирован не всеми коллекторами (рисунок 4.10, в), что свидетельствовало об ограниченном количестве локальных источников этой составляющей эмиссии. Сопоставление с данными наблюдений карт эмиссии (раздел 4.4) дает основание отнести этот ток к автоэмиссионной составляющей, связанной с острыми компонентами эрозии материала катода, возникшими на месте предшествующих пробоев. Как правило, переход от фазы замедленного роста тока к резкому, параболическому, росту тока при повторных пробоях

имел вид излома, что также свидетельствовало о двух разных по происхождению источниках эмиссии.

## 4.6 Выводы по главе 4

Разработана методика регистрации карты импульсной электронной эмиссии с площади катодной поверхности до  $100 \text{ см}^2$ . Использование режима импульсного перенапряжения позволило одновременно фиксировать эмиссионные центры различного уровня интенсивности, а не только центры-лидеры. Получены картины эмиссии типовых СЭЦ: автоэмиттеров различного происхождения, пылевых частиц, конусов, вытягиваемых электрическим полем из жидкого металла. Для таких центров характерны монотонный рост предпробойной эмиссионной активности при увеличении амплитуды напряженности поля, стабильность их пространственного расположения на катоде, а также провоцирование пробоя ВП одним из них.

Продemonстрировано резкое снижение эмиссионной активности катода ВП после ИПП НСЭП. Отрицательные результаты в попытках обнаружить короткоимпульсную предпробойную электронную эмиссию на поверхности большинства титановых<sup>7</sup> и отдельных экземпляров стальных электродов, обработанных НСЭП, приводят к выводу о возможности развития вакуумного пробоя через "холодную" стадию, связанную с изменениями в структуре приповерхностных слоев электродов в течение нескольких десятков наносекунд. Эта стадия сопровождается параболическим ростом тока электронной эмиссии на значительной части площади катода.

Нержавеющая сталь, являясь примером материала, содержащего диэлектрические и полупроводниковые включения в виде сульфидов, карбидов и других соединений, после обработки НСЭП демонстрирует остаточную нестабильную эмиссионную активность, имеющую довольно высокий порог активации, более  $0,7 \text{ МВ/см}$ . С одной стороны, эта эмиссия может быть следствием значительного усиления поля по периметру включений, представляющих собой совокупность «тройных точек» [83]. С другой стороны, в ходе обработки НСЭП в местах расположения достаточно крупных включений могут возникать микропоры и сетки микротрещин, которые, в свою очередь, могут оказаться инициаторами начальной стадии поро-эмиссии [113]. В разделе 8.4.3 будет представлены данные о способе предварительного (перед процедурой ИПП) удаления включений из поверхности нержавеющей стали посредством ее короткоимпульсной обработки потоком ионов, извлекаемых из плазмы, и влиянии такой обработки на ИЭП ВП.

---

<sup>7</sup> Отсутствие интенсивной предпробойной эмиссии установлено также при исследовании нескольких экземпляров медных катодов, обработанных НСЭП (не опубликовано).

## **Глава 5. Морфологические и скрытые изменения на катоде при воздействии импульсов напряжения**

### **5.1 Катодная эрозия в искровой стадии пробоя**

Микроскопическое изучение изменений на поверхности электродов является одним из важнейших методов в исследовании природы вакуумного пробоя. Так, оценка количества и размеров кратеров, формирующихся на поверхности катода, а также подсчет объема капельной фракции материала, выброшенного из кратеров, позволили в свое время аргументировано подтвердить, что вакуумный пробой развивается через стадию взрывной эмиссии с испусканием порций электронов (эктонов [5, 169]). С каждым эктоном связана локальная область эрозии – кратер микроскопических размеров. Плазменное облако, расширяющееся в вакуум со скоростью более  $10^4$  м/с, увеличивая тем самым свою эмиссионную способность, обеспечивает также и увеличение тока на компактной границе раздела металл–плазма, расширяющейся вширь и вглубь металла. В ходе увеличения поверхности кратера возникают условия, препятствующие расплавлению и сублимации металла, связанные с возрастающим теплоотводом в материал [2, 4]. При увеличении размера кратера до уровня долей–единиц микрометров его развитие становится невозможным, поэтому дальнейшее развитие плазменного облака возможно только при условии зарождения новых областей эрозии.

При исследовании эрозионных зон можно обнаружить, что существуют кратеры двух разновидностей: мелкие (субмикронные) и крупные (микронные). Их отличие сводится не только к размерам. Первые образуют сравнительно разреженные группы, вторые – компактные группы с пространственным перекрытием друг друга. Первые характеризуются малой удельной эрозией ( $\sim 10^{-7}$ – $10^{-6}$  г/Кл), вторые – существенно большей ( $\sim 10^{-5}$ – $10^{-4}$  г/Кл) [29, 188, 195]. Считается, что у каждой группы имеется свой механизм последовательного взаимного инициирования друг друга [189, 190]. Первый механизм исследовался при изучении перехода тлеющего разряда в газе в дуговой разряд [191]. Он связывает появление катодных пятен с зарядкой и последующим взрывообразным пробоем неметаллических включений и пленок поверхностных загрязнений на катоде при протекании ионного тока из плазмы к поверхности катода. Ионы из плазмы, осаждаясь на диэлектрических фрагментах, создают поверхностный заряд, при накоплении которого, электрическое поле в диэлектрике достигает уровня электрической прочности и возникает пробой. Как следует из данных [189, 192], в случае вакуумного пробоя для реализации такого механизма, на внешней части плазменного облака, выброшенного взрывоэмиссионным центром-предком, должен возникнуть скачок потенциала  $\sim 10^3$  В. Причиной такой стратифика-

ции, вероятно, является нарушение непрерывности потока электронов через области плазмы, имеющие с различные условия переноса. Пробой между внешней плазменной оболочкой, и катодом, инициатором которого является случайный диэлектрический фрагмент или микроострие, приводит к небольшим взрывам в [2, 189], в результате чего образуются мелкие субмикронные кратеры, пополняется недостаток плазменных электронов и частично снижается разность потенциалов. В рамках описанного механизма объясняется относительно высокая скорость распространения взрывоэмиссионных процессов вдоль поверхности катода, свыше  $10^4$  м/с, удаленность кратеров друг от друга и сравнительно небольшие уровни удельной эрозии.

Второй механизм поддержания разряда в вакууме связан с выдавливанием жидкометаллической прослойки из формирующегося кратера силами давления плазмы действующего взрывоэмиссионного центра. В ходе своего расширения жидкометаллическая чаша, выдавливаемая из кратера, распадается на струи за счет развития неустойчивости Рэлея-Плато [193, 194], после чего струи разрываются на отдельные капли [2, 187], основная часть которых, как показано в работах [81, 196], разлетаются под малыми углами к поверхности катода. Здесь имеются две возможности перескока эмиссионной зоны на новое место в ходе поддержания разряда в вакууме [2, 187]. Непосредственно перед отрывом капли между ней и вытягивающейся жидкой струей формируется тонкая перетяжка. Предполагается, что капля, подобно линзе, собирает втекающий через поверхность ионный ток и концентрирует его в перетяжке. При отношении диаметра капли к диаметру перетяжки  $\sim 10^3$  возможен ее перегрев и возникновение нового взрывоэмиссионного центра вблизи старого. Если взрыв при отрыве капли не произошел, возникает другая возможность взрыва. Перетяжка в первые моменты времени после отрыва капли представляет собой острие с вершиной, имеющей нанометровые размеры. При этом оторванная капля обретает потенциал плазмы, что может привести к появлению между ней и жидким острием сильного электрического поля с напряженностью  $\sim 100$  МВ/см. В свою очередь это приводит к интенсивной автоэлектронной эмиссии высокой плотности, взрыву кончика острия и переносу взрывоэмиссионного центра на новое место поблизости от центра-предка. В рамках описанного механизма объясняется появление относительно крупных кратеров микронных размеров, относительно низкая скорость расширения зон глубокой эрозии, тесное расположение кратеров с перекрытием друг друга и большие значения удельной эрозии, во многом связанные с тем, что значительная часть материала уносится в виде капель.

Таким образом, теории распространения взрывоэмиссионной активности опираются на предположение о имеющих или постоянно генерируемых на поверхности катода концентраторах электрического поля. Пожалуй, наиболее идеальные катодные поверхности, лишенные явных изъянов, были получены переплавкой кончика проволоки электронным лучом [79, 80],

или его обработкой ультракороткими импульсами пробоя длительностью менее 5 нс [81]. В силу неоднородности поля и малой длительности тестирующих импульсов в этих работах воздействие на катодную поверхность со стороны анода было исключено. При этом какой-либо особенности того места, где возникал первый пробой выявлено не было. Следующий пробой с большой вероятностью мог возникнуть не только на обработанной кратерами части поверхности, но и на поверхности, еще не затронутой пробоями. Межзеренные границы не являлись преимущественными местами привязки первого или последующих пробоев по отношению к регулярной поверхности монокристаллических зерен. Были обнаружены также цепные структуры мелких кратеров, отделенных расстояниями, превышающими размеры самих кратеров. Авторы выдвинули предположение об участии в инициировании пробоя некоторых гипотетических сверхмалых включений, а образование периодических эрозионных структур было связано с разлетом капель катодного материала из формирующегося кратера-предка. Таким образом, вопрос о возможности развития пробоя на гладкой и чистой металлической поверхности, по мнению автора, был, фактически, обойден.

В литературе представлено некоторое количество экспериментальных свидетельств о том, что процесс инициирования искры может предваряться и сопровождаться механическими процессами в самом материале катода. Еще ранние исследования [197] одиночных кратеров, возникающих в ходе ограниченной искровой обработки монокристаллических материалов (лунок, по терминологии авторов), показали, что локальное удаление материала из поверхности катода во многом носит характер откола, несмотря на то, что имеются и следы оплавления. Обнаружена явно выраженная кристаллографическая анизотропия катодных лунок, что не должно быть свойственно чисто тепловой эрозии монокристаллической поверхности. На широком классе материалов авторы [197] показали, что основные виды пластической деформации материала внутри и вокруг лунок соответствовала основным видам деформации, свойственным данному материалу при механической нагрузке (скольжение, двойникование, несимметричная переориентация решетки или расколы по плоскостям спайности). На аноде же изотропная форма лунок соответствовала тепловой обработке. Несмотря на то, что исследования проводились в воздушной среде, механизмы развития искры в вакууме и воздухе схожи тем, что проходят через стадию формирования эктонов на катоде [334]. В другой работе [198] было установлено, что после импульсного вакуумного разряда кроме затвердевших капель на электродах обнаруживаются частицы неправильной формы, не имеющие следов оплавления, что свидетельствует об их выкалывании из электродов под воздействием значительных термоупругих напряжений. Авторам удалось зафиксировать распространение быстрозатухающих упругих волн и показать, что при градиентах температуры  $\sim 10^5$  К/см возникают зоны напряжений, превосходящие предел прочности материала электродов.

Данные главы 3, указывают на то, что при отсутствии неоднородностей поверхности микроскопических масштабов ограничение ИЭП ВП связано со свойствами самого материала электродов, точнее с дефектами кристаллической структуры, свойства которых определяются кристаллическим строением материала. В данной главе изложены результаты экспериментов, в ходе которых приняты следующие дополнительные меры для выявления следов первичной модификации поверхности плоских катодов: 1) микроскопическое картографирование всей рабочей поверхности катода до и после воздействия импульса напряжения; 2) использование монокристаллических материалов с зеркально гладкой поверхностью; 3) химическое или электрохимическое выявление мест скрытой модификации материала после импульсного пробоя; 4) снижение напряженности электрического поля первого пробоя и рассредоточение взрывоэмиссионных кратеров по поверхности катода путем создания неоднородного магнитного поля в ВП. Последняя из перечисленных мер, основанная на обнаруженном в рамках данной серии работ эффекте снижения ИЭП прикатодным магнитным полем (см. раздел 3.4), использована для исследования катодной эрозии на фольговых поверхностях (раздел 5.2).

Отметим, что поликристаллическая структура типична для материала электродов, используемых в высоковольтных устройствах. Выращивание металлических монокристаллов является дорогостоящим и технически сложным процессом. К тому же, как показывают исследования, использование монокристаллов в качестве электродов не способствует повышению уровня электрической прочности вакуумной изоляции. Однако, учитывая направленность работы на исследование первичных изменений в поверхностных слоях катода, приводящих к первому микровзрыву, а также существование взаимосвязи свойств вакуумной изоляции с кристаллической структурой электродов и ее собственными элементарными дефектами (см. раздел 3.2), желательно использование именно монокристаллических материалов.

В настоящей главе приведены результаты исследования изменений поверхности катода, которые сопровождают до-искровой этап и начало искрового этапа вакуумного пробоя. Выявлены области локальной пластической деформации [185, 199, 202] и установлена корреляция мест первых взрывоэмиссионных эрозионных меток с выходами некоторых видов линейных дефектов на поверхность катода [200–202].

## **5.2 Короткоимпульсная искровая эрозия поликристаллических катодов**

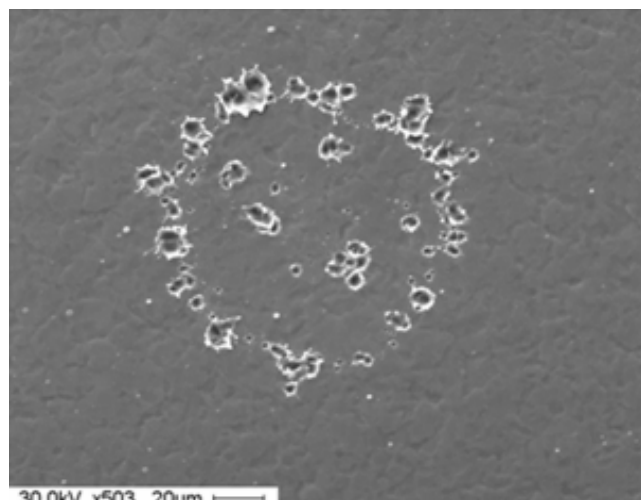
В режиме пробоя ВП импульсом наносекундной длительности на поверхности катодов, изготовленных из обычных технически чистых металлов, возникает, как правило, пятно повреждений диаметром  $\sim 1$  мм, состоящее из множества кратеров микронных и субмикронных размеров. В данном разделе выделим некоторые особенности во взаимном расположении кратеров

на катоде из титана марки ВТ1-00, которому свойственно формирование наиболее разреженных эрозионных структур из числа испытанных в данной работе материалов. Структурированность множества кратеров особенно отчетливо проявляются в присутствии локального "монопольного" магнитного поля, созданного шарообразным магнитом (рисунок 3.9, а), или после предварительной обработки ВП в плазме тлеющего разряда внутри камеры испытательного стенда непосредственно перед пробоем ( $\text{Ar}^+$ , 0,1 Торр, 120 мин.) (рисунок 2.14, в). Область искровой обработки состоит из небольших ( $\sim 10\text{--}20\text{ мкм}$ ) скоплений тесно наложенных друг на друга крупных кратеров микронных размеров и отдельных кратеров субмикронных размеров (рисунок 2.13, б). В этой картине можно усмотреть некоторую структурированность: тенденцию к выстраиванию линейных цепей и парную группировку. Коллективные цепные и парные структуры четко выявляются на краю основной эрозионной области (рисунок 5.1), или за ее пределами, на эрозионных островках-сателлитах (рисунок 5.2). В области некоторых цепных линий формируются микротрещины, что указывает на возникновение значительных механических напряжений (рисунок 5.1).



а)

Рисунок 5.1. Фрагмент края эрозионной зоны после пробоя в присутствии локального магнитного поля (парные кратеры выделены пунктирами).



б)

Рисунок 5.2. Циклическая структура, возникающая в результате пробоя после предварительной обработки в плазме аргона.

Размеры кратеров, образующих отдельную пару, как видно из рисунков, близки друг другу, при этом размеры кратеров, принадлежащие разным парам могут существенно различаться. В некоторых, одиночных, на первый взгляд, кратерах средних размеров обнаруживаются перегородки, которые можно истолковать как результат неполного перекрытия двух разросшихся кратеров одной пары. Энергодисперсионный анализ не выявил разницы в элементном составе кратеров и регулярной поверхности [185] что могло бы указывать на инициирование микро-



взрывов инородными включениями или частицами субмикронных размеров. В то же время, возникновение парных кратеров указывает на то, что роль неоднородностей, инициирующих взрывоэмиссионные центры, могут выполнять линейные дефекты кристаллического строения, например, дислокационные полупетли или диполи, которые являются распространенной формой дефектов металла [205].

### **5.3 Первичные взрывоэмиссионные центры на монокристаллических и крупнозеренных медных катодах**

В экспериментах [200–202] использовались отоженные в вакууме ( $900^{\circ}\text{C}$ , 2 часа,  $2 \cdot 10^{-6}$  Торр) медные пластины размером  $12 \times 12 \times 3$  мм двух видов: 1) монокристаллические, с поверхностью, совпадающей с кристаллографической плоскостью  $\{110\}$ ; 2) поликристаллические, со средним размером зерна порядка долей миллиметра. После механической шлифовки и полировки поверхности пластины производилось ее электрохимическое полировальное травление на глубину не менее 50 мкм в концентрированной ортофосфорной кислоте, насыщенной ионами меди (после длительного пропускания тока между медными электродами). В ходе полировки между образцом (анодом) и медной фольгой (катодом) поддерживалось напряжение 0,8–1 В и сила тока 50 мА. Измеренная скорость растворения меди в данном режиме составляла 18 мкм/час. После электролитической полировки образец промывался последовательно в проточной водопроводной воде, дистиллированной воде, этиловом спирте и ацетоне марки ОСЧ.

При воздействии на ВП импульсного напряжения треугольной формы амплитудой 200 кВ (рисунок 2.12, б) медные образцы являлись катодами ВП. В качестве анода использовался вольфрамовый стержень диаметром 6,4 мм или стержень из нержавеющей стали диаметром 8 мм с покрытым танталовой фольгой торцом. Распределение следов эрозии на поверхности монокристаллического катода имело особенности по отношению к эрозионным следам на катодах, изготовленных из технически чистых поликристаллических материалов (в том числе из меди). Вместо единого пятна обработки поверхности, состоящего из множества кратеров, возникали редкие очаги эрозии (эрозионные центры), имеющие размеры порядка единиц микрометров. Локализовать их можно было по малоконтрастным областям паровых осадков, заканчивающихся струйными выбросами паров. На рисунке 5.3 показаны снимки эрозионных центров с использованием методики контрастирования изображений интерференционными фильтрами. Перед пробоем на электро-полированной поверхности меди имелось множество поверхностных неоднородностей в виде пологих неровностей (впадин, выпуклостей, их комбинаций), растравленных участков и др., свидетельствующих о наличии дефектов и, вероятно, о некоторой степени несовершенства самой методики полировки (рисунок 5.3). Однако практически все

эрозионные центры были найдены на относительно ровных и чистых местах. Поэтому в дальнейших исследованиях после электролитической полировки на поверхности пластины проводилось выявление скрытых дефектов методом селективного травления.

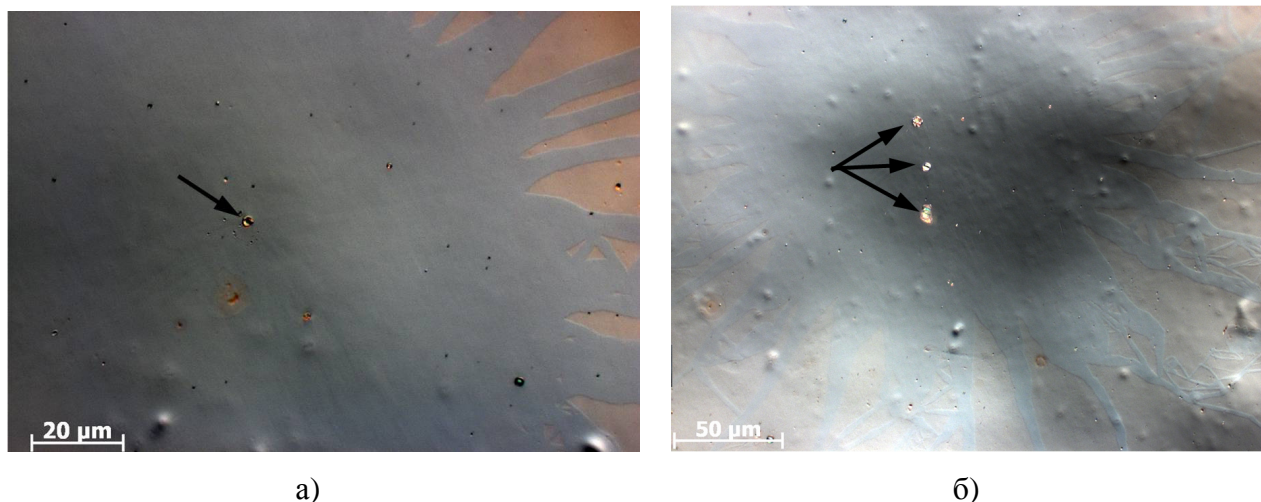
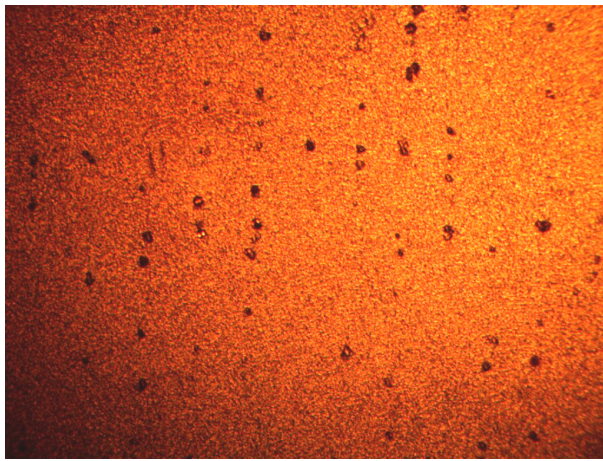


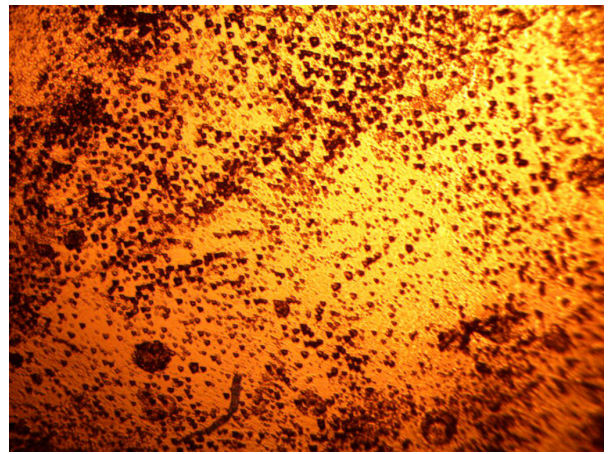
Рисунок 5.3. Микрофотографии центров искровой эрозии на поверхности монокристаллической меди (показаны стрелками) на фоне взрывных осадков, полученные с помощью оптического микроскопа Axiovert 200 MAT с использованием интерференционных фильтров.

После погружения пластины на 60 секунд в травящий состав [ $10 \text{ г } (\text{NH}_4)_2\text{SO}_4 + 10 \text{ мл } \text{H}_2\text{O}_2 + 25 \text{ мл } \text{H}_2\text{O}$ ] на ее поверхности возникали довольно глубокие ямки (рисунок 5.4, а). Большая часть ямок принадлежат группам, обладающим определенной формой и кристаллографической ориентацией, в частности ямки косо́го травления с контуром в виде вытянутых овалов (рисунок 5.5, а), сдвоенные ямки (рисунок 5.5, б) и другие регулярные формы. Большинство ямок также образовывало линейные последовательности (рисунок 5.4, а). В соответствии с данными обзора [210], где вопросу выявления ориентированных фигур травления уделено особое внимание, полученные фигуры травления могут быть свойственны неподвижным дислокациям, ядра которых окружены облаками атомов примесей, например, углерода.

После электрохимического снятия слоя материала на глубину десятков микрон и повторного погружения в травитель ямки, в среднем, сохраняли форму, ориентацию, плотность и тенденцию к выстраиванию линейных последовательностей, что подтверждало соответствие выявляемых ямок линейным дефектам. Невысокая плотность ямок травления  $\sim 10^3 \text{ см}^{-2}$  указывала на особенность выявленных линейных дефектов по отношению к типовым формам дислокаций, концентрация которых в отожженных металлических кристаллах, как правило, составляет от  $10^5$  до  $10^8 \text{ см}^{-2}$  [208]. Для сравнения, на рисунке 5.4, б показано действие того же травителя на поверхность {111}, где выявлялись ориентированные ямки тетраэдрической формы с широким спектром размеров, соответствующие, по-видимому, различным видам дислокаций.

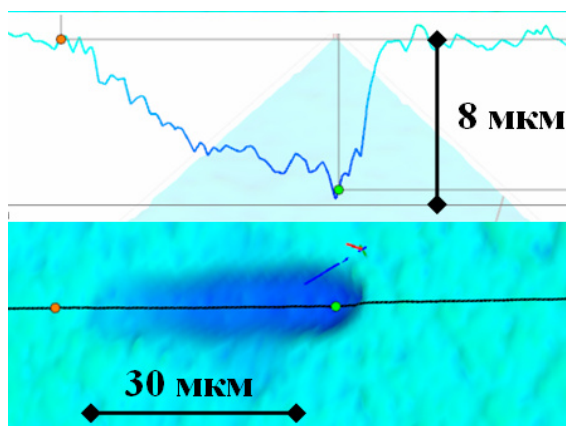


а)

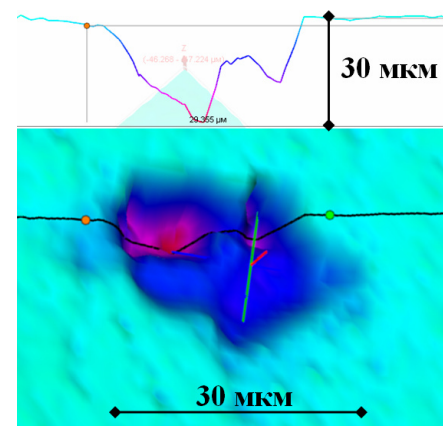


б)

Рисунок 5.4. Ямки травления выходов линейных дефектов, полученные в селективном травителе на поверхностях  $\{110\}$  (а) и  $\{111\}$  (б). Размер снимков  $1 \times 0.9$  мм.



а)



б)

Рисунок 5.5. Типовые ямки травления выходов линейных дефектов на поверхности меди (110).

После избирательного травления поверхность медной пластины подвергалась повторной электрохимической полировке, в ходе которой ямки травления трансформировались в мелкие, пологие и абсолютно гладкие углубления диаметром 10–20 мкм, глубиной 1–2 мкм. В оптическом микроскопе при нормальном отражении луча подсветки они выглядели черными кругами (рисунок 5.6). После воздействия единичным пробоем, прерванным на искровой стадии практически все эрозионные центры, описанные выше, оказались позиционированными строго внутри впадин-следов выявленных линейных дефектов. При этом, как видно из электронного изображения на рисунке 5.7, не каждая впадина содержала центр эрозии. Кроме эрозионных центров было обнаружено также небольшое количество субмикронных кратеров (рисунок 5.8). Эти кратеры не соответствовали интенсивным взрывным процессам, какие происходили в центрах эрозии, и не совпадали с исходными положениями предварительно выявленных выходов линейных дефектов, однако, как и центры эрозии, они являлись местами протекания тока высокой плот-

ности. Этот факт был установлен по наличию перегретого модифицированного материала, как вокруг центров эрозии, так и вокруг субмикронных кратеров (см. далее).

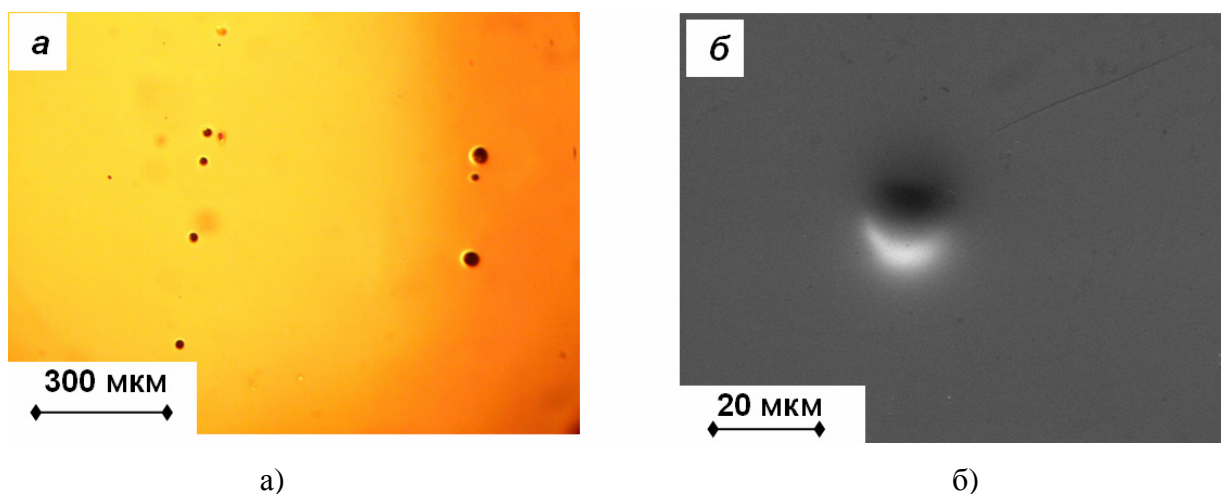


Рисунок 5.6. Углубления, несущие информацию о расположении выходов линейных дефектов после контрольной полировки монокристаллических образцов: оптическое изображение (а); электронно-микроскопическое изображение (б).

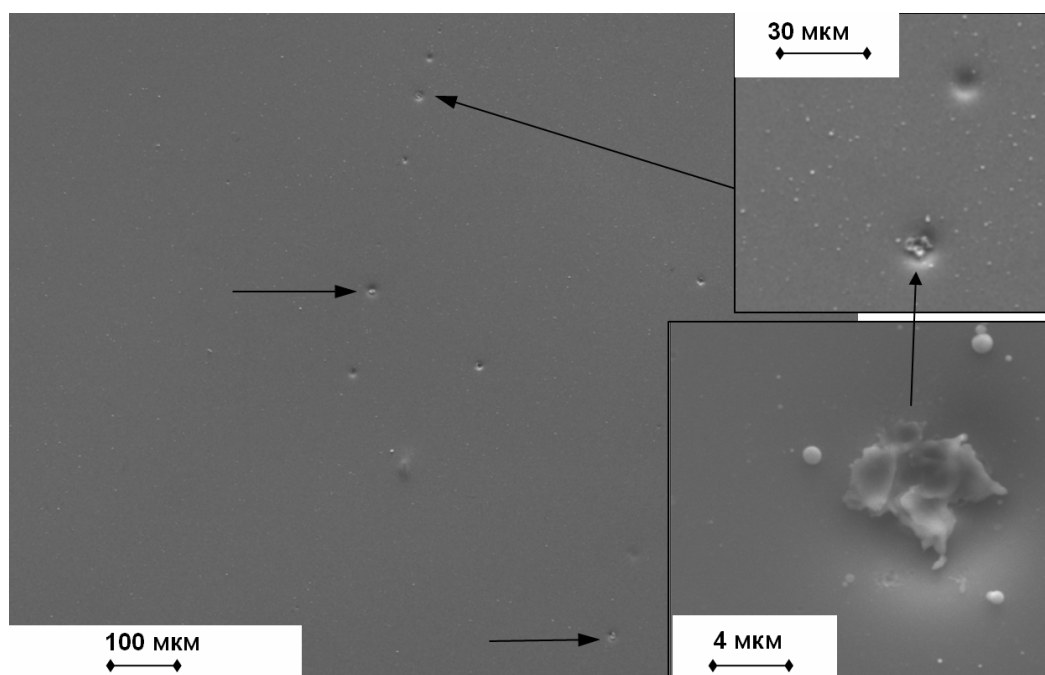


Рисунок 5.7. Эрозионные центры на медном монокристаллическом катоде.

Кроме центров эрозии и отдельных субмикронных кратеров обнаружена также другая форма "горячих" объектов в виде коротких штрихов, вокруг которых также имелись следы перегрева материала, несмотря на то, что внешний вид этих объектов не позволяет считать их совокупностью микровзрывных кратеров (рисунок 5.9).



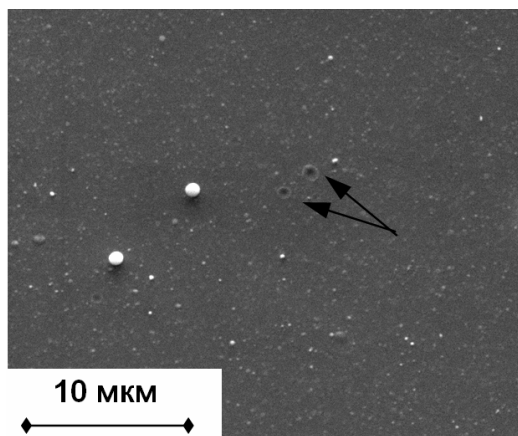


Рисунок 5.8. Мелкие кратеры.

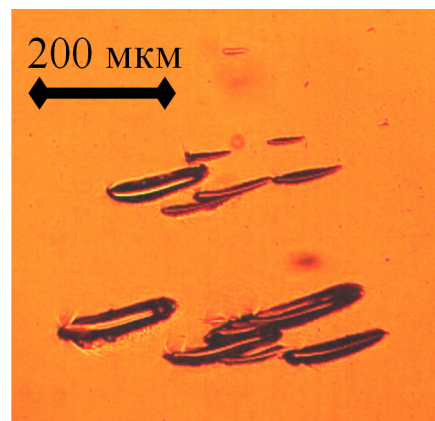


Рисунок 5.9. "Штрихи".

Помимо новообразований, описанных выше, возникали также объекты, имеющие форму непрерывных или дискретных полос (рисунок 5.10). Эти объекты не связаны с перегревом материала, и их появление, по-видимому, обусловлено релаксацией материала после механических напряжений, вызванных импульсом электрического поля. Было установлено, что такого рода полосы можно получить вблизи краев образца при его термоциклировании в пределах 0–22°C.

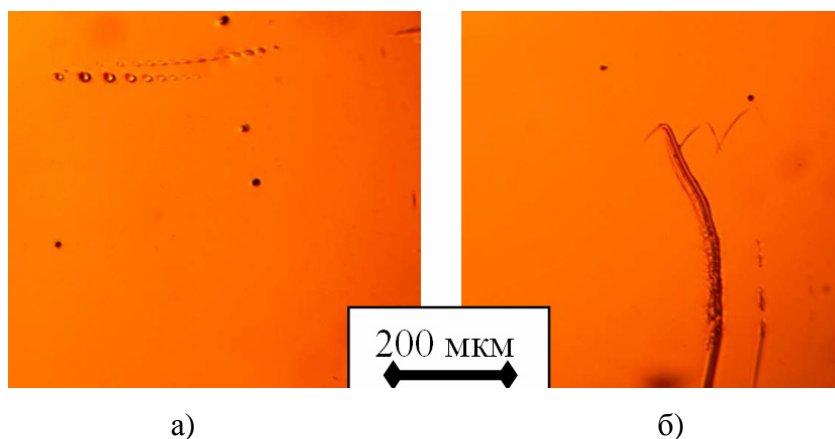


Рисунок 5.10. Объекты, не связанные с искровыми процессами.

Изменения в материале, привнесенные вакуумным пробоем, но неразличимые обычными микроскопическими инструментами, выявлялись повторным погружением медного катода в полировальный электролит. Погружение на несколько секунд приводило к полутонковому сплошному потемнению всей круглой области, находившейся под проекцией анода, за исключением слабо поддающихся травлению небольших участков вокруг центров эрозии, субмикронных кратеров и штрихов. При дальнейшем электролизе сплошное потемнение исчезало, и в течение нескольких минут формировалась контрастная черная пятнистая структура (рисунок 5.11, а). Исследование с помощью оптического интерференционного профилометра показало, что поглощение света связано с вытравливанием на поверхности (полировальным травителем!)

ячеисто-столбчатой структуры. В течение последующих 10 минут "полировки" удалялась основная часть "почернения" (рисунок 5.11, б). Контрастные пятна, окружающие взрывоэмиссионные центры (вместе с круговыми участками слабого травления) соответствовали наиболее глубоким (до нескольких десятков микрон) поражениям структуры. Травление в течение нескольких часов приводило к формированию сложного рельефа из-за того, что скорость травления мест потемнения оказалась значительно большей, а модифицированных мест вокруг центров перегрева, напротив, значительно меньшей скорости травления базового уровня кристалла, находящегося вне проекции анода.

Отличие локализованной искровой эрозии на монокристаллической поверхности в виде отдельных эрозионных центров от сплошных эрозионных пятен на поликристаллических образцах с типичным размером зерна порядка десятков микрон дает основание предполагать, что границы зерен могут выполнять некоторую стимулирующую роль в процессе пространственного распространения взрывоэмиссионных центров. Мнение относительно активности границ зерен в отношении инициирования пробоя в одних работах поддерживалось, в других опровергалось. При этом некоторая часть предпробойных эмиссионных центров все же ассоциировалась с границами зерен [87, 148].

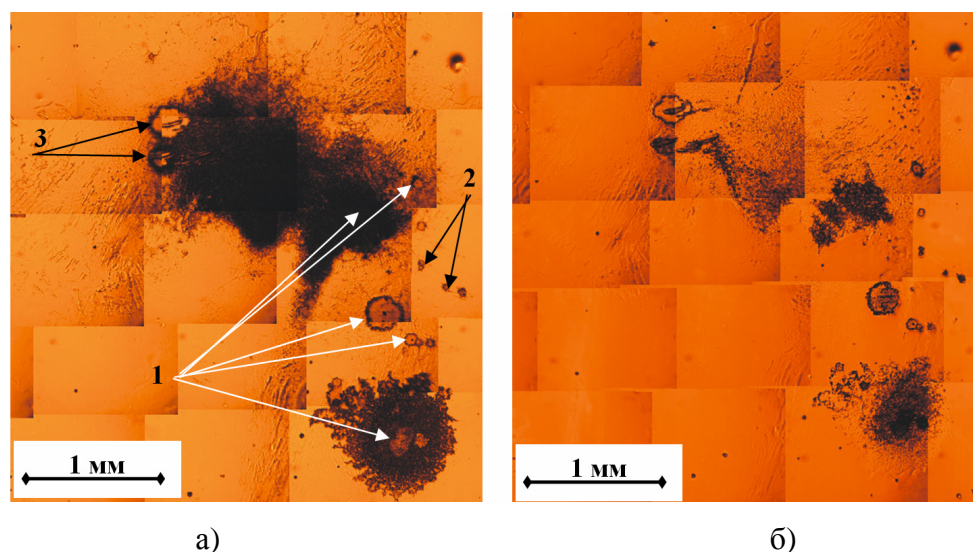


Рисунок 5.11. Выявление скрытых нарушений кристалла меди травлением: а) в течение 1 минуты; б) в течение 10 минут. Цифры указывают на места перегрева материала, возникшие вокруг: центров эрозии (1), субмикронных кратеров (2), штриховых объектов (3).

Для оценки роли границ зерен в активации взрывоэмиссионных процессов был проведен аналогичный эксперимент на поликристаллах, имеющих размер зерна порядка сотен микрон и более. Подготовка поверхности таких образцов была идентична той, что использовалась для монокристаллов. После селективной и последующей контрольной полировки поверхности помимо следов линейных и других дефектов были видны также слабоконтрастные линии меж-

зеренных границ (рисунок 5.12, *а*). Структуру зерен можно было контрастировать кратковременным погружением образца в селективный травитель (рисунок 5.12, *б*).

После воздействия искры на поликристаллы оказалось, что характер эрозии остается, по сути, таким же, как и на поверхности монокристаллов: формируются отдельные объекты, в основном эрозионные центры, локализованные на месте некоторых из заранее выявленных дефектов. То, что границы зерен не проявляют особой активности в инициировании взрывной эмиссии, согласуется с ранее проведенными исследованиями следов эрозии короткоимпульсного пробоя на катодных микросферах [80].

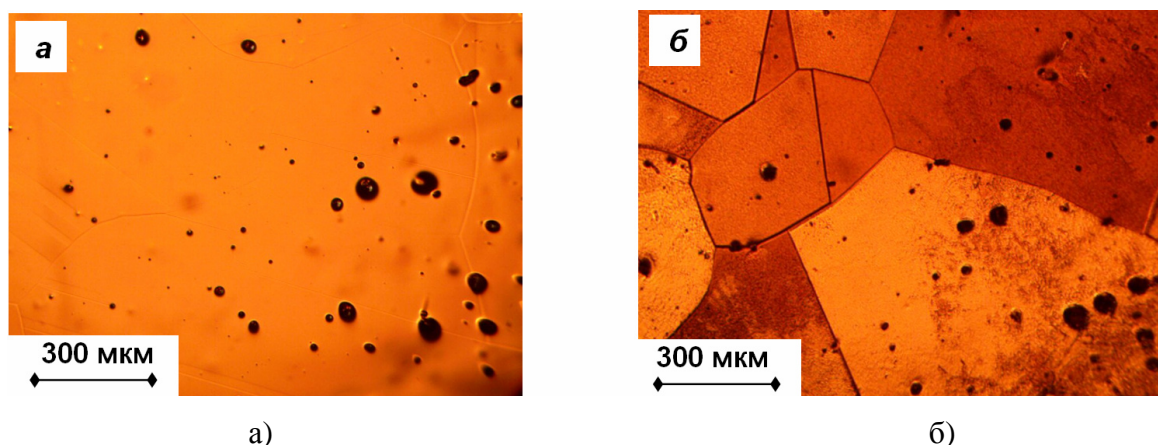


Рисунок 5.12. Углубления после повторной полировки поверхности поликристаллического образца (*а*); химическое декорирование поверхности зерен (*б*).

Ход травления крупнозернистой меди с целью выявления скрытых нарушений на катоде, принесенных искрой, продемонстрирован на рисунке 5.13. Картина и динамика изменений поверхности в ходе травления подобна таковым для монокристаллов, с той лишь разницей, что на скорость травления и, соответственно, на вытравливаемый рельеф некоторое влияние оказывает ориентация зерен. Сплошное полутоновое потемнение при короткой экспозиции в травителе (рисунок 5.13, *а*) связано с мелкими субмикронными нарушениями, принесенными в течение пробивного импульса, но не электростатическим действием серией предпробойных импульсов. Это, с одной стороны, подтверждается неудачными попытками получить подобное потемнение после воздействия серией предпробойных импульсов при критически высоких напряженностях поля. С другой стороны, некоторая зависимость насыщенности полутонового потемнения от ориентации кристаллических зерен (см. рисунок 5.13, *а*) указывает на то, что оно связано именно дефектами материала матрицы, но не с электрохимическим декорированием материала, распыленного по поверхности. Таким образом, при пробое пробоя деструкционной обработке подвергается вся поверхность катода, находящаяся под проекцией анода, а не только места разряда.

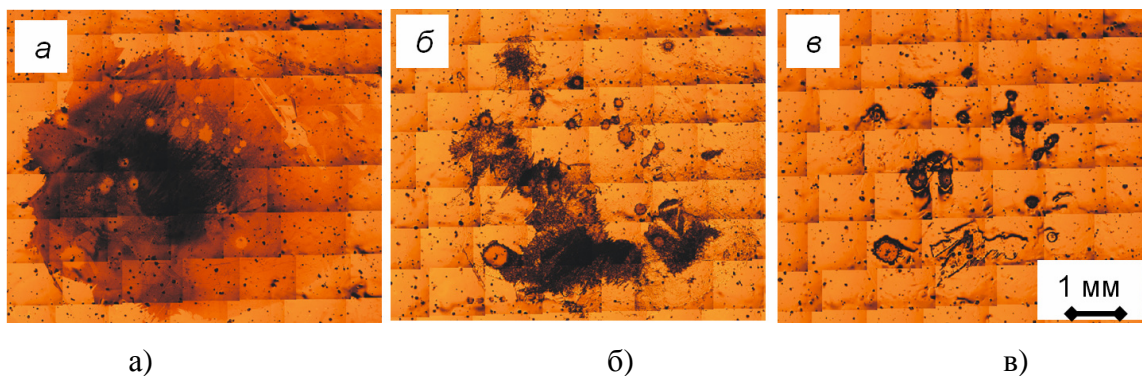


Рисунок 5.13. Выявляемые и удаляемые электрохимическим растворением следы повреждений поверхности поликристалла меди от короткой вакуумной искры. Время травления: 5 секунд (а); 10 минут (б); 100 минут (в).

Обсудим теперь природу областей сильно модифицированного материала вокруг мест искровой обработки, выявляемых травлением. Судя по времени «вымывания» модифицированных областей, их глубина составляла несколько десятков микрометров. Некоторые выводы о происхождении модифицированных областей можно сделать на основе расчетов температурных и термоупругих полей в окрестности взрывоэмиссионного центра, результаты которых представлены на рисунке 5.14. Предполагалось, что на границе металл-вакуум ток с плотностью порядка  $10^{13}$  А/м<sup>2</sup>, характерной для взрывоэмиссионного центра [2, 3, 5], равномерно распределен по круговой площадке диаметром 2 мкм (типовой размер кратера). Форма импульса тока выбиралась близкой к экспериментальной. Начальная температура электрода принята равной 293 К. Уточненная численными расчетами амплитуда плотности тока  $3 \cdot 10^{13}$  А/м<sup>2</sup> отвечает достижению критических температур для меди (порядка 8000 К) в центре площадки эмиссии при силе тока около 30 А. Теплота, выделенная в электроде,

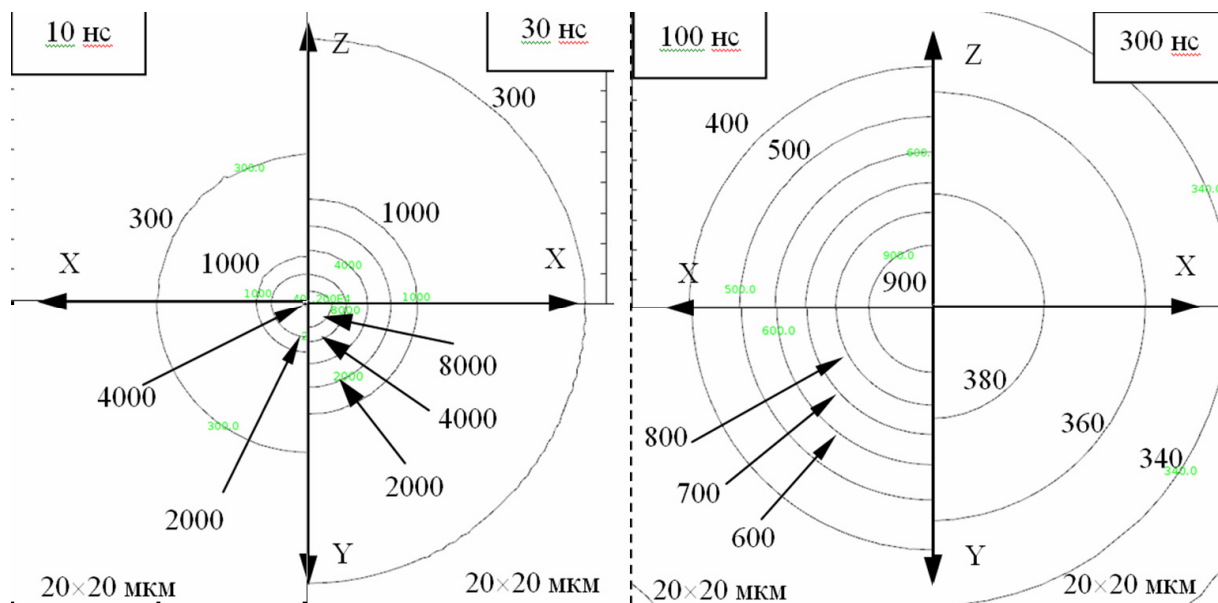
$$W(t) = \int_0^t dt \iint_V \rho j^2 ds, \quad (5.1)$$

соответствовала значению  $\approx 6 \cdot 10^{-8}$  Дж. В формуле (5.1)  $\rho$  – удельное электрическое сопротивление меди с учетом ее зависимости от температуры.

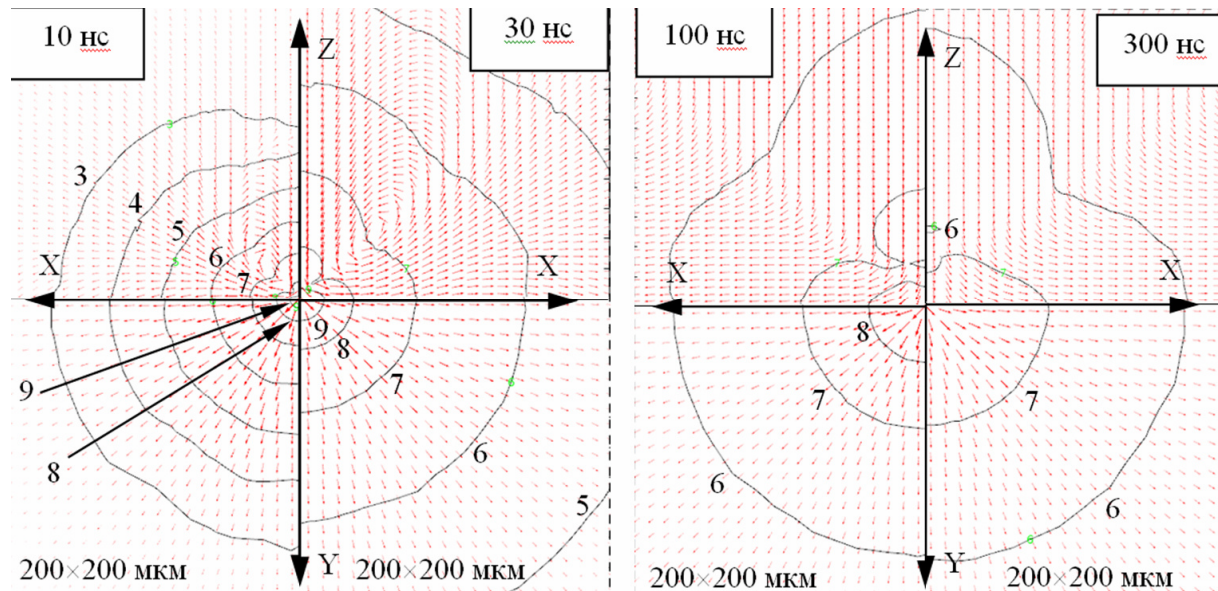
Симметрия задачи позволяет компактно скомбинировать изображения полей температуры и напряжений: каждому текущему распределению отведен один квадрант изображения. Начало декартовой системы координат соответствует положению центра эмиссии. Плоскость XY совпадает с поверхностью электрода, направление Z – с направлением нормали вглубь материала. На рисунке 5.14 показаны распределения полей температуры в Кельвинах (а) и десятичного логарифма от эффективного упругого напряжения, выраженного в Паскалях (б). На полях напряжений стрелками указаны направления смещений атомов вещества относительно их исходного положения. Моменты времени 10 и 30 нс соответствуют нагреву электрода и росту упру-



гих напряжений; моменты времени 100 нс и 300 нс соответствуют этапу остывания и снятия напряжений. Эффективное упругое напряжение соответствует усреднению по Мизесу  $\sigma_M = \{[(\sigma_{xx} - \sigma_{yy})^2 + (\sigma_{yy} - \sigma_{zz})^2 + (\sigma_{xx} - \sigma_{zz})^2 + 6(\sigma_{xy}^2 + \sigma_{yz}^2 + \sigma_{zx}^2)]/2\}^{1/2}$ , где  $\sigma_{ij}$  – компоненты тензора напряжений.



а)



б)

Рисунок 5.14. Эволюция температурного поля (а) и поля напряжений (по Мизесу) (б) в ходе импульсного нагрева (моменты времени 10 нс и 30 нс) и последующего остывания (моменты времени 100 нс и 300 нс) материала вокруг взрывоэмиссионного центра на поверхности меди. Числа на полях температур соответствуют изотермам в Кельвинах; числа на полях напряжений соответствуют изолиниям десятичного логарифма напряжений выраженных в Па. Стрелками указаны поля направлений смещения атомов вещества относительно их исходного положения.

Будем оценочно полагать, что пластическая модификация затрагивает область, в которой  $\sigma_M > 10^7$  Па. Из рисунка видно, что размеры этой области на порядок больше, чем размеры области перегрева (с учетом выбранных масштабов). Более того, упругие поля более стабильны во времени: спустя 300 нс после термического удара температура всюду становится близкой к комнатной за счет рассеяния тепла в полупространстве металла, в то время как область высоких механических напряжений, где в результате термического удара превышен условный предел упругости, имеет диаметр порядка 200 микрометров. Эта оценка соответствует размерам модифицированных областей вокруг крупных эрозионных центров и "горячих штрихов", на поверхности меди, выявленных электролитическим декорированием (рисунки 5.11, 5.13). Соответственно, модифицированные области, окружающие мелкие кратеры образованы протеканием тока меньшей плотности.

В отношении морфологических изменений, не связанных с искровыми процессами (рисунок 5.10), не было возможности установить, являлись ли они результатом релаксации материала уже после импульсного воздействия, или возникали во время этого воздействия (например, как потенциальные факторы инициирования искровых процессов). При использовании высоковольтного испытательного стенда попытки "поймать" такой импульсный режим воздействия на ВП, после которого на поверхности электродов можно было бы обнаружить лишь компактные следы "холодных" процессов, оказались безуспешными. Поэтому в дальнейших исследованиях безискровое электрофизическое воздействие производилось в режиме ограничения тока при пониженной амплитуде напряжения 25 кВ на установке, описанной разделе 2.3. В качестве катода использовались в основном пластины монокристаллической меди с поверхностью, совпадающей с кристаллографической плоскостью (111). Однократное импульсное воздействие на пластину осуществлялось через вакуумный промежуток длиной 50–80 мкм, образованный медной пластиной и стержневым вольфрамовым анодом с конусным закругленным концом диаметром около 1 мм. Путем сравнения микрофотографических карт области обработки, полученных в нормально падающем свете до и после воздействия импульса, устанавливались координаты расположения новообразований, которые затем исследовались более детально. Новообразования имели вид возвышенностей или впадин, как правило, вытянутой формы в составе групп из двух или нескольких подобных по форме экземпляров (рисунок 5.13).

Отсутствие взрывоэмиссионных процессов позволило также исследовать морфологические изменения при воздействии электрического поля обратной полярности, то есть, когда пластина являлась анодом. На рисунке 5.14 показано СЭМ-изображение объектов, обнаруженных в месте импульсной обработки монокристаллического анода электрическим полем (катодом являлся тот же вольфрамовый стержень, выполнявший ранее функцию анода). В данном случае можно обнаружить наложение, по крайней мере, двух групп подобных друг другу локальных

пластически деформированных областей.

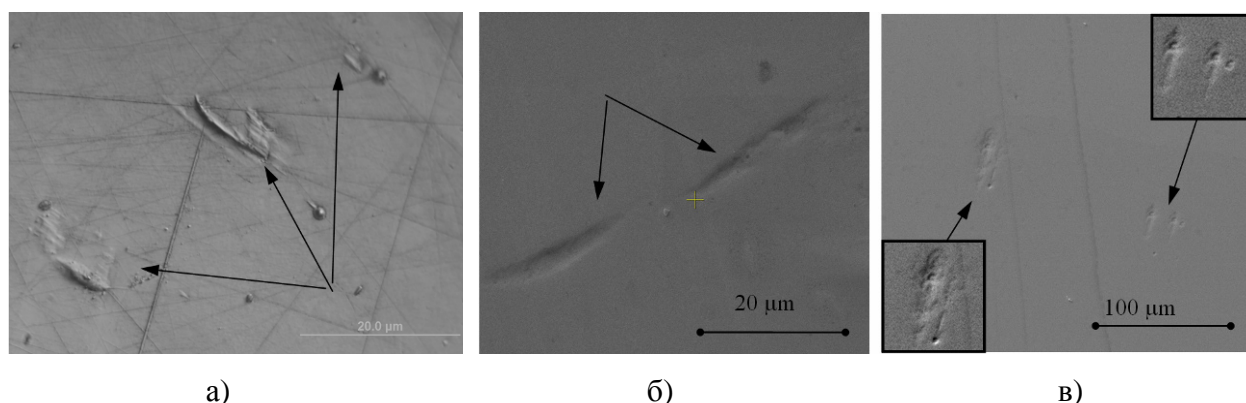


Рисунок 5.13. Различные новообразования на поверхности (111) медного монокристаллического катода после безискрового импульсного электрического воздействия: а) оптическое изображение; б, в) электронно-микроскопические изображения. На врезках – масштабная и контрастная детализация объектов.

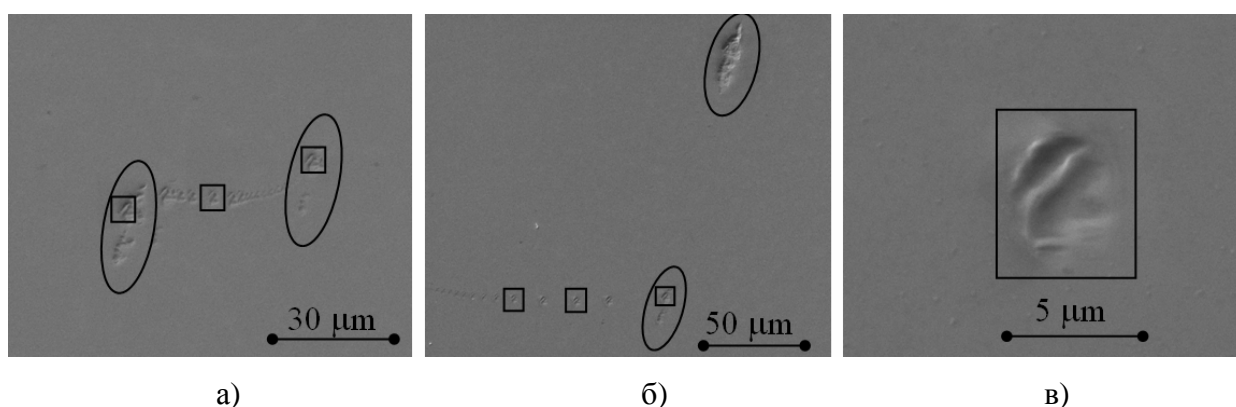


Рисунок 5.14. Деформационные структуры на поверхности (111) медного монокристаллического анода после безискрового воздействия. Овалами и прямоугольниками отмечены некоторые новообразования из множеств подобных друг другу элементов.

## 5.4 Первичные взрывоэмиссионные центры на монокристаллических кремниевых катодах

### Однородно легированный материал.

В противоположность пластичным кристаллам меди, кристаллы кремния отличаются особой хрупкостью. Образцы кремния площадью 10–15 мм<sup>2</sup> откалывались от пластин марки ЭКЭС 0,01 – 11 БК (диаметр 105 мм, толщина 0,2 мм, проводимость *n*-типа, примесь – сурьма, поверхность пластины совпадает с кристаллографической плоскостью {111}). Удельное сопротивление материала, согласно паспортным данным, составляло порядок 1 Ом·см. Содержание дислокаций, согласно тем же данным, составляло менее 0,1 см<sup>-2</sup> (категория кристалла "бездислокационный"). После снятия поверхностного окисла в 0,5%-растворе HF пластины тыльной

стороной наклеивались основу из нержавеющей стали через жидкий металл (эвтектика In-Ga).

Явными, различимыми в оптический микроскоп, следами вакуумной искры после воздействия импульса треугольной формы амплитудой 200 кВ являлось некоторое количество скоплений эрозионных следов. Удачными экземплярами образцов для исследования считались те, на которых развитие пробоя оборвано в самом начале искровой фазы, когда на поверхности катода, не загрязненной расплавленными продуктами анода, фиксировалось не более единиц - десятков эрозионных кратеров на каждое скопление. При этом на исходной микроскопической карте поверхности катода в местах появления эрозионных скоплений не было обнаружено каких-либо следов дефектов и достоверно не выявлено следов дислокаций.

Оптико- и электронно-микроскопические изображения эрозионных скоплений показаны на рисунке 5.15. Наличие геометрически перекрытых кратеров является в данных экспериментах, скорее исключением (рисунок 5.15, б). Это означает, что механизм рождения кратеров посредством джоулева перегрева перетяжек в струях расплавленного материала, разбрызгиваемого кратером-предком [2], является, в данных условиях, вторичным.

Помимо типичных взрывоэмиссионных кратеров и разбрызганных по поверхности застывших мелких капель фиксируются малоcontrastные центробежные скопления "пологих кратеров", окруженных пятнами (рисунок 5.15, б). Предположительно эти образования представляют собой следы взрывоэмиссионных центров на начальном этапе своего развития.

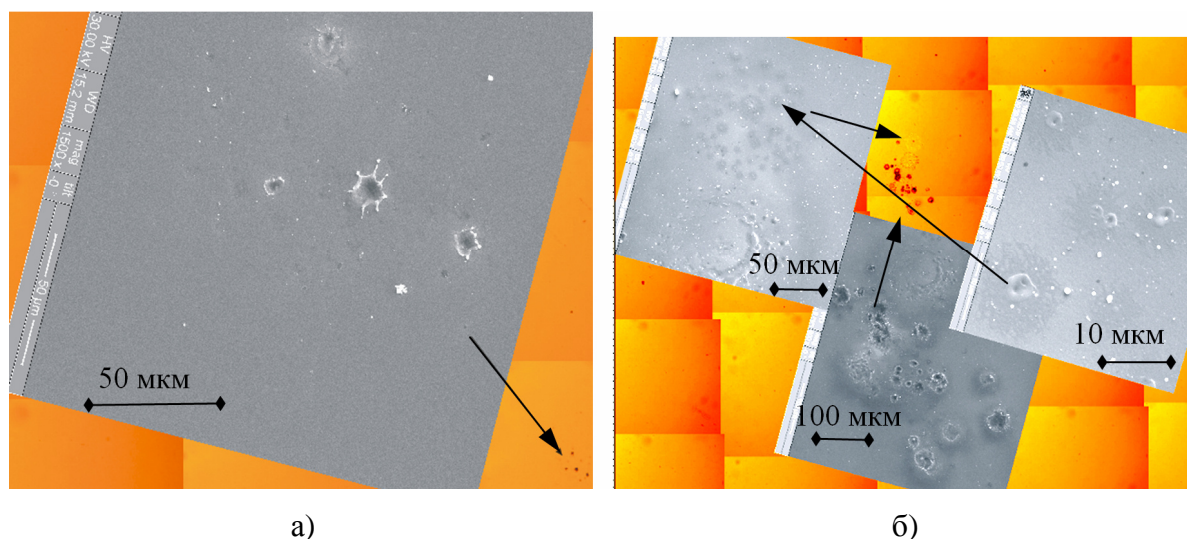


Рисунок 5.15. Явные нарушения на поверхности кремниевого монокристаллического катода после воздействия прерванной вакуумной искры: а) редкое скопление кратеров; б) густое скопление кратеров (произведено дополнительное цифровое контрастирование).

Скрытые повреждения кристалла выявлялись погружением пластины в селективный травитель Дэша (1ч.  $\text{HF}$ +3ч.  $\text{HNO}_3$ +10ч.  $\text{CH}_3\text{COOH}$  [211]) на несколько часов (рисунок 5.16). Некоторые из ямок травления образовывали розетки (рисунок 5.16, б) со структурой, подобной



структуре центробежных скоплений "пологих кратеров". Вероятно, вытравленные ямки соответствовали тем местам, которые являлись местами потенциального зарождения взрывоэмиссионных кратеров.

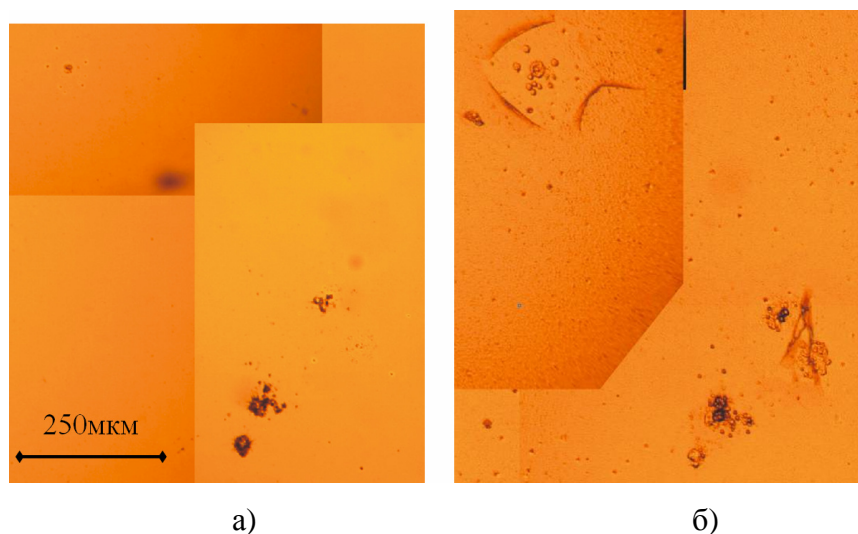


Рисунок 5.16. Фрагмент поверхности кристалла кремния после воздействия вакуумной искры: до (а) и после (б) погружения в травитель.

На одном из образцов возникло единственное скопление эрозионных кратеров, которое показано на рисунке 5.17, *а*. Кратковременным травлением в селективном травителе вначале были выявлены треки (рисунок 5.17, *б*), которые в ходе дальнейшего травления исчезли, оставив в местах своих изломов и развилок тетраэдрические ямки травления (рисунок 5.15, *в*). Общие размеры области скрытых повреждений троекратно превышали исходный видимый размер скопления кратеров, достигая 1–1,5 мм. На тыльной стороне пластины напротив взрывного центра каких-либо треков и дефектов выявлено не было. Учитывая хрупкость кремния, есть основания предполагать, что треки представляли собой следы неглубоких микротрещин, возникших вследствие релаксации термомеханических напряжений.

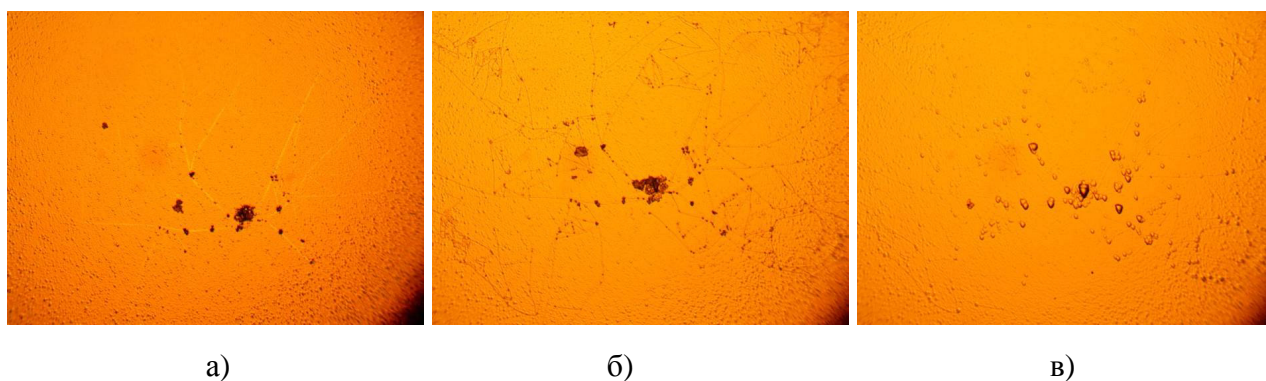


Рисунок 5.17. Уединенный эрозионный центр на поверхности кристалла кремния после воздействия вакуумной искры: до (а) и после травления в течение 1 часа (б) и 8 часов (в). Горизонтальный размер кадров 1,3 мм.

### Неоднородные структуры.

Особо развитая и структурированная картина эрозионных следов и треков наблюдалась при использовании в качестве катода пластин монокристаллического кремния с механически напряженным слоем, «захороненным» под поверхностным слоем кристалла [199, 212]. В экспериментах использовались полированные монокристаллические пластины кремния  $p$ -типа толщиной 0,5 мм, поверхность которых совпадала с кристаллографическими плоскостями {100} или {111}. Однородно легированные бором, пластины обладали удельным сопротивлением 20 Ом·см. В поверхностные слои были имплантированы мышьяк  $As^+$  (100 кэВ) или сурьма  $Sb^+$  (125 кэВ) с дозой  $5 \times 10^{15} \text{ см}^{-2}$  без последующего отжига. Согласно данным [214], эти неоднородные структуры должны обладать внутренним аморфным слоем с высокой концентрацией примеси  $\sim 10^{21} \text{ см}^{-3}$ , расположенным в пределах расстояний  $0,06 \pm 0,02 \text{ мкм}$  от поверхности (рисунок 5.16), а также высокими остаточными напряжениями.

Пластина 1 укладывалась на основу, изготовленную из нержавеющей стали 2 (рисунок 5.17). В центральной части основы было сделано углубление высотой 1 мм и диаметром 24 мм. Контакт полупроводниковой пластины и металлической основы осуществлялся по периметру углубления через In-Ga эвтектику. Анодом 3 служил стержень из нержавеющей стали диаметром 8 мм с радиусом закругления периметра торца 1 мм. Торце был защищен танталовой фольгой для подавления плавления и переноса вещества анода на катод.

Погружение в травитель Дэша пластин, не подвергавшихся воздействию искры, не выявило каких-либо выраженных неоднородностей на поверхности.

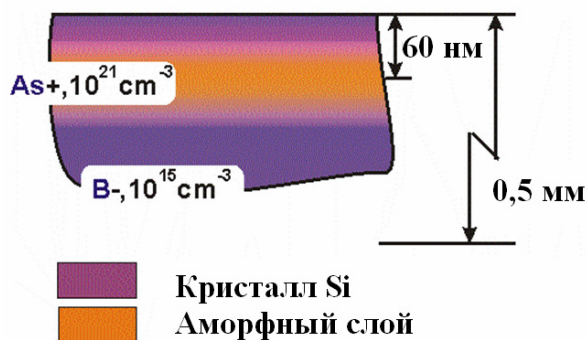


Рисунок 5.16. Пластина кремния с внутренним имплантированным аморфным слоем.

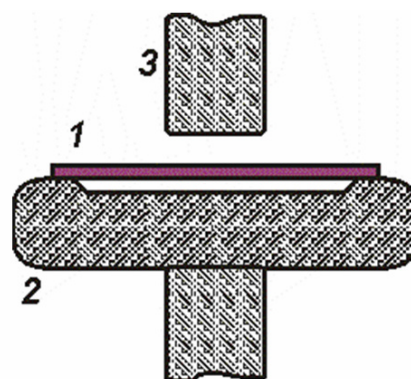


Рисунок 5.17. Схема электродной системы: 1 — пластина кремния; 2 — основа катода; 3 — анод.

После пробоя на катоде в области проекции анода обнаруживалось несколько эрозионных скоплений с элементами кристаллографической симметрии. Фигуры на поверхностях {100} и {111} имели соответственно вид крестов и снежинок (рисунок 5.18), лучи которых ориентировались, соответственно, вдоль направлений  $\langle 100 \rangle$  и  $\langle 110 \rangle$ .

За концами "крестов" на поверхности  $\{100\}$  формировались расширенные зоны мелкой обработки (гало) с ветвистой структурой глубиной не более 0,1 мкм (на электронном снимке 5.18, а неразличимы, см. рисунок 5.20). "Снежинки" на поверхности  $\{111\}$  не обладали гало на концах треков, но сами треки имели ветвления (рисунок 5.18, б).

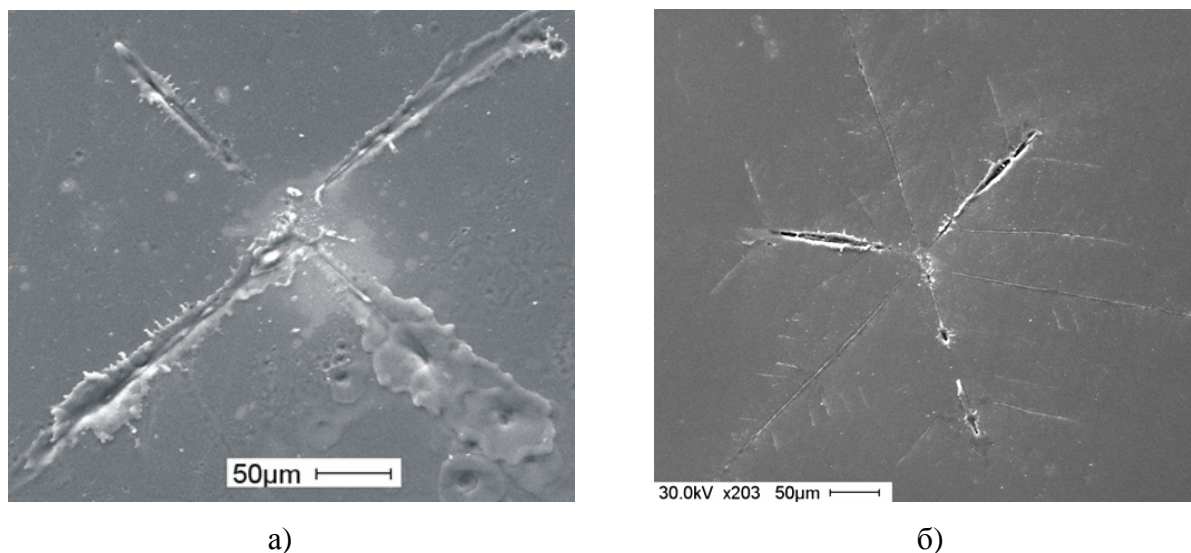


Рисунок 5.18. Фигуры, образовавшиеся под действием вакуумной искры на поверхности полупроводникового катода с аморфным захороненным слоем, совпадающей с кристаллографической плоскостью:  $\{100\}$  (а);  $\{111\}$  (б).

Треки фигур предположительно являются следами трещин, зародившихся во время температурного расширения центральных областей. Профилометрические исследования показали, что степень взрывной обработки вдоль треков фигур в среднем возрастает от центра к периферии. Глубина обработки, как правило, не превышает 2 мкм. Центральные области фигур, которые, несомненно, являются местами инициирования разряда, имеют минимальные эрозионные повреждения, о чем свидетельствуют визуальные (рисунок 5.18) и оптико-профилографические исследования (рисунок 5.19).

При погружении пластин в травитель Дэша центральные зоны фигур подвергаются сильному травлению, что свидетельствует о высокой концентрации в них дефектов кристаллической структуры. После травления поверхности  $\{100\}$  на крестообразных фигурах проявляются также ветвления треков, ранее скрытые от наблюдений. Наиболее контрастно эти образования вместе с контурами гало видны в оптический микроскоп в режиме рассеяния косого луча света (рисунок 5.20).

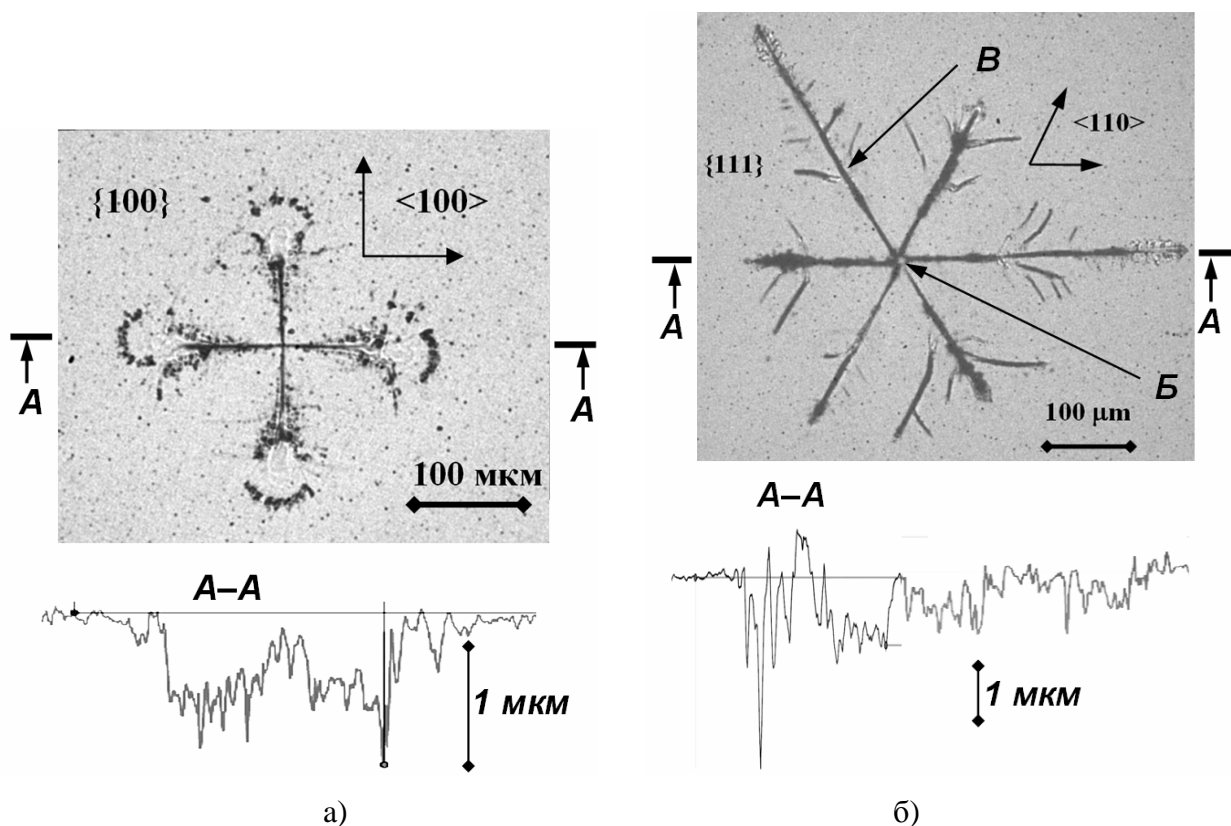


Рисунок 5.19. Ориентация фигур эрозии и их профилограммы: {100} (а); {111} (б).

На основе изучения фигур можно сделать заключение, о том, что основная часть взрывной эрозии в данных структурах вторична по отношению к первичным термомеханическим повреждениям. В самом деле, как следует из рисунков 5.18, а, б, первые кратеры могут появиться на некотором удалении от центра фигуры. Более того, некоторые из лучей могут вообще не покрываться кратерами (5.18, б). Обнаружены также мелкие фигуры (вероятно в зачаточном состоянии) которые вообще не содержат кратеров (рисунок 5.21).

При искровой тренировке полупроводниковой пластины с неоднородной структурой, покрытой пленкой титана толщиной 0,2 мкм кристаллографическая анизотропия взаимного расположения кратеров частично сохраняется (рисунок 5.22). Кратеры отделены друг от друга нетронутыми эрозией участками и при этом образуют локальную периодическую структуру. Таким образом, проводящий металлический слой не полностью устраняет влияние кристаллической подложки на процесс распространения взрывоэмиссионной активности вдоль поверхности катода.

После вакуумного отжига пластин в течение часа при температуре 700<sup>0</sup>С (которая, согласно [214], достаточна для кристаллизации аморфного слоя и активации примеси), размеры фигур и степень их анизотропии уменьшаются.



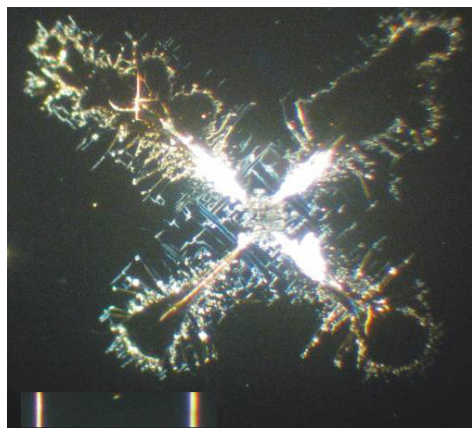


Рисунок 5.20 – Крестообразная фигура после погружения в травитель.

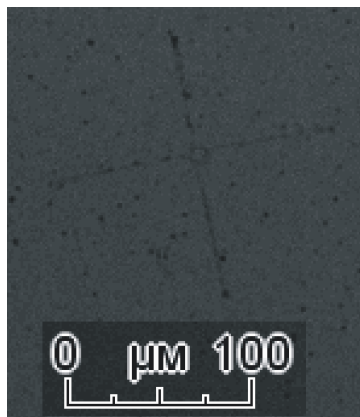


Рисунок 5.21 – Крестообразная фигура в зачаточном состоянии.

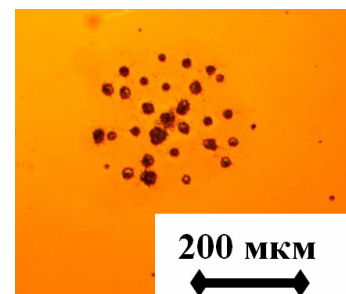


Рисунок 5.22 – Фигура на металлизированной поверхности полупроводника.

### 5.5. Особенности инициирования вакуумной искры на участках катода, лишенных микроскопических неоднородностей (обсуждение и выводы)

Подавляющая часть исследований инициирования вакуумного пробоя посвящена установлению связи предпробойной проводимости ВП и состоянием поверхности электродов с электрической прочностью ВП и местом ее нарушения. Было установлено, что существует множество химических, геометрических и структурных неоднородностей на поверхностях электродов и связанных с ними эмиссионных центров, каждый из которых может быть причиной пробоя ВП (микроострия, включения, адсорбированный газ, диэлектрические пленки, границы зерен, поры и трещины) [5]. При этом возникает закономерный вопрос о том, каким образом часть энергии электрического поля  $\sim 10^{-8}$  Дж, необходимая для рождения эктона, может внезапно сконцентрироваться на данной микронеоднородности, вызвав взрывную возгонку материала с разрывом  $\sim 10^{10}$  межатомных связей в объеме  $\sim 10^{-19}$  м<sup>3</sup>. По сути, лишь два фактора из перечисленных выше соответствуют возможности прямой энергетической конверсии такого рода: разогрев микроострия током автоэлектронной эмиссии и бомбардировка катода заряженной микрочастицей, набравшей энергию в результате ее ускорения в электрическом поле ВП. Учитывая однократный короткоимпульсный режим воздействия электрическим полем на ВП, последний фактор в рамках данной главы можно не рассматривать, поскольку за период импульса микронная частица успевает отлететь на расстояние, не превышающее ее размер (глава 6).

В настоящее время появляются гипотезы о возможности более сложной конверсии энергии электрического поля в энергию микровзрыва, в которой задействован сам материал электрода (*дислокационная гипотеза вакуумного пробоя*, см. главу 1). Суть ее в том, что энергия поля вначале затрачивается на производство избыточных линейных дефектов структуры вбли-

зи поверхности, сопровождаемое разрывом кристаллических связей и аккумулярованием энергии упругих полей [141–143]. При достижении критических концентраций дефектов возникают условия перехода от "холодной фазы" разрушения материала к "горячей" взрывообразной фазе, связанной с появлением механически разрушенных фрагментов материала в виде микровыступов и частиц, которые в условиях действия электрического поля становятся источниками взрывной эмиссии.

Экспериментальные данные, полученные в рамках настоящей работы, согласуются, а в отдельных вопросах, подтверждают дислокационную гипотезу вакуумного пробоя.

**Точки инициирования вакуумной искры.** На примере медного монокристаллического катода с зеркально гладкой поверхностью удалось продемонстрировать (раздел 5.3), что центрами возникновения вакуумной искры могут быть выходы некоторых видов линейных дефектов, которые не создают вокруг себя видимые микроскопические неоднородности поверхности. Разрозненность мест искровой эрозии на монокристаллических поверхностях и их совпадение с заранее выявленными местами выходов этих дефектов является, по-видимому, пока единственным прямым экспериментальным подтверждением возможного участия дефектов кристаллографического уровня в развитии вакуумного пробоя. Линейные дефекты могут быть концентраторами значительной упругой энергии, окружать себя плотными облаками точечных дефектов, а также формировать физико-химические неоднородности адсорбционного слоя вокруг своих выходов. Логично предположить, что привязка к ним искровых процессов распространяется и на случай катода, выполненного из технически чистого металла с типовой поликристаллической структурой, на поверхности которого, как известно, формируется слой с высокой концентрацией различных дефектов (дебрис-слой) [205]. В рамках этого предположения автоматически объясняется собственно само «блуждание» центров взрывной эмиссии по сетке дефектов, приводящее к образованию сплошных широких эрозионных меток (раздел 5.1). Парная и линейная группировка взрывоэмиссионных кратеров, обнаруживаемая на титановом катоде в областях их разрежения (раздел 5.2), дает некоторое косвенное подтверждение данным предположениям: тесные пары практически идентичных взрывоэмиссионных кратеров могут быть сформированы на выходах дислокационных диполей или полупетель. Такого рода пары, по мнению автора, можно выделить на снимках, представленных в других работах (например, в [2, 221, 222, 192]), полученных в экспериментальных условиях, при которых распределение кратеров по поверхности становится достаточно разреженным. К таким условиям относится, в частности, создание поперечного магнитного поля, которое перемещает катодные пятна вакуумной дуги вдоль поверхности [151].

Обнаружение субмикронных взрывоэмиссионных кратеров на поверхности монокристаллов и крупнозернистых поликристаллов, не связанных с ямками травления, приводит к выводу

о том, что выявленные травлением линейные дефекты не являются единственной причиной пробоя вакуумного промежутка: существуют параллельные каналы инициирования искры, связанные с другими, по-видимому, регулярными дефектами структуры (в частности, с подвижными дислокациями [143, 150], см. также главу 1). В силу высокой плотности дислокаций в металлах, достоверное сопоставление их выходов с местами кратеров по методике, изложенной в разделе 5.3, оказалось крайне затруднительным.

Экспериментальные данные раздела 5.4, вообще говоря, отвергают предположение о возможности подавления инициирования вакуумного пробоя посредством выбора бездислокационного кристалла в качестве катода (в данном случае кремния). В поверхностном слое полупроводниковых катодов местами инициирования искры могут быть, в частности, точечные дефекты, обладающие дипольным моментом [223]. Однако для металлов, в том числе монокристаллических, значительная плотность дислокаций является неизбежным фактом.

Более того, в рамках настоящей работы обнаружено возникновение пластических деформаций в условиях безискрового воздействия короткоимпульсным электрическим полем (раздел 5.3). Это приводит к выводу, о том, что перед пробоем в отдельных местах может возникать режим резкого накопления дислокаций, который приводит к разрушению материала, как предсказывалось ранее в работах [141–143]. Формой локального поверхностного разрушения катода могут являться отслоения, следы которых ("штрихи") обнаружены наряду элементами кратерной эрозии. То, что "штрихи" являются областями инициирования вакуумной искры, подтверждается электрохимическим выявлением вокруг них термоударных зон. Обладая малым радиусом кривизны, вершинка отслоения может выступать в качестве эффективного автоэмиттера, создающего условия рождения взрывоэмиссионного центра в соответствии с классической моделью перегрева микроострия [2].

**Механизмы распространения взрывоэмиссионной активности.** Рассмотрим вопрос о возможных механизмах распространения взрывоэмиссионных процессов вдоль поверхности катода, предполагая возникновение первого взрывоэмиссионного центра свершившимся фактом. Известно, что взрывоэмиссионная плазма расширяется со скоростью более  $10^4$  м/с [2]. Механизм зарождения дочерних взрывоэмиссионных центров под плазмой, описанный в [189], подтверждается рядом экспериментов [190]. Необходимым условием зарождения нового центра под плазмой первичного взрывоэмиссионного центра, согласно этому механизму, является расслоение плазменного факела и приобретение внешней плазменной оболочкой избыточного потенциала  $\sim 10^2$ – $10^3$  В. Это расслоение может быть обусловлено нестабильностью поставки материала из взрывоэмиссионного центра-предка [189], или развитием неустойчивости в самом плазменном облаке (см. раздел 7.3). Анализируя картины травления поверхности медного (рисунки 5.11, 5.13) и кремниевого (рисунок 5.15), можно сделать вывод о том, что такой ме-

ханизм генерации дочерних взрывоэмиссионных центров действует, обеспечивая их распространение в течение однократного пробоя на расстояния порядка 1 мм.

Скорость распространения упругих взаимодействий (скорость звука) в твердых телах составляет  $\sim 10^3$  м/с, что на порядок ниже, чем скорость распространения взрывоэмиссионной плазмы. Поэтому формирование отдельных скоплений взрывоэмиссионных центров размером порядка 0,1 мм с явно выраженным сочетанием анизотропии и пространственной периодичности на кремниевых катодах, даже если они покрыты металлической пленкой (раздел 5.4), свидетельствуют о том, что носителями взаимного инициирования взрывоэмиссионных центров на катоде, наряду со струями расплавленного металла и плазмой являются механические взаимодействия, распространяющиеся в твердофазной среде электрода.

**К вопросу о кондиционировании ВП последовательными пробоями.** Форма и значительные размеры областей модифицированного материала (рисунки 5.11 и 5.13), окружающих взрывоэмиссионные центры, свидетельствуют о том, что их происхождение связано с возникновением термомеханических напряжений. Этот вывод подтверждается численными расчетами, приведенными в разделе 5.3. Зоны тепловой обработки имеют размеры  $\sim 10$  мкм, в то время как зоны пластической деформации –  $\sim 100$  мкм (рисунок 5.14). Предположение о возникновении вокруг мест пробоя широких областей, пересыщенных неподвижными дефектами, высказывалось ранее и косвенно подтверждалось исследованиями характера распространения пробоев по поверхности медного катода [150]. Исследования поперечных сечений материала катода после пробоя [142] также подтверждает возникновение модифицированных областей диаметром более 50 мкм. В соответствии с наблюдениями [149, 150], каждый последующий пробой с большей вероятностью возникает за пределами модифицированных зон, сформированных предшествующими пробоями, вокруг которых, по мнению авторов, в паузах между пробоями возникают релаксационные зоны со скоплением подвижных дислокаций. Таким образом, кондиционирование поверхности катода серией импульсов с большой скважностью может определяться не только очисткой материала от загрязнений и включений, но и покрытием поверхности наклепными областями и окружающими их зонами релаксации материала. Условие "полного" кондиционирования ВП соответствует формированию на поверхности электродов сплошного механически упрочненного слоя и отсутствию пластичных участков. Такой подход к объяснению природы кондиционирования ВП, с одной стороны, согласуется с данными [64, 77, 78]. В этих работах было показано, что при глубоком кондиционировании ВП напряженность "критического поля"  $E_0 = \beta \langle E_{br} \rangle$  (см. раздел 1) возрастает в два и более раз для данного материала катода (согласно же теории критического поля эта величина должна соответствовать значению работы выхода, то есть, должна быть константой материала). С другой стороны, возникает новая версия в объяснении природы электрического упрочнения ВП после обработки электродов

НСЭП (см. раздел 2.1): помимо очистки и сглаживания поверхности электродов повышению электрической прочности ВП способствует формирование сплошного механически упрочненного слоя, в котором затруднены пластические деформации. На основе данной версии можно также дать альтернативное объяснение электрическому упрочнению ВП после покрытия алюминиевых электродов твердым и плотным слоем оксида методом микродугового оксидирования [213].

## **5.6. Гипотезы о механизме пробоя вакуумных промежутков с электродами, не содержащими микроскопических неоднородностей на поверхности**

Традиционно с местом пробоя ВП ассоциируется какая-либо изначально существующая неоднородность на поверхности электрода, которая к тому же может быть источником эмиссии, дающей вклад в темновой ток. Однако установлено [28, 55, 56], что под действием постоянного электрического поля напряженностью 0,5 МВ/см и выше неоднородности могут возникать из самого материала, сопровождая свое появление ростом проводимости ВП (см. также раздел 3.4). Для обнаружения первичных морфологических изменений в режиме воздействия на ВП короткими импульсами напряжения были созданы специфические экспериментальные условия, "запрещающие" появление искры (разделы 2.3, 5.3). В режиме же воздействия на ВП треугольными наносекундными импульсами основная часть кратерной эрозии катода оказывается связанной с некоторой разновидностью линейных дефектов (разделы 5.3, 5.5).

Несмотря на то, что связь микродеформаций и мест искровой обработки достоверно не установлена, есть основания считать эти явления связанными. Однако само по себе появление деформационных участков на поверхности металла под действием импульсного электрического поля является во многом парадоксальным и требует отдельного исследования, выходящего за рамки настоящей работы. Ниже приведены лишь общие соображения относительно данного явления с использованием сведений из литературы.

### **5.6.1 Роль электропластических эффектов в подготовительной стадии вакуумного пробоя**

Электропластические эффекты (ЭПЭ) в металлах связаны с изменением их прочностных и пластических характеристик: 1) при пропускании импульсных токов плотностью свыше  $10^7$  А/м<sup>2</sup> [228–230, 232]; 2) при воздействии внешнего электрического поля напряженностью свыше  $10^6$ – $10^7$  В/м на растягиваемые тонкие тела (фольги) [232]; 3) при изменении потенциала металлического тела электрическим смещением порядка долей–единиц вольт, или создании контакта с другими металлами, отличающимися работой выхода электрона в вакуум [235, 236].

Во всех случаях основным фактором воздействия на материал являются внешние механические усилия, создающие напряжения порядка предела упругости  $\sim 10^8$  Па, а вспомогательным фактором, "корректирующим" механические параметры материала, – электрическое поле или ток, действующие на индивидуальные дислокации, их источники и стопорящие центры.

Воздействие короткими импульсами напряжения амплитудой 200 кВ на миллиметровый ВП сопровождается возникновением вблизи поверхности электродов импульсного электрического поля напряженностью  $\sim 10^8$  В/м, протеканием тока смещения плотностью  $\sim 10^7$  А/м<sup>2</sup> и возникновением поверхностного заряда плотностью  $\sim 10^{-3}$  Кл/м<sup>2</sup>. В этих условиях теоретически возможно включение всех составляющих ЭПЭ. Однако в данном случае проблема заключается в том, могут ли электрические факторы (в первую очередь, электрическое поле, напряженность которого более чем на порядок превышает пределы обнаружения второй составляющей ЭПЭ) стать основными факторами воздействия, приводящими к пластической деформации. В самом деле, при подстановке в формулу (1.5) значения ИЭП ВП  $E_{br} \sim 10^8$  В/м, получим, что со стороны электрического поля на поверхность электродов действуют весьма малые нормальные растягивающие напряжения  $\sim 10^5$  Па, которые на два-три порядка ниже характерных пределов текучести. Эта оценка, на первый взгляд, ставит под сомнение возможность какого-либо проявления ЭПЭ без участия внешних механических сил. Однако при этом следует учесть следующие обстоятельства.

Во-первых, в справочной литературе приводятся параметры материалов, которые получены на основе нагружения довольно массивных тел удлиненных форм. В специальной же литературе отмечается заметное влияние состояния поверхности на критические механические параметры материала. Толщина приповерхностного слоя с особыми механическими свойствами оценивается 60–100 мкм [205, 232]. Отмечается, что напряжения, необходимые для зарождения отдельных дислокационных полупетель на поверхности, могут быть порядка  $10^4$  Па, что в 1000 раз меньше расчетного значения, соответствующего схеме источника Франка-Рида [205]. Сравнительно низкие значения напряжений, необходимых для зарождения дислокационных полупетель на свободной поверхности металла (на примере алюминия) подтверждаются результатами расчетов методами молекулярной динамики [206]. В настоящее время теоретически и экспериментально показано, что под действием растягивающей нагрузки, в первую очередь в поверхностном слое, происходят процессы самоорганизации периодических деформационных структур [225, 226], которые затем управляют пластической деформацией в объеме. Таким образом, поверхностный слой не является некоторой условной областью плавного перехода параметров сплошной среды от состояния объема к состоянию поверхности, а рассматривается специалистами как отдельная структурная единица, имеющая вполне определенные границы. Силовое воздействие электрического поля на поверхность металла может быть особен-

но специфичным. В самом деле, масштаб проникновения электрического поля в металл, характеризующийся длиной Дебая, не превышает межатомного расстояния. Следовательно, область приложения нагрузки ограничена первым атомным слоем. Очевидно, что распределение импульсных механических напряжений и деформаций в первых атомных слоях не может описываться законами сплошной среды. В данном случае исходные дефекты поверхности могут оказаться эффективными концентраторами напряжений и источниками зарождения новых приповерхностных дефектов.

Во-вторых, появление зарядов на поверхности электродов означает, что помимо нормальной растягивающей пары сил, разделенной межэлектродным промежутком, внутри поверхностных слоев должны дополнительно возникнуть тангенциальные растягивающие напряжения, обусловленные кулоновскими силами расталкивания одноименных зарядов [237]. В электростатике сплошных сред этот эффект не проявляется, поскольку избыточные заряды на идеально проводящей поверхности компенсируются индуцированными зарядами на малых расстояниях. С учетом длины проникновения поля в металлы и дискретности заряда, деформируемые "ячейки" поверхности могут иметь в среднем размер  $\sim 10^{-8}$  м.

В-третьих, имеются примеры проявления ЭПЭ без дополнительной внешней механической нагрузки и вмешательства разрядных процессов в тонких ( $d=20\text{--}50$  мкм) монокристаллических слоях NaCl при воздействии электрического поля напряженностью свыше  $8 \cdot 10^7$  В/м [234]. Этот эффект выражался в генерации дислокаций, преимущественно на катодной поверхности, несмотря на то, что механическое воздействие со стороны поля, очевидно, было симметричным и меньшим предела упругости. В предпробойном состоянии в более тонких слоях ( $d < 10$  мкм) при более сильных полях возникали локальные деформации с несимметричным микрорельефом на обоих электродах [233].

Перечисленные факты свидетельствуют о том, что сводить воздействие электрического поля на металлы к однородным механическим напряжениям, по-видимому, не корректно. В некоторых работах предполагается, что при создании вблизи поверхности металлов импульсных полей напряженностью  $\sim 10^8$  В/м могут полностью сниматься активационные барьеры, ограничивающие поверхностную диффузию атомов, в результате чего первые атомные слои становятся подобными двумерной жидкости, находящейся в состоянии "пред-плавления" и "капиллярной волновой неустойчивости" [152].

Влияние магнитного поля на ИЭП ВП (раздел 3.3), может оказаться результатом совместного действия магнитопластического и электропластического эффектов, которые, отличаясь в механизмах воздействия на стопорящие дислокационные центры, оба влияют на напряжения старта и подвижность дислокаций, а также эффективность их источников [230, 231].

Таким образом, предвестником вакуумной искры, действительно, могут быть "холодные"

процессы поверхностных деформаций, которые активируются в условиях электрического поля напряженностью свыше  $10^8$  В/м. Эти процессы наглядно проявляются на зеркально гладкой поверхности достаточно пластичного медного катода (раздел 5.3).

### **5.6.2 Гипотетические модели инициирования пробоя вакуумного промежутка с гладкими и чистыми поверхностями электродов**

Систематизируя данные глав 3–5, основываясь на некоторых гипотезах, высказанных в литературе (глава 1), учитывая немаловажный факт проявления эффекта полного напряжения (то есть участия перелетающих ВП частиц в инициировании пробоя), можно предположить следующий сценарий возникновения первых взрывоэмиссионных центров для случая изначально гладкой и чистой поверхности металлических электродов. После включения электрического поля первая фаза подготовительной стадии короткоимпульсного пробоя связана с частичной конверсией энергии поля в энергию деформированных участков. Локальными носителями этой энергии могут быть генерируемые дислокации. Встречные процессы высвобождения этой энергии могут быть связаны с взаимной аннигиляцией дислокаций, их стоком на поверхность или образованием дополнительной поверхности на трещинах или отслоениях [140, 205, 216].

**Иницирующие процессы на аноде.** В результате протекания рассмотренных выше процессов, освобожденной энергии может оказаться достаточно для отрыва от поверхности электрода атомов металла или адсорбированного газа. Одна из гипотетических схем отрыва атомов от берегов сдвига, опирающегося на дислокационную полупетлю, представлена на рисунке 5.23. В отсутствие электрического поля полупетля испытывает действие сил натяжения, стремящихся ее вытолкнуть на поверхность. Этим силам противостоят кристаллические силы барьеров Пайерлса и стопорящие центры, связанные с точечными дефектами [140, 205]. Если полупетля имеет небольшой размер, порядка единиц микрон, она может находиться в состоянии неустойчивого равновесия. Добавление внешней нагрузки со стороны электрического поля и/или со стороны электрон-фононного «ветра» в ходе зарядки емкости ВП может привести к преодолению сил сопротивления и к исчезновению полупетли с образованием или исчезновением атомной ступеньки. Атомы края ступеньки, лишенные значительной части связей с кристаллом, или адсорбированные рядом молекулы могут быть оторваны от кристалла непосредственной передачей им кинетической энергии после снятия упругих сил, запасенных в полупетле. При этом часть оторванных от поверхности атомов может оказаться в ионизированном состоянии [187]. Таким или подобным сценарием с участием иных форм дислокаций можно также объяснить хаотичные во времени выбросы небольших порций металлических ионов с анода, наблюдаемые в постоянных предпробойных полях напряженностью  $\sim 1$  МВ/см [116, 117].



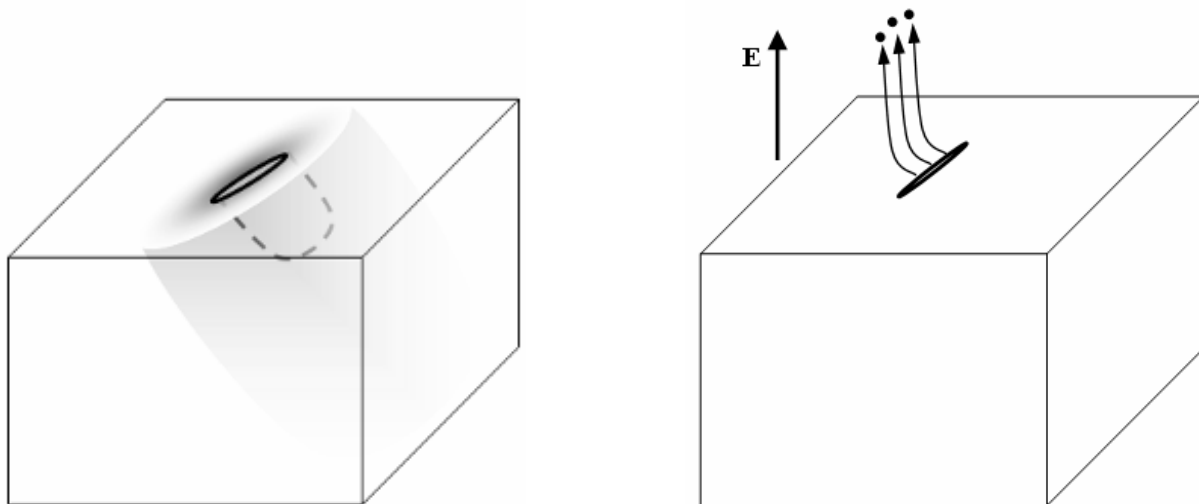


Рисунок 5.23. Схема эмиссии ионов от исчезающих берегов сдвига дислокационной полупетли в условиях действия электрического поля.

Ионная эмиссия с анода вероятно играет решающую роль в инициировании импульсного пробоя в длинных ВП ( $d \gg 1$  мм), когда проявляется эффект полного напряжения (см. главу 1, в частности формулу 1.11). Ионы, оторванные от анода и ускоренные до энергий свыше 100 кэВ, могут привести к локальному разогреву материала катода в местах их падения, появлению термомеханических напряжений и нарушений кристаллического порядка, аналогичных тем, что наблюдаются вокруг трека быстрой частицы [238]. Сплошное потемнение катода под проекцией анода, выявляемое травлением (см. рисунок 5.13, а), по-видимому, обусловлено этой ионной бомбардировкой. Легко оценить, что энергии 200 кэВ, которую набирает ион при перелете через межэлектродный промежуток, достаточно, чтобы нарушить кристаллическую структуру катода в пределах объема, содержащего  $\sim 10^5$  атомов, что соответствует линейному размеру около 50 атомных расстояний. Однако при столкновении с областью регулярного кристаллического порядка, в соответствии с известными экспериментальными данными, одним ионом может быть выбито наружу в среднем не более двух десятков вторичных атомов [187]. Столь малые коэффициенты катодного распыления отчасти связаны с направленностью импульса внешнего иона внутрь материала. Если же ион столкнется с поверхностью вблизи выхода дислокационного ядра на катоде, то согласно формуле (1.10), в которой полагаем  $R/r = 50$ , в зоне разрыва связей может быть выделено и передано окружающим атомам дополнительно около половины упругой энергии разрушенной части дислокации. Групповой характер выброса ионов, обнаруживаемый перед пробоем [116], может дать сверх-аддитивный эффект нарушения кристаллического порядка [239]. Таким образом, ионная бомбардировка поверхности катода вблизи дислокации может породить первичную локальную возгонку металла до состояния плотной газообразной плазмы, из которой может развиваться первичный взрывоэмиссионный центр. Наибольший вклад в катодную эрозию, по-видимому, дают области выходов дислока-

ций, окруженных плотными облаками точечных дефектов, на которых возникают кратеры микронных размеров (раздел 5.3).

Описанный гипотетический "анодный" механизм инициирования вакуумного пробоя не противоречит эффекту полного напряжения при короткоимпульсном пробое со временами задержки  $\sim 10$  нс, поскольку этого времени достаточно для пролета ионом вакуумного промежутка. Этот механизм согласуется также с экспериментальными данными, представленными в главе 8, которые свидетельствуют о том, что пробой миллиметрового вакуумного слоя, формирующегося между катодом и "плазменным" анодом, определяется не только амплитудой напряженности прикатодного электрического поля, но и амплитудой плотности тока ионов плазмы, бомбардирующих катод.

**Иницирующие процессы на катоде.** В коротких ВП ( $d \ll 1$  мм) провоцирование пробоя бомбардировкой ионами поверхности катода, по-видимому, отходит на второй план в силу меньшей кинетической энергии ионов, уступая место параллельно протекающему процессу развития дефектных поверхностных зон на катоде под влиянием электрического поля. При этом на отдельном участке поверхности катода может быть достигнута критическая концентрация дислокаций, которая приводит к катастрофическому, необратимому росту их концентрации [143]. Постоянное накопление дефектов в материале невозможно. Избыточные объемные напряжения снимаются появлением дополнительной поверхности, в частности образованием трещин [216]. Напряжения на поверхности металла могут быть сняты за счет отслоений с образованием эффективных «мгновенных» автоэммиттеров в виде торчащих чешуек с высоким коэффициентом усиления электрического поля  $\beta$  (вероятно, такого рода образования на поверхности катода, возникающие под влиянием электрического поля, были обнаружены авторами работы [55]). Джоулев разогрев и взрыв отслоения с наиболее высоким коэффициентом усиления поля  $\beta$  при достижении плотностью тока автоэлектронной эмиссии значений  $\sim 10^{12} - 10^{13}$  А/м<sup>2</sup>, эквивалентен взрыву микроострия, механизм которого рассмотрен в [2, 5] и других литературных источниках.

В рамках настоящей работы пробивные зазоры составляли  $d = 1,5 - 2,5$  мм, что соответствует пограничной области смены механизма инициирования пробоя. Это соответствует излому на характеристике  $U_{br}(d)$  [6]. Таким образом, пробой ВП импульсами напряжения 200 кВ может оставлять следы, отвечающие обоим сценариям вакуумного пробоя, отмеченным выше. Данные раздела 5.3 указывают на то, что часть взрывоэмиссионных центров на поверхности монокристаллической меди, имеющих вид штрихов, могут быть следами отслоений (рисунки 5.9, 5.11), возникающих на месте развития удлиненных локальных деформаций на катоде (рисунок 5.13).

## Глава 6. Роль незакрепленных частиц в инициировании импульсного вакуумного пробоя

### 6.1. Предварительные оценки

Свободные многоатомные частицы, находящиеся на поверхности электродов, могут выступать инициаторами вакуумного пробоя. Частицы могут попасть на электроды случайным образом: из атмосферы во время установки электродов в вакуумную камеру, со стенок вакуумной камеры во время ее откачки, при облучении потоками заряженных частиц во время плазменной обработки, кондиционирования ВП последовательными пробоями и т.д.. Эмиссионные центры, связанные с микрочастицами, многократно наблюдались в самых чистых условиях, причем авторы зачастую считали загадочным их происхождение [6, 147, 148, 251–253]. Среди частиц имеются такие, у которых химический состав соответствует материалу электродов, но многие частицы оказываются частицами углерода, сторонних металлов и их оксидов, то есть часто не соответствуют материалу электродов. При воздействии напряжения, еще до возникновения пробоя, появляется значительное количество частиц, у большинства которых состав соответствует материалу анода. Внесение диэлектрических компонентов в вакуумную камеру приводит к резкому увеличению количества частиц стороннего состава [253].

В ряде работ показано, что незакрепленные металлические частицы при прочих равных условиях, гораздо более активны в отношении нарушения электрической прочности вакуумных и газонаполненных промежутков, чем диэлектрические [6, 31, 254–256]. В случае же закрепленных частиц ситуация обратная. Металлическая частица, приварившаяся к поверхности, теряет свойства провокатора пробоя [31]. Закрепленная на катоде диэлектрическая или слабопроводящая частица в виде включений или фрагмента оксидной пленки действует, напротив, как эффективный автоэмиссионный центр с чрезвычайно высоким коэффициентом локального усиления поля  $\beta \sim 100 - 1000$  [4, 6], который инициирует пробой (см. главу 1).

При обсуждении вопроса о роли частиц в вакуумном пробое, как правило, рассматриваются стационарные электрические поля. Как показывают многочисленные эксперименты, зависимость напряжения пробоя от длины ВП является степенной

$$U_{br} = \alpha d^n, \quad (6.1)$$

где  $\alpha$  – коэффициент, зависимый от материала электродов и его состояния,  $n$  – показатель степени, который, как свидетельствуют эксперименты, может принимать значения в диапазоне 0,2–1,1.

Малые значения показателя степени  $n = 0,2-0,3$ , вероятно, не отражают физическую суть процессов, протекающих на поверхности электродов, а связаны с макрогеометрией электродов. При расстоянии между электродами  $d$ , соизмеримом с их радиусом  $r$ , максимум напряженности поля в области краевых скруглений может в несколько раз превысить напряженность поля на оси электродной системы, что формально приводит низкому показателю степени в зависимости  $U_{br}(d)$  [257]. Для плоской системы электродов ( $d < r$ ) с геометрически оптимальной конфигурацией краевых закруглений наиболее часто экспериментально определяются значения  $n = 0,6-0,7$  ([1, 4, 35, 257]). Отличие  $n$  от единицы однозначно указывает на участие частиц в инициировании пробоя. В качестве причин значительного снижения электрической прочности при введении или случайном попадании частиц в ВП обычно рассматриваются нагрев и испарение материала в месте соударения ускоренной полем заряженной частицы и электрода, а также возникновение электрического разряда между электродом и подлетающей к нему частицей. В обоих случаях возникновение пробоя связывается с пересечением частицей ВП.

Перед тем, как перейти к анализу возможных механизмов инициирования частицами именно короткоимпульсного пробоя, кратко рассмотрим некоторые базовые теоретические механизмы пробоя ВП в статическом или длинноимпульсном электрическом поле, связанные с наличием на электроде компактной (неиглообразной) частицы.

Известно [258], что лежащая на электроде металлическая частица сферической формы обладает кулоновским зарядом величиной

$$Q_0 = 4\pi\epsilon_0 ER^2 \zeta(2) = \frac{2}{3} \pi^3 \epsilon_0 ER^2 \approx 20,67 \epsilon_0 ER^2 \quad (6.2)$$

где  $E=U/d$  – средняя напряженность электрического поля в промежутке,  $\epsilon_0$  – электрическая постоянная,  $\zeta$  – дзета-функция Римана.

На частицу действует сила порядка  $Q_0E$ , стремящаяся оторвать ее от электрода, вытянуть ее в межэлектродное пространство и ускорить ее. После ускорения в постоянном поле вакуумного промежутка, непосредственно перед ударом о противоположный электрод, частица обретает энергию

$$W_K = Q_0U = \frac{2}{3} \pi^3 \epsilon_0 R^2 EU = \frac{2}{3} \pi^3 \epsilon_0 R^2 \frac{U^2}{d} \quad (6.3)$$

Следуя Крэнбергу [27], предположим, что для инициирования пробоя на единице площади соударения, должна выделяться энергия, превышающая некоторое критическое значение. Поскольку поперечное сечение частицы пропорционально  $R^2$ , из (6.3) следует, что условию

пробоя соответствуют следующие эквивалентные соотношения

$$U_{br} = \alpha d^{1/2}; \quad E_{br} = \alpha d^{-1/2}; \quad U_{br} E_{br} = \alpha^2 \quad (6.4)$$

где  $\alpha^2 \sim 10^{13} \text{ В}^2/\text{м}$  – коэффициент, зависимый главным образом от материала частицы и электрода.

Таким образом, теория Крэнберга дает некоторые объяснения зависимости (6.1), в которой показатель степени близок к экспериментальным значениям. В дальнейших работах было показано, что помимо кинетической энергии (6.3) в расчет должна быть взята электростатическая энергия частицы, инициирующая поджигающую искру непосредственно перед ударом об электрод:

$$W_E = \frac{\pi^5}{18} \epsilon_0 E^2 R^3 \quad (6.5)$$

Сопоставляя (6.3) и (6.5) можно увидеть, что  $W_K / W_E \sim d / R$ , то есть для случаев плоской системы электродов ( $d \gg R$ ) кинетическая энергия всегда намного больше электростатической. Однако при этом эффективность электрического поджига в инициировании пробоя может оказаться гораздо более высокой, особенно для крупных частиц.

На основе многочисленных исследований можно оценочно связать основные механизмы влияния многоатомных частиц на вакуумную изоляцию с их размерами [253].

1) Мелкие частицы субмикронных размеров ( $< 1 \text{ мкм}$ ). Эти частицы приобретают очень высокие скорости при прохождении ВП. При ударе они испаряются и вызывают локальное испарение на поверхности электрода. Испаренное вещество провоцирует газовый разряд, который в дальнейшем провоцирует переход в искровую и дуговую фазы пробоя.

2) Средние частицы над-микронных размеров ( $\sim 1\text{--}3 \text{ мкм}$ ). Эти частицы могут вызвать значительную эрозию материала электрода в конденсированном состоянии. Результатом таких процессов является образование кратеров с выступающими краями, застывших капель, выброшенных из них. При определенных условиях частицы могут сохраняться, внедряясь в образованный ими кратер. В данном случае критическое значение имеет скорость, набираемая частицей в ВП, при которой происходит пластическая деформация  $v_p = (8\sigma / \rho)^{1/2}$  [259], где  $\sigma$  – предел упругости материала,  $\rho$  – его плотность.

3) Большие частицы ( $\sim 5\text{--}20 \text{ мкм}$ ). Обычно они подвергаются упругим столкновениям с электродом. Однако, в результате многократных отскоков и перелетов через промежуток, они

могут приобрести энергию, соответствующую скорости  $v_p$  и вызвать пластическую деформацию материала и его нагрев.

4) Очень большие частицы ( $> \sim 50$  мкм). Эти частицы, обладая высокой электростатической энергией (6.5) способны вызвать поджигающую искру, приближаясь к электроду противоположной полярности.

В работе Сливкова [260] были рассмотрены различные механизмы энергетического обмена частицы и электрода и соответствующие этим механизмам условия пробоя, качественно выражающиеся в том, что частица должна быть малой настолько, чтобы обретенная в промежутке скорость была достаточна для испарения материала ударом, и большой настолько, чтобы испарилось достаточно атомов для инициирования разряда. В итоге, получено выражение, учитывающее возможную разность напряженности поля вблизи катода  $E_{brK}$  и анода  $E_{brA}$  в силу их разных геометрий  $U_{br} E_{brK} E_{brA}^{2/3} = \text{const}$ . В случае симметричного плоского промежутка, как следует из этого выражения, для показателя степени в выражении (6.1) получается значение  $n = 5/8 = 0,625$ , что точнее соответствует среднестатистическим экспериментальным данным, чем значение 0,5.

При определенных условиях отмеченные выше встречные требования к размерам частицы не пересекаются и приводят к противоречиям (например, к выводу о том, что для возникновения пробоя частица должна нести заряд, значительно превышающий равновесный, соответствующий выражению (6.2)). На эту проблему обратили внимание в работе [261], где авторам в своих численных расчетах пришлось предположить, что кроме частицы, освобождаемой с анода, важную роль в возникновении пробоя играют автоэмиссионные источники электронных пучков на катоде, разогревающие ее до температуры плавления или, в крайнем случае, испарения адсорбированных слоев. В работе [261] показана возможность инициирования пробоя ВП разрядом в узкой области между частицей, разогнанной в ВП, и выступом на электроде, характеризуемым коэффициентом усиления поля  $\beta$  со значением в пределах 10. Во многих работах рассматривались различные варианты механизмов взаимодействия оторвавшейся от электрода частицы и автоэмиссионных потоков электронов, влияющих на ее заряд и поведение в межэлектродном пространстве. Рассмотрены также случаи, когда сама частица, обладающая острыми выступами, является эмиттером электронов [262].

Экспериментально установлено, что частицы микронных [251, 252] и субмикронных [253] размеров проявляют активность еще до возникновения пробоя, локально разрушая поверхность электродов и увеличивая предпробойные токи.

Сравнительно высокие показатели степени  $n$  в выражении (6.1) теоретически могут проявиться в ходе измерений зависимости  $U_{br}(d)$  в импульсном режиме. Теория [263] полностью базируется на гипотезе Крэнберга, учитывая то, что некая модельная шарообразная частица

сначала отрывается в ходе нарастания напряжения на фронте импульса (при достижении некоторой критической напряженности электрического поля), а затем ускоряется в нарастающем электрическом поле. Рассмотрены два случая. При воздействии импульса с постоянной крутизной нарастания напряжения теоретическое ожидаемое значение  $n = 5/6 = 0,83$ . В ходе же увеличения амплитуды последовательных тестирующих трапецеидальных импульсов с одной и той же длительностью линейного фронта теоретически предсказано значение  $n = 5/2 = 2,5$ . Однако высокие степени  $n > 1,5$ , по-видимому, никогда не определялись в экспериментах. В [263] не был учтен эффект электрической поляризации частицы во внешнем изменяющемся поле. Как будет показано в разделе 6.2, учет этого эффекта может привести к сложному отрыву частицы после многократного возврата ее на электрод.

Оценке критического значения энергии частицы  $W_{cr}$ , необходимой для инициирования пробоя в ВП, посвящено значительное количество работ. Согласно работе [264], это значение составляет порядок от  $10^{-8}$  до  $10^{-6}$  Дж, в зависимости от материала электрода и размера частицы, что также согласуется с оценкой энергии, микровзрыва, порождающего эктон [5]. Минимальный предел значения  $W_{cr}$ , по-видимому, соответствует системе плоскость (катод) – острие (анод). В этом случае на аноде можно достичь столь высоких напряженностей поля ( $\sim 10^{10} - 10^{11}$  В/м), при которых наночастицы начнут отрываться электростатическими силами от вершинки острия, захватывая максимум заряда, и набирая в вакуумном промежутке максимум энергии. В работе [265] экспериментально установлено, что такие частицы имеющие размеры в диапазоне 10–100 нм, могут спровоцировать пробой уже при  $W_{cr} \sim 10^{-10}$  Дж. При этом удельная энергия достигает значений  $w_{cr} \approx 20$  эВ/атом, что существенно превосходит энергию атомной связи в вольфраме, из которого был изготовлен плоский катод.

Для плоских промежутков невозможно достичь столь высоких уровней заряда многоатомной частицы, находящейся на поверхности электрода, даже если созданы условия импульсного перенапряжения, поэтому указанная в [264] оценка является для нашего случая более реалистичной. Эксперименты, проведенные на частицах размером свыше десятков микрометров, в целом, подтверждают такую оценку [1]. Однако такие крупные частицы, которые легко могут быть обнаружены визуально, нельзя назвать неконтролируемыми. В рамках текущего исследования такую ситуацию, скорее всего, следует считать искусственно созданной.

Покажем, что короткоимпульсное тестирование ВП исключает возможность реализации всех механизмов пробоя, связанных с перелетом многоатомной частицы через промежуток. В качестве примера рассмотрим некоторые характеристики сферической частицы железа (плотность  $\rho = 7,87 \cdot 10^3$  кг/м<sup>3</sup>) в зависимости от ее радиуса  $R$  для случая плоского межэлектродного промежутка  $d = 2$  мм, к которому приложено напряжение  $U = 200$  кВ (рисунок 6.1). Как следует из рисунка, заряд частицы  $Q(R)$  может быть описан формулой (6.2) лишь для частиц с радиусом

$R > 3$  нм (количество атомов  $N > 10^4$ ). Для частиц с  $R < 3$  нм значение  $Q_0$  становится меньше единицы элементарного заряда, то есть при этом нарушаются принципы непрерывности заряда, которыми руководствуется классическая электростатика. Поэтому для частиц размером порядка единиц нанометров можно говорить лишь о вероятности наличия в частице хотя бы одного элементарного заряда. Будем предполагать, что частица малых размеров с некоторой вероятностью все же захватывает единичный элементарный заряд (в противном случае, отсутствует предмет обсуждения), то есть положим,

$$Q(R) = \begin{cases} Q_0(R), & R > 3 \text{ нм} \\ q_0, & R \leq 3 \text{ нм} \end{cases}$$

Делая такую поправку, получим излом как на самой характеристике  $Q(R)$ , так и на других характеристиках, зависящих от  $Q$  (рисунок 6.1).

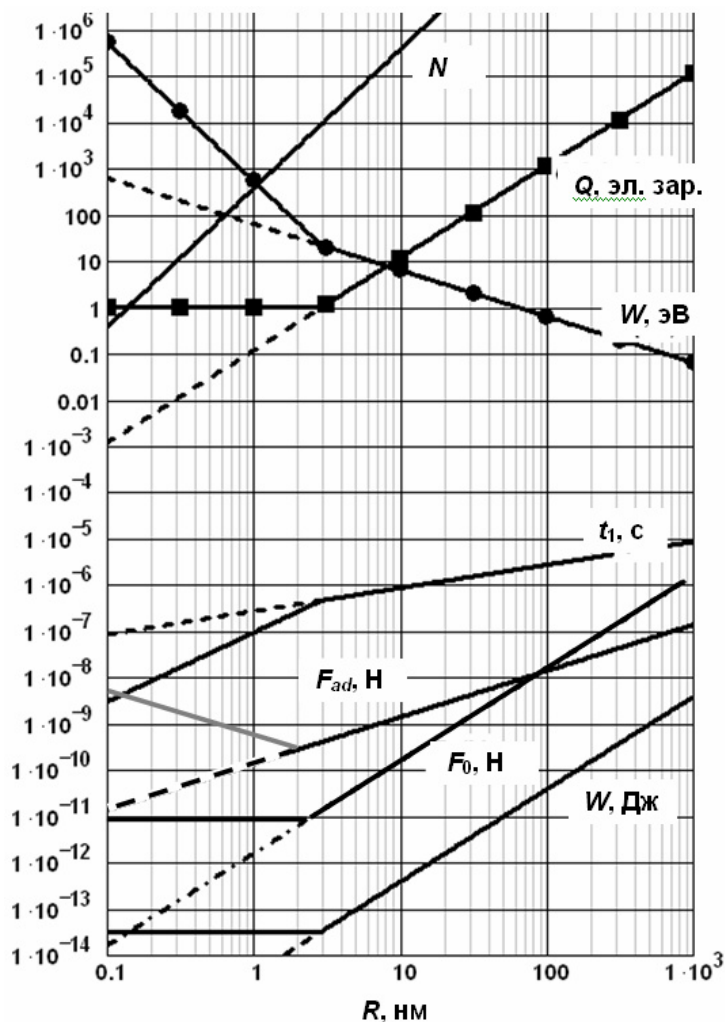


Рисунок 6.1. Зависимости различных параметров сферической частицы железа от ее радиуса:  $N$  — количество атомов;  $Q$  — унесенный с электрода заряд (в единицах элементарного заряда);  $t_f$  — время пролета 2-мм промежутка в поле напряженностью 1 МВ/см (в секундах);  $W$  — кинетическая энергия частицы, разогнанной полем промежутка (в Джоулях);  $w$  — кинетическая энергия, приходящаяся на один атом частицы (в электрон-вольтах);  $F_{ad}$  — сила адгезии по Гамакеру; и  $F_0$  — сила, действующая со стороны электрического поля (в Ньютонах).



На рисунке 6.1 представлены также следующие величины:

– время пролета частицей промежутка длиной  $d = 2$  мм, на который подано напряжение  $U = 200$  кВ:

$$t_f(R) = \left( \frac{8\pi\rho R^3 d^2}{3Q(R)U} \right)^{1/2};$$

– кинетическая энергия частицы, приобретаемая в промежутке:

$$W(R) = Q(R)U;$$

– удельная кинетическая энергия, приходящаяся на один атом частицы:

$$w(R) = \frac{Q(R)U}{N(R)};$$

– электростатическая сила, стремящаяся оторвать частицу от электрода, которая для  $R \gg 3$  нм, согласно [258], равна:

$$F_0 = 4\pi\epsilon_0 E^2 R^2 \left[ \zeta(3) + 1/6 \right] \approx 17,20\epsilon_0 E^2 R^2 \approx 0,832 \cdot Q_0 E; \quad (6.6)$$

– сила адгезии (равнодействующая сил Ван-дер-Ваальса), удерживающая частицу на идеальной плоскости которая, согласно [266], равна:

$$F_{AD} = \frac{A_H}{6x_0^2} R. \quad (6.7)$$

В последнем выражении  $x_0$  – эффективный зазор между частицей и плоскостью, соизмеримый с межатомным расстоянием;  $A_H$  – коэффициент Гамакера (см. раздел 6.3).

В первую очередь, определим, что малые частицы с  $R < 0,1$  мкм принципиально не могут принять участие в иницировании пробоя, поскольку для этих частиц электростатическая сила меньше сил адгезии. Соответственно, введенные выше поправки, учитывающие дискретность заряда, не имеют значения в дальнейших рассуждениях, поскольку касаются гораздо меньших частиц ( $R < 0,3$  нм). Таким образом, величину заряда частиц и силу, действующую на частицы со стороны электрического поля, можно рассматривать с позиций классической электростатики, используя выражения (6.2) и (6.6).

Перейдем теперь к оценкам, связанным с импульсным режимом пробоя. Оценим расстояние, которое сможет пройти сферическая частица субмикронных и микронных размеров в течение времени  $\tau$  под действием электрического поля напряженностью  $E$  от состояния покоя. Для этого, используя формулу (6.2), и полагая силу всюду равной  $Q_0 E$ , получим общее выражение для длины прохождения частицы в ускоряющем поле:

$$L = \frac{\pi^2 \epsilon_0 E^2 \tau^2}{4R\rho}. \quad (6.8)$$

Если подставить сюда значение  $E = 2 \cdot 10^8$  В/м, превышающее любое из зарегистрированных ранее значений ИЭП (глава 3), и время, за которое происходит короткоимпульсный пробой  $\tau = 30$  нс, для частицы железа радиуса  $R = 1$  мкм, получим  $L \approx 0,1$  мкм, а для частицы радиуса  $R = 0,1$  мкм, получим  $L \approx 1$  мкм. Таким образом, многоатомная микрочастица, способная стартовать с электрода ( $R > 0,1$  мкм) до момента возникновения импульсного пробоя пройдет лишь расстояние, соизмеримое или меньшее своего размера. При этом данные оценки завышены, поскольку напряженность поля в формуле (6.8) считается мгновенно установившейся. На самом деле значение  $\tau = 30$  нс включает длительность фронта импульса, и часть этого времени частица должна покоиться, пока не преодолеет силы адгезии. Из данных оценок следует, что все известные модели, в которых необходимым условием пробоя считается перелет частиц через ВП, для короткоимпульсного режима пробоя являются неактуальными. Иными словами, частицы способны инициировать короткоимпульсный пробой лишь на том электроде, которому они принадлежат.

Полагая в (6.8)  $L = d$  можно определить минимальную длительность импульса, в течение которой частица пересекает ВП. Для самых легких частиц,  $R = 0,1$  мкм, способных оторваться от электрода, эта длительность составляет несколько микросекунд. Этой оценкой можно объяснить смену основного механизма вакуумного пробоя при укорачивании зондирующих импульсов напряжения от  $10^{-5}$  с до  $10^{-8}$  с, установленного по факту регистрации двух максимумов на гистограммах задержек в ряде работ [41–46] (глава 1).

Некоторые общие закономерности, установленные для механизмов инициирования пробоя частицей, перелетающей миллиметровый ВП, становятся неприемлемыми для условий воздействия коротких импульсов напряжения  $< 10^{-7}$  с, более того, отчасти, противоположными. Так, в работах [133, 155] показано, при пробое в условиях короткоимпульсного перенапряжения имеет место эффект полного напряжения (ЭПН) с коэффициентом  $n \approx 0,5$  при условии (что, на первый взгляд, парадоксально), что электроды ВП прошли тщательную очистку. Напротив, при нанесении на поверхность субмикронных частиц ЭПН пропадает. Это выглядит как горизонтальное срезание "генеральной характеристики"  $E_{br} = \alpha d^{-1/2}$ , свойственной чистым электродам, на некотором уровне  $E_{lim}$ , который зависит от концентрации привнесенных частиц (рисунок 1.7). Из анализа, проведенного в [155], следует, что ЭПН может быть связан либо с перелетом через промежуток отдельных ионов или, в крайнем случае, небольших ионных кластеров. Этот вывод следует также из рисунка 6.1, где времени пролета  $t_f \sim 10^{-7}$  соответствует радиус частицы  $R \sim 10^{-10}$  м. Из приведенных выше рассуждений такие частицы не способны оторваться элект-

трическим полем, если не получают какой-либо дополнительный импульс. Гипотеза о возможном механизме отрыва ионов за счет накопленной в теле электрода упругой энергии в полях напряженностью  $\sim 1$  МВ/см изложена разделе 5.6.

Что же касается пробоя, провоцируемого многоатомными микронными или субмикронными частицами, то при воздействии коротких импульсов его механизмы могут быть связаны исключительно с процессами, протекающими при взаимодействии частицы с *тем же* электродом, на котором она находилась перед пробивным импульсом напряжения, что соответствует режиму пробоя без ЭПН, то есть, с показателем степени  $n = 1$  в выражении 6.1.

## **6.2. Многоатомные частицы как инициаторы вакуумного пробоя в изменяющемся электрическом поле**

Известно, что в режиме переменного или импульсного напряжения электрическая прочность межэлектродного промежутка (вакуумного или газонаполненного) сильно снижается в присутствии металлических частиц [6, 155, 254], даже если периодическое изменение направления поля или его кратковременное импульсное воздействие не дает частицам возможность отлететь от электрода на расстояния, соизмеримые с межэлектродным зазором. При наличии газа, разряд, возникающий в промежутке между достаточно крупной подпрыгивающей частицей и электродом, формируя первичные стримеры, может привести к пробое основного промежутка [254]. Однако, как показывает опыт, поджигающий разряд «из-под» подпрыгивающей частицы возможен также и в условиях вакуума. По-видимому, впервые на это обратили внимание П. В. Пошехонов и В. И. Соловьев в работе [31]. Изучение механизма вакуумного пробоя, спровоцированного отделением частицы от электрода в изменяющемся электрическом поле, встречает значительные трудности. Они связаны со сложным взаимным влиянием движения частицы, изменением распределения ее поверхностного заряда и силового поля между частицей и электродом. В работе [31] предпринята попытка описать этот механизм на основе упрощенных оценок. В работах [267, 268] автором диссертации развиты идеи авторов [31]. При этом расчет динамики металлической сферической частицы основывался на вычислении точного значения электростатической силы с учетом взаимодействия индуцированных зарядов частицы и электрода. Постановка задачи в общей форме позволила выявить значительные изменения в поведении частицы при варьировании частоты напряжения (в режиме переменного напряжения) или скорости изменения напряженности электрического поля  $dE/dt$  (при отрыве частицы в течение фронта импульсного напряжения). Обнаружилось, что при определенных значениях  $dE/dt$  частица может изменить свое направление и вернуться на электрод, даже если направление поля не изменяется. Такое возвратное движение *не связано с перезарядкой частицы* – меха-

низмом, рассмотренным, в работе [262], когда частица должна являться активным эмиттером электронов, то есть иметь специфическую вытянутую форму с острым выступом и стартовать с катода. Механизм возвратного движения в рассматриваемом случае связан исключительно с перераспределением индуцированного заряда на поверхности частицы. Парадоксальность такого движения в том, что оно противоположно направлению ускорения, которое имела бы эквивалентная точечная частица в тех же условиях с теми же зарядом, массой и положением в пространстве. Эффект реализуется лишь на расстояниях, меньших радиуса частицы, когда модель точечной частицы неприемлема. В работе [268], проведено более детальное исследование поведения сферической частицы с учетом изменения ее полного заряда в ходе обмена электронами с ближайшим электродом. Туннельная эмиссия, возникающая в первые моменты отрыва частицы, ослабляет эффект возвратного движения, но, как показали расчеты, не сводит его к нулю. В результате действия возвращающих сил частица может быть задержана вблизи электрода в течение фронта импульса, даже если напряженность поля в промежутке значительно больше того значения, которое достаточно для отрыва частицы в режиме постоянного напряжения.

### **6.3. Модель движения частицы при отрыве от электрода в изменяющемся электрическом поле**

Моделирование движения частицы вблизи плоского электрода проведено численным интегрированием классического уравнения динамики, сопровождаемого расчетом текущего значения силы, действующей на частицу, при следующих допущениях:

- 1) Частица является металлическим недеформируемым сферическим телом.
- 2) В любой момент времени распределение зарядов на поверхности частицы и электрода соответствуют равновесному состоянию.

Иными словами, модель не учитывает электромагнитные эффекты, которые для рассмотренных ниже параметров задачи являются пренебрежимо малыми.

- 3) Предполагается, что силой, препятствующей отрыву частицы от электрода, является сила Гамакера.

Сила, действующая со стороны электрического поля и стремящаяся оторвать частицу от электрода, пропорциональна квадрату радиуса частицы  $F \sim R^2$  (формула 6.6). Ей оказывает сопротивление равнодействующая Ван-дер-ваальсовых сил  $F_{VW} \sim R$ . Согласно теории Гамакера [266], в системе плоскость – сфера эту силу можно представить в виде.

$$F_{VW} = 2\pi R w_{VW}(x) \quad (6.9)$$

где  $x = z - R$  расстояние между частицей и поверхностью электрода;  $z$  – расстояние между центром частицы и поверхностью электрода;

$w_{VW} = w_H = A_H / (12\pi x^2)$  – энергия взаимодействия двух пластин на расстоянии  $x$ , приходящаяся на единицу их площади (плотность энергии сил Ван-дер-Ваальса);

$A_H = \pi^2 q^2 \lambda$  – коэффициент Гамакера, определяемый концентрацией атомов  $q$  и постоянной Лондона – Ван-дер-Ваальса  $\lambda$ . В соответствии с [266],  $A_H$ , в среднем, составляет  $0,7 \cdot 10^{-19}$  Дж.

Выражение для плотности энергии сил Ван-дер-Ваальса не может сохранять пропорцию  $\sim x^{-2}$  для больших систем. Теоретически, для достаточно больших расстояний и больших размеров частиц ( $x, R > 1$  мкм) в приближении континуума и с учетом электромагнитного запаздывания это выражение уступает место выражению  $w_{VW}(x) \approx w_K(x) = \hbar c \pi^2 / (720 x^3)$ , где  $w_K(x)$  – плотность энергии силы Казимира [269].

Исходя из оценок критических значений  $R$  и  $x$ , приведенных в разделе 6.4, будем брать в расчет выражение (6.9) по Гамакеру. При  $x = x_0$  формула (6.9) определяет, в частности силу адгезии (6.7). Сила, которая необходима для отделения частицы от электрода, равна, в общем случае

$$F_L = F_{AD} \pm F_G, \quad (6.10)$$

где знак плюс соответствует частице, лежащей на нижнем электроде, знак минус – на верхнем. В этом выражении

$$F_G = 4/3 \pi R^3 \rho g \quad (6.11)$$

сила гравитации;  $g$  – ускорение свободного падения;  $\rho$  – плотность материала частицы.

Для частицы железа радиусом  $R \sim 1$  мкм, контактирующей с электродом, напряженности внешнего поля  $E \sim 10^7$  В/м (типичной по меркам рассматриваемых ниже случаев) имеем:  $F_G \sim 10^{-13}$  Н,  $F_{AD} \sim 10^{-8}$  Н. Таким образом, для микроскопических частиц силой гравитации можно пренебречь (в отличие от случая частиц миллиметровых размеров).

4) Между частицей и близко расположенным электродом имеет место обмен зарядом посредством тока автоэлектронной эмиссии.

Плотность тока автоэлектронной эмиссии учитывалась следующим образом. В каждом вычислительном цикле, с учетом текущей позиции частицы и ее заряда вычислялись три максимальных значения напряженности электрического поля  $E_A$ ,  $E_B$  и  $E_C$ , соответствующие трем точкам на осевой линии:  $A$ ,  $B$  и  $C$  (рисунок 6.2). В общей форме они могут быть представлены в

виде [270]

$$E_i = \Phi_i(\chi) \frac{Q}{4\pi\epsilon_0 R^2} + \Psi_i(\chi) E \quad (6.12)$$

где  $i = A, B, C$ ;  $\chi = x/R$  – относительная координата частицы,  $Q$  – заряд частицы,  $E$  – средняя напряженность поля. Функции  $\Phi$  и  $\Psi$  довольно сложны. Они получаются дифференцированием выражения (6.19) (см. далее).

Если полярность электрода положительна, окрестность точки  $A$  частицы является эмиттером. Если полярность электрода отрицательна, эмиттерами являются окрестность точки  $B$  электрода и точки  $C$  частицы. Вблизи каждой экстремальной эмитирующей точки плотность тока рассчитывалась по формуле Фаулера-Нордгейма

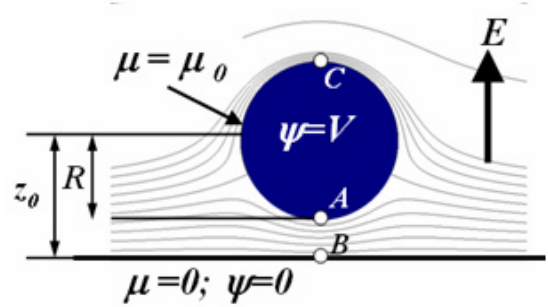


Рисунок 6.2. Система плоский электрод – сферическая частица. Точки  $A$ ,  $B$ , и  $C$  являются точками максимумов электрического поля. Указаны линейные и бисферические координаты.

$$j_i \approx \frac{q_0^3}{16\pi^2\hbar} \frac{E_i^2}{\varphi} \exp \left\{ -\frac{4\sqrt{2m}}{3q_0\hbar} \frac{\varphi^{3/2}}{E_i} \Theta \left[ \left( \frac{q_0^3}{4\pi\epsilon_0} \right)^{1/2} \frac{E_i^{1/2}}{\varphi} \right] \right\} \quad (6.13)$$

где  $i = A, B, C$ ;  $\varphi$  – работа выхода электрона из материала;  $q_0$  – элементарный заряд;  $\Theta$  – функция Нордгейма, которая аппроксимировалась выражением  $\Theta(y) \approx 1 - y^{1.7}$ .

Полный эмиссионный ток вокруг каждой экстремальной точки  $I_i$  рассчитывался упрощенно: принималось, что ток равномерно распределен на круге площади  $S = \pi r^2$  вокруг экстремальной точки, такой, что  $r = (0,01-0,1)R$ . Сечение  $S$  определяет время разрядки емкости системы «частица-плоскость» и, как было проверено численными расчетами, его выбор в указанных пределах не сильно влияет на динамически равновесные значения напряженности поля, полного тока и, следовательно, на движение частицы.

Следует отметить, что сама формула (6.13), описывающая плотность тока полевой эмиссии в неограниченное полупространство, не вполне подходит к случаю предельно близкого расположения эмиттера (плоскости) и коллектора (частицы). Можно показать, что формула (6.13) становится корректной лишь при условии, когда разность потенциалов между электродом и частицей становится больше величины

$$|V| > W_F/q_0 \sim 5 \text{ В}, \quad (6.14)$$

где  $W_F$  – уровень Ферми металла.

В противном случае, большинство электронов из электрода будут туннелировать не в вакуум (с дальнейшим баллистическим переносом в частицу), а непосредственно в частицу. Однако эта неточность практически не влияет на динамику частицы по причинам, изложенным выше (емкость системы "частица-плоскость" в любом случае успевает зарядиться туннельными токами). Ограничение (6.14), однако, становится принципиальным при исследовании вопроса о вероятности выхода туннелировавших электронов из-под частицы в вакуумный промежуток (см. раздел 6.7).

5) Движение частицы описывается выражением:

$$\frac{d^2 z}{dt^2} = G(z, E, Q, R) = \begin{cases} \frac{F_{QE}(z, E, Q, R) - F_{VW}(z, R) \pm F_G}{M}, & z > z_0 \\ \frac{F_0(E, R) - F_L(R)}{M}, & \{z = z_0, F_0 \geq F_L\} \\ 0, & \{z = z_0, F_0 < F_L\} \end{cases} \quad (6.15)$$

где  $t$  – время,  $z$  – текущее положение центра частицы относительно поверхности электрода при его начальном положении  $z_0 = R + x_0$  (рисунок 6.2),  $Q$  – заряд частицы,  $M$  – масса частицы,  $E = E(t)$  – средняя напряженность внешнего поля, изменяющаяся по известному закону,  $F_{QE}$  – сила, действующая на частицу со стороны электрического поля.

Стартовые условия при  $z = z_0$  в выражении (6.15) описывают жесткую опору на электродной плоскости, ниже которой движение частицы невозможно. Кроме того, эти условия описывают электрический контакт частицы и электрода, который соответствует определенным значениям заряда  $Q = Q_0$ , и силы  $F = F_0$ , вычисляемым по формулам (6.2) и (6.6), соответственно. Ниже (см. раздел 6.4) будет показана предельная согласованность функций  $F$  и  $F_0$  в виде

$$\lim_{z \rightarrow R} F(z, E, Q_0, R) = F_0(E, R) \quad (6.16)$$

Определим напряженность стационарного электрического поля  $E_L$ , при которой происходит отрыв частицы от электрода. Полагая  $F_0 = F_L$  и воспользовавшись выражениями (6.6), (6.9)–(6.11) получим в общем виде

$$E_L \approx 0,1 \left( \frac{A_H}{\varepsilon_0 x_0^2 R} \right)^{1/2} \pm 0,49 \left( \frac{R \rho g}{\varepsilon_0} \right)^{1/2} \quad (6.17)$$

Второй член соответствует выражению, приведенному в [254], однако для микроскопических частиц, как это показано выше, этот член пренебрежимо мал.

Расчет на основе формулы (6.15) проводился численно в соответствии с центрированной конечно-разностной схемой

$$\begin{aligned} z_1 &= G_0 (\Delta t)^2 / 2 + z_0 \\ z_{k+1} &= G_k (\Delta t)^2 + 2z_k - z_{k-1}, \quad (k > 0) \\ Q_{k+1} &= Q_k + I_k \Delta t \end{aligned} \quad (6.18)$$

где  $k$  – номер итерации,  $I$  – результирующий ток автоэлектронной эмиссии, вычисляемый на основе формул (6.13),  $\Delta t$  – шаг интегрирования по времени.

Для решения уравнения (6.15) предварительно требуется нахождение выражения для силы  $F_{QE}$  в котором координата  $z$  и параметры  $Q$ ,  $R$  и  $E$  рассматриваются как независимые друг от друга величины. Этой задаче посвящен следующий раздел.

#### 6.4. Электростатическая сила в системе «частица-плоскость»

Электростатическое взаимодействие проводников самых простых конфигураций соответствует классическим задачам [271–273]. Взаимодействие сферических частиц с различными отношениями радиусов, зарядов и потенциалов представляет интерес для специалистов, исследующих свойства пылевой плазмы [274], а также коагуляцию и распад частиц в заряженных дисперсных системах [275]. Электростатическая сила, действующая на сферическую частицу около плоского электрода, представляет интерес для проблем, связанных с технологией электростатической сепарации макрочастиц [276]. В отсутствии внешнего поля вторая задача эквивалентна частному случаю первой задачи нахождения силы между сферами равных радиусов с зарядами, равными по модулю, но противоположными по знаку (метод зеркального изображения). Однако присутствие внешнего электрического поля (и соответственно, дополнительного параметра – его напряженности) существенно усложняет анализ.

Будем рассматривать систему, состоящую из заземленного электрода, совпадающего с плоскостью  $z = 0$ , и сферической металлической частицы с зарядом  $Q$ , помещенной во внешнее электрическое поле напряженностью  $E$ , создаваемое бесконечно удаленным потенциальным электродом. Таким образом, задача определена на полупространстве  $z \geq 0$ .

Решение уравнения Лапласа для задачи может быть получено объединением решений более простых задач: 1) задачи о двух сферах с потенциалами, равными по модулю, но противоположных по знаку, и 2) задачи о тех же самых сферах, но заземленных и помещенных во внешнее поле  $E$ . Окончательное решение в бисферической системе координат  $\mu$ ,  $\eta$ ,  $\varphi$  (в обозначениях [271]) может быть представлено в форме:



$$\psi = -Ea \frac{\text{sh}(\mu)}{\text{ch}(\mu) - \cos(\eta)} + 2^{3/2} \sqrt{\text{ch}(\mu) - \cos(\eta)} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{[Ea(2n+1) + V]}{e^{(2n+1)\mu_0} - 1} \left[ \text{sh}\left(n + \frac{1}{2}\right)\mu \right] P_n(\cos \eta) \quad (6.19)$$

где  $V$  – потенциал частицы.

Параметр координатной системы  $a$  и координата поверхности сферы  $\mu = \mu_0$  связаны с радиусом частицы  $R$  и расстоянием между ее центром и плоскостью выражениями (рисунок 6.2):

$$R = a / \text{sh} \mu_0; \quad z_0 / R = 1 + \chi = \text{ch} \mu_0 \quad (6.20)$$

Сила, действующая на металлическое тело, может быть определена интегрированием квадрата напряженности поля по элементам поверхности тела  $\mathbf{ds}$ :

$$\mathbf{F} = \frac{\varepsilon_0}{2} \int_S \left( \frac{\partial \psi}{\partial n} \right)^2 \mathbf{ds} \quad (6.21)$$

где  $n$  – нормаль к поверхности тела.

После выкладок, основные позиции которых даны в Приложении 2, получим выражение для электростатической силы, действующей на частицу вблизи плоского электрода:

$$F_{Q,E,R}(z) = QE + \frac{1}{P_1^2} \left[ -\left( \frac{D_1}{16\pi\varepsilon_0} \right) \frac{Q^2}{R^2} + (P_2 D_1 - P_1 D_2) QE - 4\pi\varepsilon_0 (P_2^2 D_1 - 2P_1 P_2 D_2 + P_1^2 D_3) E^2 R^2 \right] \quad (6.22)$$

где

$$P_1 = \text{sh} \mu_0 \sum_{n=0}^{\infty} G_n; \quad (6.23-1)$$

$$P_2 = \text{sh}^2 \mu_0 \sum_{n=0}^{\infty} (2n+1) G_n; \quad (6.23-2)$$

$$D_1 = \sum_{n=0}^{\infty} G_n \left[ (2n+1) G_n - 2(n+1) G_{n+1} \right]; \quad (6.23-3)$$

$$D_2 = \text{sh} \mu_0 \sum_{n=0}^{\infty} G_n \left[ (2n+1)^2 G_n - 2(2n+2)(n+1) G_{n+1} \right]; \quad (6.23-4)$$

$$D_3 = \text{sh}^2 \mu_0 \sum_{n=0}^{\infty} G_n \left[ (2n+1)^3 G_n - 2(2n+1)(2n+3)(n+1) G_{n+1} \right]; \quad (6.23-5)$$

где, в свою очередь,

$$G_n(\mu_0) = \left( e^{(2n+1)\mu_0} - 1 \right)^{-1}. \quad (6.24)$$

В формуле (6.22) все выражения, заключенные в круглых скобках, положительны. Таким образом, первый и третий члены, заключенные в квадратных скобках, всегда отрицательны и описывают силы притяжения частицы к электроду. Поскольку нашей задаче соответствует случай одноименных зарядов, второй член положителен и описывает силу отталкивания. Для определенности мы рассматриваем положительно заряженную частицу ( $Q > 0$ ) около положительно заряженного электрода ( $E > 0$ ).

Отдельный член  $QE$  в (6.22) равен силе, которая действовала бы на частицу как на точечный заряд. Остальные компоненты силы могут быть интерпретированы как влияние электрода. Если интервал между частицей и электродом является довольно большим,  $\chi \equiv (z-R)/R \gg 1$ , эти компоненты можно рассматривать как малые поправки к члену  $QE$ . Наиболее дальнедействующая из них представлена первым членом в квадратных скобках (разделенным на  $P_1^2$ ). Эта составляющая может интерпретироваться как сила изображения.

Напротив, с уменьшением зазора  $\chi \rightarrow 0$ , значение  $QE$  становится незначительным по сравнению с остальными членами. Несмотря на одноименность зарядов сферической частицы и плоскости, при малых зазорах имеется область отрицательных (притягивающих) сил, за исключением особого случая, при котором частица всюду испытывает силу отталкивания от электрода. Этот случай соответствует значениям  $Q = Q_0$  и  $F = F_0$ , данным в формулах (6.2) и (6.6). При малейшем нарушении соответствия между значением заряда частицы и напряженностью электрического поля, таком, что выражение (6.2) не выполняется, возникает область отрицательных сил. Чем сильнее это «рассогласование», тем шире область отрицательных сил.

При анализе взаимодействия частиц в собственном поле (без внешнего электрического поля), авторы [274, 275, 277] указывали на то, что даже для одноименно заряженных частиц существует некоторое критическое расстояние между ними, на котором они испытывают притяжение друг к другу. Только при особом условии, когда заряды сфер пропорциональны квадратам их радиусов, силовое поле всюду отталкивающее [277]. Это условие автоматически достигается после соприкосновения сфер с произвольным суммарным зарядом и их разведения на конечное расстояние [278]. В рассматриваемом случае можно осуществить такую же «балансировку», приведя частицу в соприкосновение с плоскостью. При этом необходимо также, чтобы в ходе отделения частицы на конечное расстояние внешнее поле  $E$  оставалось постоянным.

В качестве примера, на рисунке 6.3 показаны зависимости силы  $F$  от величины относительного зазора  $\chi$  между плоскостью и краем частицы в относительных единицах для  $R = \varepsilon_0 = 1$ . Если также положить  $E = 1$ , то значение  $Q = 20,67$  соответствует случаю «электростатической балансировки» (6.2) (кривая 1). При отделении частицы от электрода имеет место небольшое

возрастание силы от 17,20 до  $20,67 = QE$  на расстояниях  $\chi \sim 0,1 - 10$ .

Теперь предположим, что после пространственного разделения частицы и плоскости среднее электрическое поле возросло до  $E = 1,2$ . Соответственно и сила, действующая на удаленную частицу, возрастет также в 1,2 раза (теперь состояние частицы характеризуется кривой 2). По мере обратного перемещения частицы к электроду эта пропорция вначале слабо, потом резко нарушается с инверсией знака силы на определенном расстоянии. Аналогичное поле сил в системе «частица-плоскость» показано для случая  $E = 0,8$  (кривая 3).

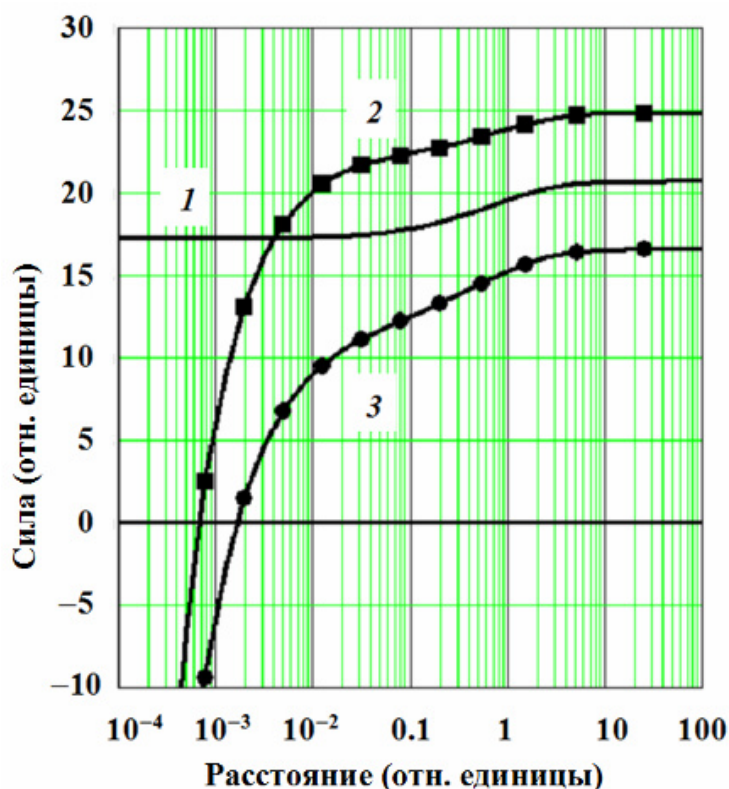


Рисунок 6.3. Силовое поле системы «частица – плоскость» при напряженности поля, согласованной с зарядом частицы выражением (6.2) (кривая 1), а так же для напряженности поля на 20% большей (кривая 2), и меньшей (кривая 3).

Будем исходить из условия отрыва частицы полем от состояния электрического контакта, описываемого выражениями (6.2) и (6.6). В момент отделения частица всегда отталкивается от электрода. Если поле стационарно, частица безвозвратно улетит в бесконечность. Если отрыв частицы происходит в возрастающем поле (например, во время фронта импульса, поданного на удаленный электрод) то поведение частицы во многом зависит от скорости нарастания напряженности поля. При достаточно большой скорости нарастания напряженности поля частица, не приобретя достаточного импульса, может быть захвачена и возвращена на электрод силами притяжения, вызванными поляризационным зарядом. При упрощающих условиях есть возможность получения выражения, определяющего критерий такого возврата (см. далее раздел 6.5).

## 6.5. Оценочный критерий возврата частицы на электрод при условии сохранения заряда

Перед проведением "точных" расчетов поведения частицы, отделенной от электрода электрической силой, которые учитывают обмен зарядом между частицей и электродом, протяженность адгезионных сил и произвольный закон изменения напряженности электрического поля (см. далее, раздел 6.6), сформулируем приблизительный критерий обратного захвата частицы поверхностью электрода в виде алгебраических соотношений. Оценка условий бифуркации в поведении частицы может быть полезной для анализа условий инициирования электрического пробоя при участии частиц в условиях действия переменного или импульсного электрического поля с различными частотами и фронтами. Оценочный критерий возникновения возвратного движения можно получить при следующих упрощающих условиях [267]:

1) Предполагается, что после преодоления силы адгезии (6.10) на частицу действует лишь сила со стороны электрического поля (абсолютное короткодействие силы адгезии).

2) Предполагается отсутствие обмена зарядом между частицей и электродом после их разделения. Заряд частицы считается постоянным и равным заряду, захваченному частицей в момент нарушения контакта с электродом  $Q = 20.67 \varepsilon_0 E_L R^2 = const$ .

3) Предполагается, что электрическое поле возрастает с постоянной скоростью  $\alpha = dE / dt$ .

Таким образом, размерный критерий формулируется относительно лишь четырех параметров:  $R$ ,  $M$ ,  $E_L$  и  $\alpha$ .

Введем систему безразмерных переменных, в которых радиус и масса частицы, а также скорость возрастания электрического поля равны единице.

Эти переменные имеют следующие выражения:

$$\text{«координата» } \chi = [1/R] x;$$

$$\text{«время» } \theta = \left[ M / (\varepsilon_0 \alpha^2 R) \right]^{-1/4} t;$$

$$\text{«сила» } f = \left[ \varepsilon_0 \alpha^2 M R^3 \right]^{-1/2} F;$$

$$\text{«напряженность поля» } e = \left[ (\alpha^2 M) / (\varepsilon_0 R) \right]^{-1/4} E;$$

$$\text{«заряд» } q = \left[ \varepsilon_0^3 \alpha^2 M R^7 \right]^{-1/4} Q.$$

В этой системе единиц уравнение (6.15) преобразуется к виду

$$\frac{d^2\chi}{d\theta^2} = f[\chi, e(\theta)] \quad (6.25)$$

где "сила", подобно (6.22) выражается как

$$f = qe + \frac{1}{P_1^2} \left[ \left( -\frac{D_1}{16\pi} \right) q^2 + (P_2 D_1 - P_1 D_2) qe(\theta) - 4\pi (P_2^2 D_1 - 2P_1 P_2 D_2 + P_1^2 D_3) e(\theta)^2 \right] \quad (6.26)$$

Будем отсчитывать время от момента отделения частицы. Тогда следует поставить условия:

$$q = 20.67e_L; \quad f|_{\theta=0} = 17.22e_L^2; \quad e(\theta) = e_L + \theta; \quad \chi|_{\theta=0} = \delta; \quad \frac{d\chi}{d\theta}|_{\theta=0} = 0,$$

где  $e_L$  – "напряженность" электрического поля, при которой произошло отделение частицы. Этот параметр оказывается единственным свободным параметром модели, сформулированной в безразмерных единицах, что существенно упрощает нахождение критерия возвращения частицы. Следует отметить, что для данной модели, основанной на использовании бисферической системы координат, случай полного контакта сферической частицы с поверхностью электрода является предельным. Поэтому, для осуществления численного расчета, начальная координата частицы  $\delta$  должна быть достаточно малой, но отличной от нуля. При этом, как проверено самими расчетами, задача является корректной (решение устойчиво при варьировании  $\delta$  на уровне малых значений). Основные расчеты проводились при  $\delta = 10^{-8}$ .

Функции  $\chi(\theta)$  рассчитанные при различном параметре  $e_L$ , показаны на рисунке 6.4. Расчеты демонстрируют, что "траектории" не имеют точки возврата при достаточно больших значениях  $e_L > e_{cr} = 0,28059\dots$ . Напротив, при малых значениях  $e_L < e_{cr}$  движение частицы становится ограниченным. Значение  $e_{cr}$  соответствует динамической кривой с наиболее удаленной точкой возврата  $\chi \sim 0,1$ . Иными словами, если частица отлетела от электрода на расстояние более чем 1/10 своего радиуса, то она уже не может быть возвращена линейно нарастающим полем.

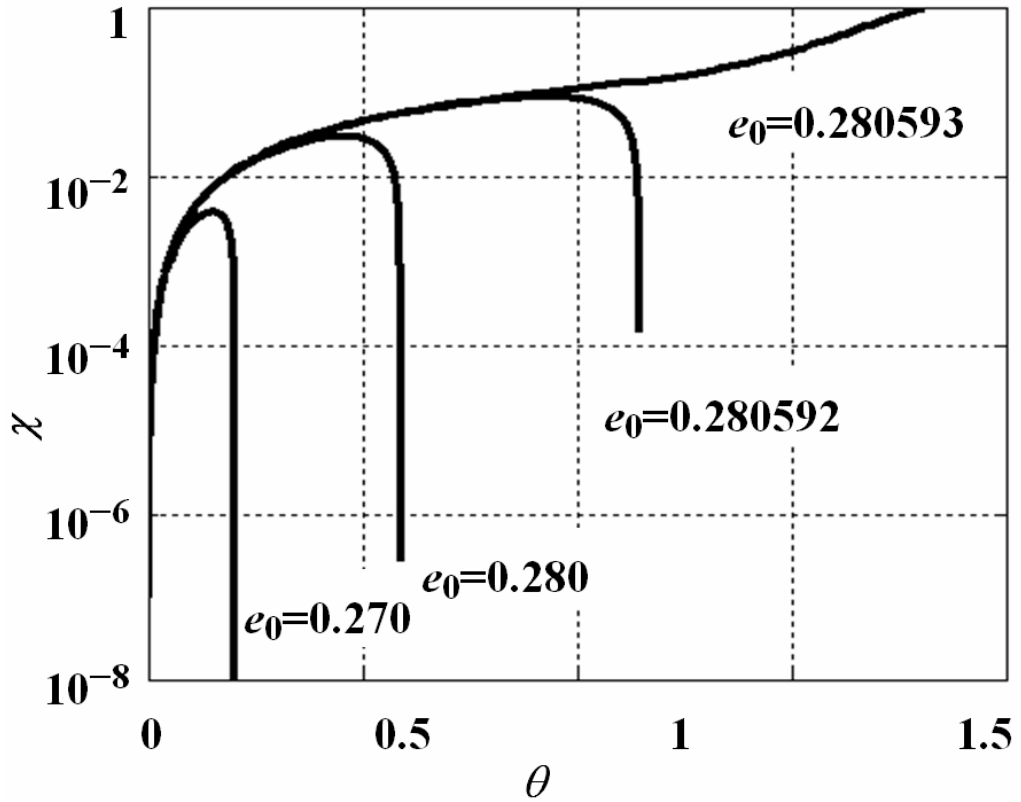


Рисунок 6.4. Расстояние частица-плоскость в зависимости от времени при различном значении стартовой "напряженности" электрического поля  $e_L$ . Безразмерные единицы.

Переходя вновь к размерным единицам (в СИ), получим размерный критерий возврата. Выраженный через скорость возрастания напряженности электрического поля, этот критерий представляется в виде

$$\alpha > \alpha_{cr} = \frac{\epsilon_0^{1/2}}{e_{cr}^2} \frac{R^{1/2} E_L^2}{M^{1/2}} \approx 6,23 \frac{\epsilon_0^{1/2} E_L^2}{\rho^{1/2} R} \quad (6.27)$$

Последнее выражение в формуле (6.27) справедливо при условии, что частица не является полый, и состоит из однородного материала с плотностью  $\rho$ .

Критерий (6.27) можно детализировать, подставив сюда выражение (6.17) для величины  $E_L$ . Для случаев малых (микронных) и больших (миллиметровых) частиц в этом выражении можно пренебречь, соответственно, либо вторым, либо первым членом. Тогда для малой частицы микронных размеров (полагая параметр  $x_0$ , равный радиусу атома  $r_a$ )

$$\alpha_{cr} \approx 0.06 \frac{A_H}{\epsilon_0^{1/2} \rho^{1/2} r_a^2 R^2} \quad (6.28)$$

Для частицы миллиметровых размеров, лежащих на нижнем электроде:

$$\alpha_{cr} \approx 1.5 \frac{\rho^{1/2} g}{\varepsilon_0^{1/2}} \quad (6.29)$$

Численные расчеты, проведенные с учетом обмена зарядом между частицей и электродом посредством туннельного электронного тока, и с учетом протяженности сил Ван-дер-Ваальса (см. раздел 6.6), показали, что выражения (6.27) – (6.29) дают заниженные значения критической крутизны фронта импульса  $\alpha_{cr}$ . Расхождение в отдельных случаях может достигать 40%. Таким образом, выражения (6.27) – (6.29) могут быть использованы лишь для оценки порядка величины  $\alpha_{cr}$ .

Очевидно, что отрыв и последующий возврат частицы на электрод создает условия для повторного старта частицы. Как следует из выражения (6.27), каждый последующий цикл в этом процессе увеличивает шансы частицы на ее полное освобождение вследствие роста напряженности старта  $E_L$  после дозарядки частицы на электроде. Сохранение части кинетической энергии, приобретенной частицей на предшествующем цикле, дополнительно увеличивает эти шансы.

Представленный выше критерий основан на предположении о неограниченном линейном росте напряженности поля. С учетом ограничения возрастания напряженности поля амплитудным значением импульса  $E_A$ , в зависимости от параметров  $R$ ,  $\rho$ ,  $\alpha$ , возможны следующие варианты поведения частицы.

- 1) Частица не отделится (если  $E_A < E_L$ ).
- 2) Возникнет единичное отделение частицы от электрода и затем частица улетит на противоположный электрод безвозвратно (если  $\alpha > \alpha_{cr}$ ).
- 3) Частица будет освобождена в течение времени фронта импульса после некоторого количества возвратных прыжков с увеличивающейся амплитудой. Причиной освобождения является возможность пролета области притягивающих сил, связанной с новым значением стартовой силы  $F_L$ .
- 4) Частица будет подпрыгивать на электроде вплоть до окончания фронта импульса. Причиной для последующего освобождения частицы является то, что электрическое поле станет стационарным.

В качестве примера (рисунок 6.5) рассмотрим поведение сферических железных ( $\rho = 7.87 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$ ) частиц в зависимости от радиуса  $R$  и амплитуды средней напряженности электрического поля  $E_A$  при постоянном времени фронта импульса ( $\tau = 20 \text{ нс}$ ). При проведении расчетов будем предполагать, идеализированную форму импульса напряженности поля:

$$E = \begin{cases} \alpha t, & t < \tau \\ E_A, & t > \tau \end{cases} \quad (6.30)$$

Считая силу адгезии короткодействующей, равной значению (6.7), можно построить диаграмму, дающую представление о том, по какому из 4 сценариев будет протекать эволюция частицы, в зависимости от ее радиуса и амплитуды напряженности электрического поля. Номера областей на  $E_A$ - $R$ -диаграмме соответствуют вариантам поведения частиц, перечисленным выше.

Следует заметить, что прыжки с амплитудой, соизмеримой с размером частицы, возможны лишь для 3-го случая. На рисунке 6.6 показан отдельный пример динамической кривой, включающей в себя фазу возвратного движения. В этом примере рассматривался железный шарик радиуса  $R = 0.3$  мкм при воздействии внешнего поля с крутизной нарастания  $\alpha = 1 \cdot 10^{16}$  В/(м·с). Предполагается, что частица была оторвана от электрода электрическим полем напряженностью  $E_{AD} = 2,7 \cdot 10^7$  В/м. Расчет проведен в предположении о том, что частица во время очередного удара об электрод, полностью передает энергию электроду, выравнивает с ним потенциал и начинает очередной цикл движения с нулевой скоростью. В данном примере окончательный отрыв произошел на 6-м прыжке с задержкой 35 нс после преодоления сил адгезии.

4-й случай очень резкого фронта соответствует прыжкам столь малой амплитуды, что можно считать, частицу практически стационарно удерживаемой электродом до окончания фронта импульса. Этот случай будет представлен в разделе 6.6.

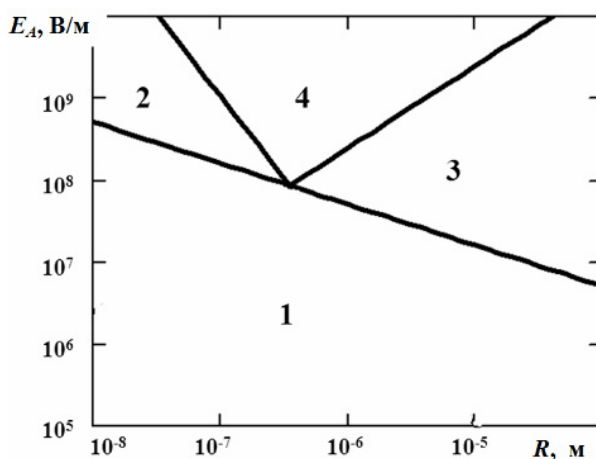


Рисунок 6.5.  $E_A$ - $R$ -диаграмма возможных сценариев движения сферической частицы железа, в соответствии с перечнем параметров, данным в тексте.

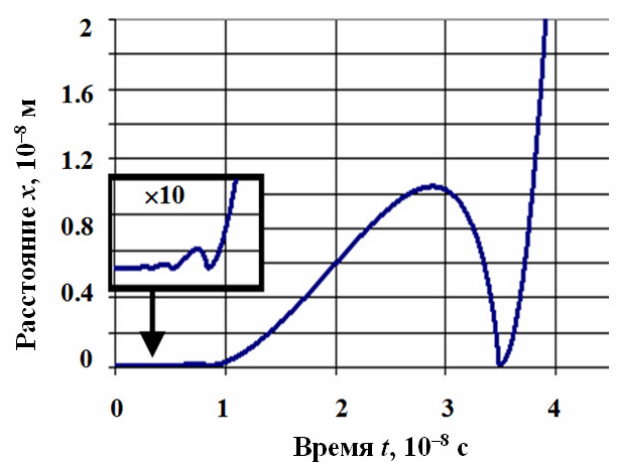


Рисунок 6.6. Пример поведения частицы при ее многократном возврате в условиях линейного нарастания напряженности поля.



Для случая возбуждения движения частицы импульсами конечной амплитуды с нелинейным фронтом требуются численные расчеты. Однако на основе критерия (6.28) и (6.29) можно сделать некоторые грубые оценки критических условий, при которых частица должна радикально изменить свое поведение.

В частности, для случая периодического поля  $E = E_0 + E_m \sin(\omega t)$  можно дать оценку критической частоте  $\omega \sim \omega_0$ , при которой в случае выполнения условия  $E_m + E_0 > E_L$  могут появиться особенности в поведении частицы. Для мелких частиц, удерживаемых вблизи электрода силами Ван-дер-Ваальса, из (6.28) следует

$$\omega_0 \sim 0.06 \frac{A_H}{\varepsilon_0^{1/2} \rho^{1/2} r_a^2 R^2 E_m} \quad (6.31)$$

Для крупных частиц, удерживаемых преимущественно гравитационной силой на нижнем электроде, из (6.29) следует

$$\omega_0 \sim 1.5 \frac{\rho^{1/2} g}{\varepsilon_0^{1/2} E_m} \quad (6.32)$$

В разделе 6.6 даны примеры численных расчетов движения частиц различных размеров, в различных электрических полях  $E(t)$  с учетом протяженности сил адгезии и гравитационных сил, а также с учетом изменения заряда частицы после ее отрыва от электрода.

## 6.6. Движение частиц в конкретных экспериментальных условиях

### Микронные частицы.

Рассмотрим пример, который соответствует возможному сценарию поведения мелких частиц под действием импульсов напряженности электрического поля, создаваемых в промежутке ВП в экспериментальных условиях данной работы (главы 2–5). Зависимость  $E(t)$  аппроксимируем в соответствии с формой фронта импульса, использованного при импульсном тестировании ВП (см. рисунок 2.11):

$$E = \begin{cases} E_m \left[ 1 - \exp(-t^2 / \tau^2) \right], & t \leq \tau \\ E_m, & t > \tau \end{cases} \quad (6.33)$$

где  $E_m = (0,7 - 1,4) \cdot 10^8$  В/м,  $\tau = 20$  нс.

Поскольку среднее значение  $\langle dE/dt \rangle \approx (E_m / \tau)$  намного больше значения  $\alpha_{cr}$  полученного из

(6.28), можно ожидать режим сильного захвата частицы возвращающимися электрическими силами, то есть, поведение частицы в соответствии со сценарием 4 (раздел 6.5).

Результаты расчета для  $R = 1$  мкм и  $E_m = 1,0 \cdot 10^8$  В/м показаны на рисунке 6.7. Для выделения особенностей характеристик при малых временах и для их совмещения на одном графике, все кривые построены двойным логарифмическим масштабе. Разрывы на кривых соответствуют нулевым значениям зазора (моментам контакта частицы с электродом). Все величины даны в абсолютных значениях. Полутоновые участки зависимости  $F(t)$  соответствуют области инверсии силы.

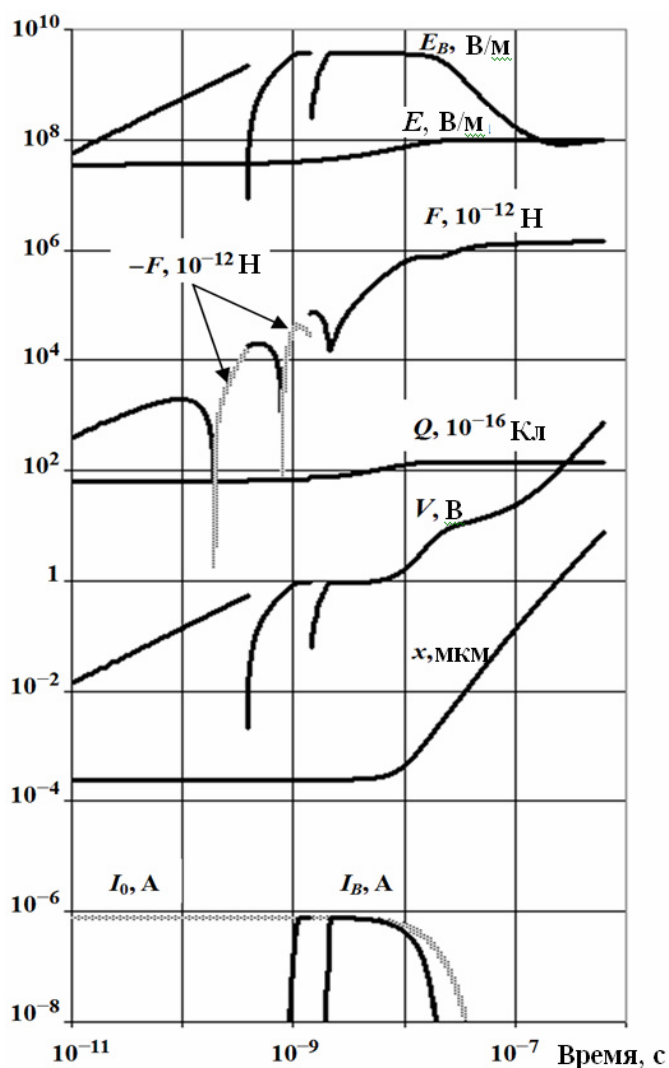


Рисунок 6.7. Рассчитанные временные характеристики начального этапа движения частицы железа радиусом 1 мкм, соответствующие параметрам импульсного тестирования ВП, используемого в настоящей работе.

Как видно из рисунка, после преодоления сил адгезии, частица дважды возвращается на электрод, восстанавливая электрический контакт. Возвратные силы велики настолько, что не дают частице возможности разогнаться отойти от электрода на расстояние, при котором она бы оказалась во власти лишь сил, вытягивающих ее в межэлектродное пространство. Лишь после второго восста-

новления контакта с электродом частица обретаёт заряд, достаточный для разгона в условиях изменяющегося поля. Видно, что после третьего отрыва сила со стороны электрического поля уменьшается, но инверсия не возникает, в результате чего, частица начинает необратимое ускорение. На рисунке 6.7, помимо кривой эмиссионного тока  $I_B(t)$ , протекающего в окрестности точки “В” электрода (рисунок 6.2), показана полутонная кривая тока проводимости  $I_0(t)=dQ_0/dt$ , который бы протекал через контакт частицы с электродом, если бы этот контакт не нарушался (частица была бы приварена). Выражение для этой величины получается дифференцированием по времени выражения (6.2):

$$I_0 = 20,67 \varepsilon_0 R^2 (dE / dt). \quad (6.34)$$

Из сравнения кривых видно, что в течение значительной части фронта импульса автоэлектронная эмиссия практически не ограничивает зарядку частицы до уровня равновесного заряда. Такое состояние подобно условию «плохого» контакта в вакууме, который обеспечивается током автоэлектронной эмиссии [280]. Лишь при достаточном удалении частицы от электрода, когда напряженность локального поля  $E_B$  начинает резко уменьшаться, устремляясь к значению средней напряженности  $E$ , возникает ограничение эмиссионного тока, и заряд частицы в дальнейшем не изменяется.

#### **Миллиметровые и субмиллиметровые частицы.**

Пожалуй, единственным целенаправленным экспериментальным исследованием влияния крутизны фронта импульса на инициирование частицами пробоя вакуумного промежутка проведены авторами работы [31]. Специально отобранные сферические частицы железа и молибдена имели радиусы  $R$  от 25 до 500 мкм. При амплитуде напряжении 60 кВ и длине промежутка 2 мм, длительность фронта изменялась в пределах  $2 \cdot 10^{-6} - 3 \cdot 10^{-3}$  с. Было показано, что пробой, инициированный частицей, лежащей на катоде, чаще возникает в течение фронта импульса, когда частица не успевает значительно переместиться в сторону анода. Сокращение фронта импульса приводило к монотонному увеличению вероятности пробоя в течение фронта вплоть до единичного значения. Эта закономерность наблюдалась только для свободной частицы. Приваренная частица не оказывала влияния на электрическую прочность промежутка.

В соответствии с формулой (6.29), критическая крутизна нарастания напряженности поля составляет  $\alpha_{cr} \sim 4 \cdot 10^8$  В/(м·с), что значительно меньше, чем минимальное значение  $\alpha \sim 10^{10}$  В/(м·с), соответствующее экспериментальным условиям [31]. Таким образом, данный случай, как и предыдущий, соответствует плотному захвату частицы вблизи электрода электрическими силами.

Численные расчеты, соответствующие данным условиям, были проведены в приближении линейно изменяющегося напряжения на фронте импульса с учетом действия силы тяжести. Дан-

ные, представленные на рисунке 6.8, соответствуют отрыву железной частицы с радиусом  $R = 0,5$  мм под действием импульса с длительностью фронта  $\tau = 10$  мкс. В период задержки частицы между ней и электродом произошел 31 разрыв контакта. Условие  $\alpha \gg \alpha_0$  для модели абсолютно недеформируемого жесткого шара большой массы формально приводит к мелким прыжкам малой амплитуды  $< 10^{-10}$  м, каждый из которых имеет продолжительность  $< 10^{-10}$  с. Ясно, что такой режим прыжков нереален, тем более для столь крупных частиц – это издержки модели. Частица обладает упругими свойствами, которые могут определять собственную частоту и амплитуду "прыжков". Однако количество прыжков и сомнения в самом факте их существования при условии  $\alpha \gg \alpha_0$  не является принципиальным. Принципиальным является то, что частица освобождается от действия сил изображения после более чем десятикратного увеличения своего заряда относительно значения  $Q_L = 20.67 \varepsilon_0 E_L R^2$ , при котором она могла бы оторваться в статическом электрическом поле.

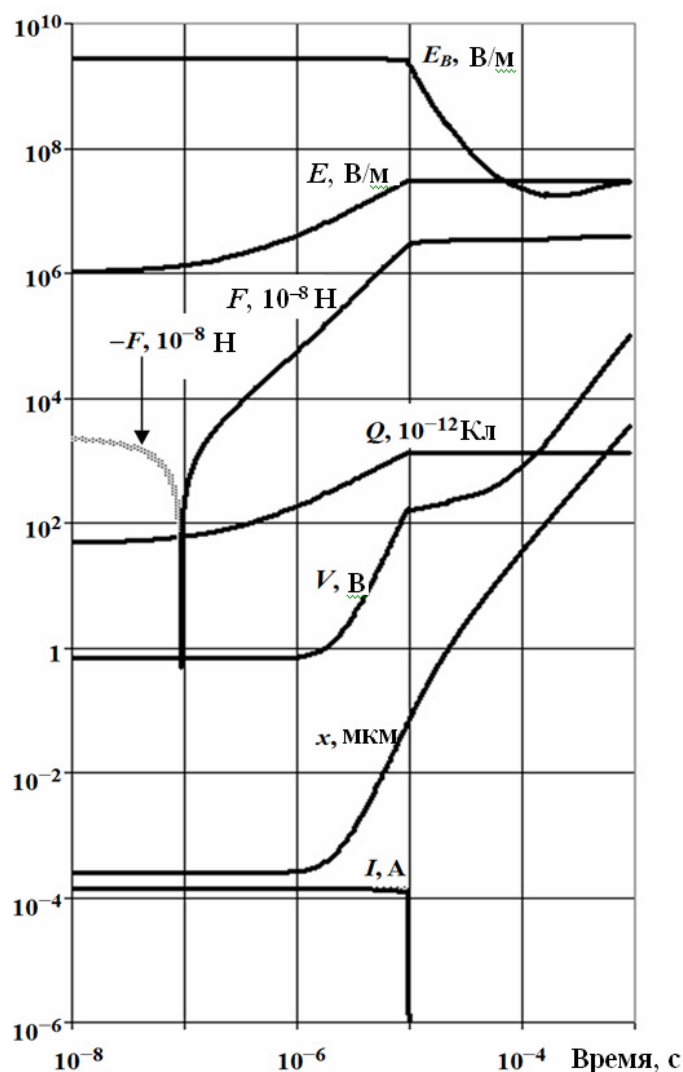


Рисунок 6.8. Рассчитанные временные характеристики начального этапа движения частицы железа радиусом 0.5 мм, соответствующие экспериментальным параметрам [31] при длительности фронта импульса 10 мкс.

В отличие от предыдущего примера, в данном случае существует промежуток времени перед окончанием фронта импульса, в течение которого возникает сочетание значительного тока эмиссии  $I_B \sim 10^{-4}$  А и высокого потенциала частицы (вплоть до сотен вольт). Такое состояние приводит не только к выделению энергии  $W \sim 3 \cdot 10^{-7}$  Дж, превышающему порог эктона, но и к возможности ионизационного процесса.

На рисунке 6.9 показано, как, согласно расчетам, зависят от длительности фронта импульса некоторые величины, в частности максимальные значения силы тока  $(I_B)_{\text{MAX}}$  и мощности  $(I_B V)_{\text{MAX}}$ , а так же выделившаяся энергия  $W$ , рассчитанная в соответствии с выражением

$$W = \int_0^{\infty} I_B V dt. \quad (6.35)$$

Диапазон варьирования  $\tau$  был значительно расширен по отношению к экспериментальному диапазону [31], обозначенному на рисунке 6.9 заштрихованным прямоугольником. В пределах всего экспериментального диапазона выполняется условие  $(I_B)_{\text{MAX}} \approx I_0$ , где  $I_0$  – значение, вычисленное по формуле (6.34), которое так же приведено на рисунке 6.9.

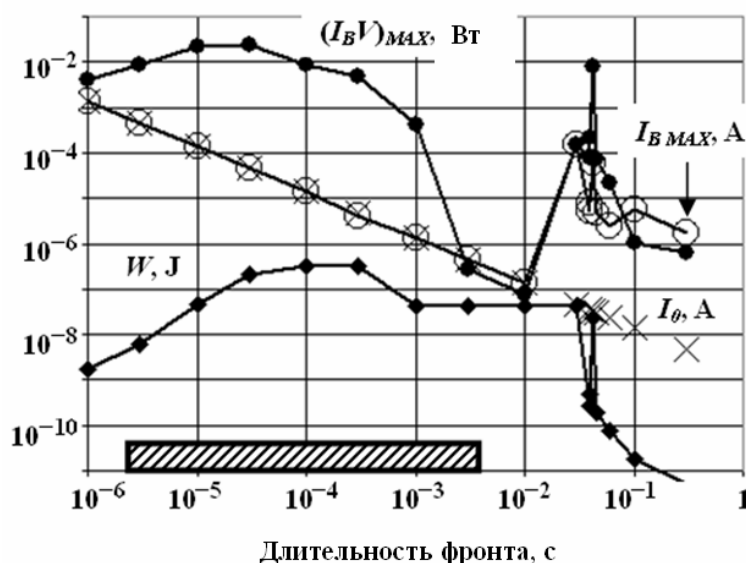


Рисунок 6.9. Рассчитанные значения максимума мощности, максимума тока эмиссии и энергетического выхода проводимости при отлете частицы железа радиуса  $R = 0.5$  мм от электрода в зависимости от длительности фронта импульса.

Как видно из рисунка, максимум энергетического выхода соответствует длительности фронта  $\tau \sim 10^{-4}$  с. Охарактеризуем зависимость  $W(\tau)$ . Малые значения  $\tau$  (или большие  $\alpha$ ) соответствуют состоянию сильного удержания частицы вблизи электрода. Частица начинает монотонное движение от электрода лишь в конце фронта импульса. Потенциал частицы после отрыва резко повышается, но электрический контакт частицы с электродом через эмиссионный поток электронов быстро разрывается. Таким образом, максимальная мощность выделяется в моменты окончания фронта.

Увеличение  $\tau$  делает процесс отрыва частицы более инерционным (рисунок 6.9). Несмотря на то, что с увеличением  $\tau$  ток эмиссии уменьшается, происходит более резкий рост времени сосуществования проводимости в малом зазоре и высокого потенциала частицы вплоть до значений  $V \sim 10^3$  В при  $\tau \sim 10^{-4}$  с. При дальнейшем увеличении  $\tau$  частица становится малоподвижной из-за того, что результирующая сила относительно невелика. Диапазон вокруг значения  $\tau \sim 3 \cdot 10^{-4}$  с характеризуется состоянием неустойчивого баланса сил и колебаний проводимости. На фоне медленного монотонного отлета частицы от электрода проявляется колебательная составляющая ее движения (без соударения с электродом), сопровождаемые колебаниями тока эмиссии. Развитие колебательного процесса ограничивается моментом окончания фронта импульса. После этого частица удаляется, и эмиссия резко падает.

При дальнейшем повышении  $\tau$  освобождение частицы происходит задолго до окончания фронта. Независимо от  $\tau$ , ток эмиссии обрывается на при  $t \approx 5 \cdot 10^{-4}$  с. Участок  $\tau > 10^{-3}$  с характеризуется относительно малым стабильным значением выделившейся энергии  $W \sim 3 \cdot 10^{-8}$  Дж. При этом максимум выделяемой мощности приходится не на конец, а на начало фронта импульса.

В области больших значений  $\tau > 10^{-2}$  с, которая находится вне диапазона реального эксперимента [31], возникает режим больших прыжков частицы, соответствующий условию  $\alpha \sim \alpha_{cr}$  (см. выражение (6.29)). Несмотря на то, что энергетический выход резко падает, пиковые значения мощности и тока резко возрастают. Эти значения приходятся на момент столкновения частицы с электродом после последнего прыжка относительно большой амплитуды  $\sim (0.01 - 0.1) R$ . Как видно из рисунка 6.9, всплеск тока во время последнего столкновения частицы с электродом может на несколько порядков величины превосходить динамически равновесное значение  $I_0$ .

### **Миллиметровые частицы. Полусинусоидальный импульс.**

Режим синусоидального напряжения отличается отсутствием области постоянства напряжения и крутизны его изменения. Крутизна  $\alpha = dE/dt$  изменяется в диапазоне от  $-\omega E_m$  до  $+\omega E_m$ , переходя через нулевое значение. До сих пор говорилось о появлении возвратной силы в условиях возрастания напряженности поля. Однако, как показано в разделе 6.4, возвратная сила должна возникать и при уменьшении напряженности поля. Таким образом, есть основания предполагать, что в режиме переменного напряжения частица может оказаться «запертой» вблизи электрода, несмотря на то, что значительную часть времени напряженность поля  $E$  превышает значение  $E_L$ .

Изучим особенности динамики частицы в пределах одной полуволны синусоиды, (в течение полусинусоидального импульса) промышленной частоты 60 Гц. Согласно критерию (6.32), чем легче материал проводящей частицы, тем меньше критическая амплитуда, выше которой проявляется эффект дополнительной задержки частицы на электроде. Для алюминия

( $\rho = 2,7 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$ ) это условие имеет вид  $E_m > 7 \cdot 10^5 \text{ В/м}$ . Для отрыва частицы от электрода должно также выполняться  $E_m > E_{LG} \approx 10^6 \text{ В/м}$ . Такие условия частично соответствуют экспериментам [279] с алюминиевыми частицами миллиметрового радиуса, выполненным на переменном напряжении. Однако вычисления, представленные ниже, нельзя считать полностью адекватным экспериментам [279], поскольку они не учитывают наличие газовой среды ( $\text{SF}_6$ ) и периодичность электрического поля.

На рисунке 6.10, *а* показано поведение частицы и соответствующее изменение напряженностей среднего  $E$  и локального  $E_B$  поля при воздействии полусинусоидального импульса амплитудой  $E_m = 1,4 \cdot 10^6 \text{ В/м}$  (черные линии). Начало отсчета времени соответствует моменту первого отрыва при  $E = E_{LG} = 1,08 \cdot 10^6 \text{ В/м}$ . Как следует из рисунка, некоторое время частица удерживается в непосредственной близости от электрода в условиях многократного нарушения контакта. После этого она отходит на 20 мкм от электрода и возвращается к нему до окончания импульса. В отличие от случаев, рассмотренных ранее, в данном случае присутствует участок спада напряженности среднего поля. Это приводит не только к усилению, но и изменению направления локального поля, которое происходит при 2,45 мс. Перед падением частицы на электрод абсолютное значение напряженности локального поля превышает значение, которое имело место на стадии ее отлета от электрода. Если перед отлетом частицы сила тока в среднем составляла  $\approx 0,1 \text{ мкА}$ , то непосредственно перед падением  $\approx -270 \text{ мкА}$ .

На рисунке 6.10, *б* показано поведение этой же частицы при амплитуде импульса  $E_m = 3,0 \cdot 10^6 \text{ В/м}$ . К концу импульса частица успевает отойти на 0,7 мм, после чего остается под воздействием лишь силы тяжести.

Для сравнения, на рисунке 6.10 полутонными кривыми показаны фиктивное поведение этой же частицы, если считать, что на нее действует сила  $QE - gM$  (то есть, сила в приближении точечного заряда) при сохранении прочих условий, в том числе, условия изменения заряда частицы за счет туннельного тока. Это сравнение дает представление о том, что учет не всех составляющих электростатической силы вблизи электрода может дать значительную погрешность при анализе движения частицы в целом. Интересно, что при малых амплитудах (рисунок 6.10, *а*) эти составляющие “прижимают” частицу к электроду на протяжении всего импульса. При больших амплитудах, частица удерживается вблизи электрода лишь в течение части длительности импульса. В этот период частица увеличивает свой заряд настолько, что после окончательной потери контакта разгоняется существенно сильнее, чем условная точечная частица (рисунок 6.10, *б*).

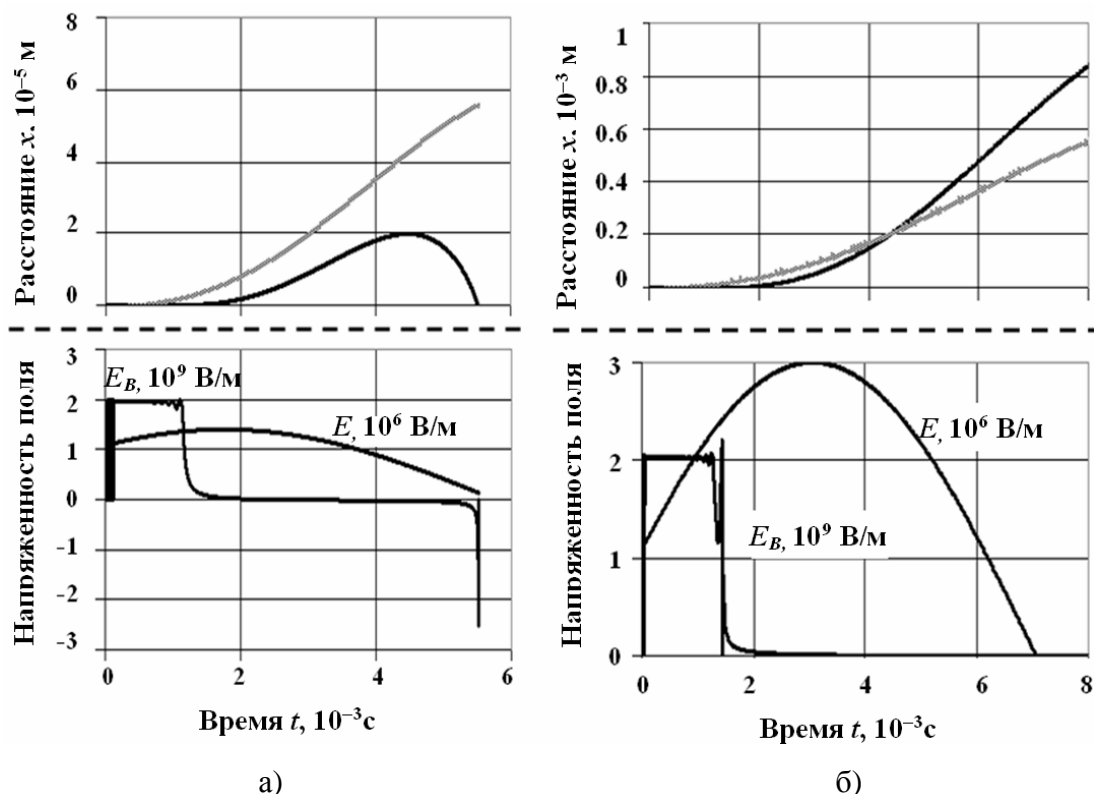


Рисунок 6.10. Изменение во времени координаты сферической частицы алюминия радиуса 1,6 мм (вверху) и локальной напряженности электрического поля  $E_B$  (внизу) после отрыва частицы от электрода синусоидальным импульсом с длительностью  $8 \cdot 10^{-3}$  с при различных амплитудах:  $1,4 \cdot 10^6$  В/м (а) и  $3,0 \cdot 10^6$  В/м (б). Полутоновые линии характеризуют гипотетическую динамику этой же частицы в предположении, что электростатическая сила всюду равна  $QE$ .

## 6.7. Обсуждение по главе 6

Представленные результаты, в целом, свидетельствуют о том, что при анализе отрыва частицы от электрода изменяющимся электрическим полем необходимо брать в расчет множество явлений, которые могут привести к кратковременному всплеску электронной эмиссии, возникновению сверхсильного электрического поля, механических нагрузок и необычному поведению самой частицы. Условия удержания частицы вблизи электрода электрическими силами после преодоления сил адгезии за счет ее многократного возвращения на электрод соответствуют типовым экспериментальным условиям воздействия импульсными и переменными полями на ВП.

Попытки рассмотреть отрыв частицы от электрода в условиях возрастающего электрического поля с позиции ее движения как материальной точки могут привести к ошибочным выводам (см. например, работу [263]). На самом деле, вначале своего движения, независимо от фактических размеров многоатомной частицы, она является по сути большой до тех пор, пока зазор между частицей и электродом не станет больше ее размеров. Сразу после потери механического контакта с электродом поведение частицы может определяться не только ее зарядом и напряженностью электрического макрополя  $E=U/d$ , но и в значительной степени нестационарностью



поля  $dE/dt$ . При определенных, типичных для экспериментов, условиях, частица может вернуться на электрод (причем неоднократно), даже если ее заряд и направление внешнего электрического поля не изменяются. Таким образом, при воздействии резко возрастающего электрического поля частица может быть "задержана" возле электрода и "окончательно отпущена" в межэлектродное пространство с зарядом, намного превышающим тот, который бы она смогла унести с электрода при ее отрыве медленно изменяющимся электрическим полем.

При наличии широкого спектра размеров частиц, поведение более легких частиц вблизи электрода может качественно отличаться от поведения более тяжелых частиц. По-видимому, такой "бифуркационный фильтр", зависимый от частоты (крутизны фронта) и амплитуды переменного (импульсного) внешнего поля может быть использован на практике для сепарации мелких частиц, контактирующих с металлической поверхностью. Сложный характер влияния частиц на электрическую прочность вакуумных промежутков, высоковольтных вакуумных и газонаполненных разрядников, нестабильность обрыва тока в вакуумных выключателях и других электродных системах во многом могут быть связаны с качественно различным поведением отдельных групп частиц. Многочисленные наблюдения свидетельствуют о том, что имеется группа частиц, которая не пересекает ВП, но при определенных параметрах питающей цепи оказывает сильное влияние на электропрочностные свойства электродных систем, как вакуумных, так и газонаполненных.

Нелинейные эффекты тесного взаимодействия частицы и электрода, вызванные изменением напряженности внешнего поля, сопровождаются появлением локального сверхсильного электрического поля и локального автоэмиссионного тока в зазоре между частицей и электродом. Причастность исключительно второго фактора к возникновению пробоя ВП может быть предметом дискуссии лишь для случая крупных частиц миллиметровых размеров. При этом механизм локального перегрева частицы и электрода за счет выделения тепла внутри материала электрода и частицы (эффекта Джоуля) исключается из-за малых значений тока, обеспечивающего зарядку частицы (рисунок 6.9). Более реальным представляется перегрев области поверхности частицы вблизи катода (или области поверхности анода вблизи частицы) эмитированными электронами, ускоренными локальным электрическим полем в микрозазоре. Выделяемая при этом энергия может достигать долей миллиджоуля, что формально выше энергии эктона [5]. Однако при этом процесс оказывается сильно растянутым во времени вплоть до десятков микросекунд. Считая радиус частицы  $R$  значительно большим по сравнению с радиусом  $r$  той области, где происходит выделения мощности  $I_b V$ , частицу можно рассматривать как теплопроводящее полупространство. На основе известных соотношений [281] можно дать оценку значению максимально возможной температуры, которая устанавливается в центре пятна проводимости радиуса  $r$  при неограниченной длительности действия источника

$$T_{\infty} = I_B V / (\pi r \lambda) \quad (6.35)$$

где  $\lambda$  - коэффициент теплопроводности материала.

При характерном радиусе эмиссии  $r = 1/(10R)$ , принятом в расчетной модели, для случаев с наиболее высоким значением пиковой мощности, эта температура не превышает нескольких градусов. Лишь при формальной подстановке  $r \sim 10^{-9} - 10^{-8}$  м можно получить значения температуры свыше  $10^3$  К и говорить о возможности появления дополнительной термоэлектронной эмиссии, плавления материала, или термодесорбции молекул с поверхности, инициирующей локальный газовый разряд.

Несомненно, эмиссионные процессы и сопутствующие тепловые эффекты чувствительны к суб-геометрии частицы и электрода (к их шероховатости). Однако необходимым условием столь сильной локализации автоэмиссионного тока является наличие выступов с большим отношением радиуса вершины к высоте  $r/h$ . Для  $r \sim 10^{-9} - 10^{-8}$  м это требование кажется маловероятным, тем более что характерный размер кристаллитов металла составляет, как правило, более  $10^{-6}$  м. Таким образом, инициирование пробоя ВП через тепловые процессы, вызванные автоэлектронной эмиссией во время отлета частиц от электрода, является нереализуемым.

Еще одним потенциально возможным механизмом инициирования пробоя, связанным с отлетающей от электрода миллиметровой частицей, является поджигающий газовый разряд в динамически расширяющемся микрозазоре. С одной стороны, сильное электрическое поле напряженностью  $\sim 3 \cdot 10^9$  В/м может активировать ионизацию и десорбцию газов [22]. Эмитированные электроны могут не только облегчать десорбцию, но и прилипать к молекулам, превращая их в отрицательные ионы. В результате в окрестности частицы может образоваться облако "затравочных" нейтралов и ионов. Последние, в свою очередь, могут быть инициаторами микрозаряда в основном межэлектродном вакуумном промежутке. С другой стороны, как следует из рисунка 6.9, перед исчезновением автоэлектронной эмиссии в микрозазоре потенциал частицы может достигнуть значений порядка минимума кривых Пашена  $\sim 100$  В, что дает возможность развитию поджигающего разряда в самом микрозазоре.

В рамках настоящей работы актуальным является вопрос о снижении ИЭП в присутствии микронных или субмикронных частиц, факт которого установлен экспериментально [155]. Как следует из расчетов, энергетический выход от автоэмиссионных токов в нанозазоре, в соответствии с формулой (6.35) составляет ничтожно малую величину, не превышающую  $10^{-14}$  Дж. Эта величина значительно меньше критических значений ( $10^{-8} - 10^{-6}$  Дж), необходимых для развития пробоя ВП [1, 264]. Потенциал частицы перед обрывом автоэмиссионного тока не превышает 10 В, что также исключает возможность возникновения инициирующего газового разряда

в нанозазоре. Таким образом, главенствующим фактором, приводящим к инициированию импульсного пробоя, является само сверхсильное электрическое поле в зазоре. Прежде всего, электрическое поле приводит к возникновению значительных локальных механических напряжений в окрестности точек  $A$  и  $B$  (рисунок 6.2), которые соответствуют давлению

$$P_A \approx P_B = \frac{\varepsilon_0 E_B^2}{2} \quad (6.36)$$

Для пикового значения электрического поля  $E_B \approx 4 \cdot 10^9$  В/м, эта величина составляет  $P_B \approx 7 \cdot 10^7$  Па, что близко к пределам текучести металлов. Освобождение и отлет частицы от поверхности анода может локально усилить первичный поток ионов с анода на катод, механизм появления которого обсуждался в подразделе 5.6.2. Эксперименты [119, 133, 155, 156] подтверждают, что частицы, находящиеся на поверхности анода более активно снижают ИЭП ВП, чем такие же частицы, находящиеся на поверхности катода.

С учетом квадратичной зависимости (6.36), наличие на частице или электроде даже небольших выступов, характеризующих коэффициентом усиления поля  $\beta \sim 3$  может привести к достижению предела прочности, и отрыву выступа, что может оказаться дополнительным фактором, инициирующим вакуумный пробой. Дополнительными факторами разрушения частицы и электрода могут быть также электропластические эффекты, (раздел 5.6), связанные с кратковременным совместным действием сильного поля напряженностью  $\sim 10^9$  В/м и токами микроамперного уровня плотностью  $\sim 10^7 - 10^8$  А/м<sup>2</sup>.

В заключение главы отметим, что в проведенном теоретическом анализе были учтены: 1) генерация индуцированного заряда, который по абсолютному значению может намного превысить полный заряд частицы, захваченный с поверхности электрода; 2) короткодействующие силы притяжения, которые препятствуют отлету частицы от электрода; 3) возможность возвратного движения частицы и ее задержки на электроде. Результаты анализа объясняют отмеченное в литературе необычное поведение миллиметровых частиц в вакуумных и газонаполненных электродных системах промышленной частоты, которое приводит к инициированию локальных разрядов и пробоя, а также описывают критические условия при возникновении наносекундного пробоя ВП, инициируемого частицами микронных и субмикронных размеров. Однако потребуется еще значительное число специализированных исследований, которые помогут разобраться в деталях механизмах инициирования короткоимпульсного пробоя субмикронными частицами, имеющими более сложные геометрические формы, которые подвержены не только поступательному, но и вращательному движениям.

## Глава 7. Расширение взрывоэмиссионной плазмы в миллиметровый вакуумный промежуток

### 7.1. Математические модели плазмы

Развитие вакуумного пробоя протекает в несколько стадий. Для первой, подготовительной, стадии характерны низкие предпробойные токи при полном напряжении источника питания. Подготовительные процессы разнообразны по природе. Доминирование того или иного процесса «подготовки» условий пробоя зависят от материала электродов, их чистоты, обработки и времени воздействия напряжения (глава 1). Широко известен и теоретически описан процесс перегрева микроострия, током автоэлектронной эмиссии [2], характерный для устройств сильноточной электроники со взрывоэмиссионным катодом. Ряд моделей инициирования вакуумного пробоя опирается на описание длительных процессов миграционной поляризации или прорастания проводящих каналов в диэлектрических пленках, покрывающих поверхность катода (глава 1). Как следует из совокупности исследований, представленных в главах 3–5, условия перенапряжения на вакуумном промежутке приводят к скрытым и морфологическим изменениям в приповерхностных слоях самого металла, которые также могут стать причиной первой искры. Однако для теоретического описания самой *искровой (коммутационной) стадии вакуумного пробоя* ее предыстория часто не имеет большого значения, так как сублимация материала катода в любом случае носит взрывной характер, и, далее, эволюция расширяющейся катодной плазмы идет в соответствии со своими законами.

Установлено, что элементарный источник плазмы катодной искры (катодный факел) связан с возгонкой материала катода из областей диаметром  $\sim 1$  мкм [2]. Анализ потоков мощности через поверхность металла [282] показал исключительную нестационарность данного источника (в отличие от "плоского" источника вакуумной дуги диаметром  $\sim 100$  мкм): после инициирования он сразу переходит либо в режим угасания, либо в режим взрывообразного нагрева. Основным местом выделения тепловой мощности и скачка потенциала в этом источнике является прикатодный слой плазмы, находящийся за пределами катодного ионного слоя [2, 282].

Установлено [2], что взрывные катодные плазменные сгустки расширяются в промежуток с характерной скоростью более  $10^4$  м/с, поэтому полная плазменная коммутация миллиметрового ВП происходит в течение нескольких десятков наносекунд. Беря за основу характерные параметры разрушения катода, вызванные искрой, можно сделать некоторые оценочные выводы о структуре плазменного взрывоэмиссионного облака, расширяющегося в межэлектродное пространство. Многие оценки основываются на предположении о том, что в искровой стадии про-

боя в расширяющемся плазменном облаке вплоть до его движущейся границы концентрация ионов и электронов распределена радиально по закону, близкому к  $N \sim r^{-2}$ , где  $r$  – расстояние от центра взрыва. Однако при таком профиле концентрации в межэлектродном промежутке в течение десятков наносекунд должно быть рассредоточено слишком много вещества, в количестве на порядок большем, чем фактически исчезает с поверхности катода в результате эрозии. Поскольку указанный порядок скорости движения границы плазмы является экспериментально подтвержденным, то уменьшение концентрации в зависимости от радиальной координаты должно быть более крутым, чем  $N \sim r^{-2}$ , по крайней мере, в основной части плазменного облака. Это автоматически означает, что в межэлектродном промежутке в искровой стадии развития пробоя не должно быть широких стационарных участков на расширяющемся профиле концентрации частиц, и подходящая к аноду плазма должна быть весьма разреженной.

Малое время жизни отдельного эктона (от единиц до нескольких десятков наносекунд) не является препятствием для устойчивого развития и функционирования катодного пятна. Эктоны воспроизводятся и размножаются в условиях поддержания тока через проводимость плазмы. В коммутационный период ток замыкается на анод потоком электронов, эмитируемых расширяющейся границей плазмы через сокращающийся вакуумный промежуток (взрывная электронная эмиссия). Передача эстафеты функционирования от эктона-предка к дочернему(им) эктону(ам) может происходить, например, во время выброса расплавленного металла из образующей эрозионной ямки под действием давления плазмы [2, 4, 5, 169, 193, 194]. Примерами теоретического моделирования нестационарных процессов, связанных с формированием взрывоэмиссионного центра являются работы [132, 304–307].

В силу малых пространственных и временных масштабов развития плазменных явлений в коммутационной стадии вакуумного пробоя экспериментальные возможности детальной диагностики взрывоэмиссионной плазмы ограничены [2, 8, 151] и много надежд в изучении этих явлений возлагается на теоретические исследования. Учитывая широкое разнообразие свойств различных металлов, которые использовались в качестве материала катодов вакуумного промежутка, и, при этом, сравнительно узкий диапазон скоростей расширения плазменных факелов, можно предположить, что в ходе микровзрывных процессов катод не ограничивает поставку ионов и электронов в вакуумный промежуток, и динамика заполнения промежутка плазмой определяется в основном газодинамическими процессами в плазме. Во многом этому способствуют также малые размеры (порядка единиц микрометров) самих источников плазмы по сравнению с характерными размерами вакуумного промежутка. Таким образом, при моделировании расширения плазменного облака в миллиметровый промежуток появляется возможность не включать в рассмотрение сложный набор процессов в ближней прикатодной зоне, связанный с возгонкой материала из твердой фазы и ионизационно-рекомбинационными реакциями. При

этом, несомненно, условия, формулируемые на некоторой малой внутренней границе расчетной области должны учитывать некоторые экспериментальные данные по итоговому зарядовому составу плазмы, выходящей из катодного пятна и величине удельной эрозии взрывозмиссионного процесса.

Динамика плазмы, расширяющейся в вакуум, является предметом теоретических и экспериментальных исследований в самых различных областях науки. Помимо исследования вакуумной искры, задача расширения плазмы в вакуум рассматривается в астрофизике [285, 286], в теории управляемого термоядерного синтеза [287, 288], в исследованиях динамики лазерной плазмы [289, 290] (см. также обзор [291]). Аналитические подходы к этой проблеме осуществлялись на основе простейшей одномерной задачи расширения плазмы в пустое полупространство с наложением условия квазинейтральности плазмы и изотермичности компонент (холодные ионы и изотермические электроны) [292]<sup>8</sup>. Эти упрощения позволяют строить автомодельные решения, аналогичные решениям для разлета в вакуум идеального газа. Позже автомодельные решения были получены при учете теплового разброса ионов по скоростям [293–295]. Сложным вопросом оказалась асимптотика решений, описывающая структуру и динамику границы расширяющейся плазмы. Различные модельные термодинамические условия, в частности, предполагающие изотермичность или адиабатичность процесса, дают принципиально различную асимптотику расширения. В первом случае скорость фронта плазмы возрастает бесконечно. Во втором случае достигается предельная скорость, зависящая от показателя адиабаты. Корректный анализ эффектов, описывающих ускорение ионов и возможное ограничение их скорости в области редкой плазмы требует выхода за рамки приближений квазинейтральности плазмы и включение в модель уравнения Пуассона. При этом в задаче появляется размерный параметр, длина Дебая, который, фактически, является препятствием к попытке свести систему уравнений к автомодельной форме. Аналитические упрощения в этом случае становятся вспомогательным инструментом, интерпретирующим с общих позиций результаты численных расчетов. В частности, расчеты, проведенные в работах [296–298], показали наличие области разделения заряда, движущегося вместе с границей. В этих же работах содержится аналитическое обоснование этому факту. При этом показано, что профиль электронов не претерпевает резких скачков на границе. Несмотря на единогласие в качественном описании границы расширяющейся плазмы (резкий ионный фронт при гладком спаде концентрации электронов), в отношении детальной структуры фронта ионов имелись расхождения при сравнении различных подхо-

---

<sup>8</sup> Из всего многообразия таких работ, шедших параллельно друг другу и имеющих свою специфику, в пределах абзаца упомянем лишь серию работ с участием А. В. Гуревича.

дов в численных расчетах. Так из расчетов [ 291, 296–298, 300, 301] <sup>9</sup> следовало, что перед фронтом плазмы формируется максимум концентрации ионов. Расчеты [299, 302, 303] показывали, что такой максимум отсутствует – возникает лишь некоторый избыток плотности ионов над плотностью электронов, переходящий в резкий обрыв. Отсюда следовало, что существует расхождение полученных числовых данных на уровне малых концентраций и их относительно больших градиентов в приграничной области, где на результат влияет выбор алгоритма. Дискуссии по этому принципиальному в некоторых приложениях вопросу продолжаются до сих пор [303].

Сложность теоретического исследования токонесущей плазмы взрывоэмиссионного центра обусловлена наличием смещающейся в пространстве границы двух «сред» – плазмы и вакуума. При этом изменение свойств расширяющейся катодной плазмы и скорость движения ее границы согласованы с переносом эмитированных плазмой электронов в остаточном вакуумном промежутке, который, в свою очередь, находится под высоким напряжением. Начиная с пионерных работ в этом направлении [305, 337, 343] моделирование проводилось на основе уравнений гидродинамики при наложении условий квазинейтральности, стационарности, адиабатичности и других упрощений. Такого рода упрощения особенно эффективны при описании характеристик и параметров плазмы стационарной вакуумной дуги [308–311].

Согласно А. Андерсу [312], еще остается много неясного по вопросам о механизмах и характере распространении плазмы в относительно длинный межэлектродный промежуток. Достаточно высокая устойчивость процесса расширения плазмы из взрывоэмиссионного центра заставляют выдвигать предположения о немонотонном распределении потенциала в промежутке (наличие "горба потенциала"). В [312] указывалось, что гидро-газодинамические расчеты помогут понять механизм самосогласованного движения плазмы в протяженном вакуумном промежутке.

Для корректного и детального, в рамках гидро-газодинамической модели, изучения токонесущей плазмы, очевидно, следует отказаться от модельно-термодинамических подходов, наложения условий квазинейтральности или стационарности, включив в математическую модель уравнения баланса импульса и энергии для каждой компоненты плазмы, не только ионов, но и электронов, а также уравнение Пуассона.

В работах Д. Л. Шмелева, С. А. Баренгольца, и М. М. Цвентуха [282, 284] отмечено, что описание всего комплекса явлений, связанных с катодным факелом, в магнито-гидродинамическом приближении *в самосогласованном варианте* вряд ли возможно. Поэтому попытки выполнить детальное моделирование искровой стадии вакуумного пробоя осуществля-

---

<sup>9</sup> Далее в ссылках выходим за рамки серии работ с участием А.В. Гуревича.

лись с привлечением методов PIC (частиц в ячейках)/Monte Carlo [282, 284, 313–316]. При этом сценарии начала инициирования искры, в этих работах отличаются. Согласно модели [314, 315], межэлектродный зазор длиной 20 мкм при воздействии локального поля острия напряженностью  $10^8$  В/см сначала заполняется атомами, испаряемыми с острия в определенной пропорции с электронами, пока плотность атомов не достигнет значения около  $10^{18}$  см<sup>-3</sup>. После этого развивается лавина ионизации газового пробоя. В работах же [282, 284, 313] используется известная модель перегрева и взрыва материала катода, приводящая к испусканию плазменного факела [2, 3]. Достоинством этих работ является рассмотрение всех основных процессов, протекающих вблизи катода, связанных с испарением материала, термо-автоэлектронной эмиссией, столкновениями частиц, формированием зарядового состава, формированием катодного факела и его расширением.

Сложность применения методов PIC/Monte Carlo для изучения эволюции катодного факела на сравнительно больших, практически интересных миллиметровых промежутках, связана в основном со значительными затратами времени расчета [282, 313]. Большой проблемой в расчетах методом частиц является необходимость отслеживать высокие перепады концентраций в соотношении  $1 : 10^{-6}$  и более. В области малых концентраций возникают проблемы, связанные с большими числовыми шумами на открытой границе плазмы [317]. Это особенно заметно при переходе от 1-D к 2-D моделированию, реализованному в работах [315, 316], где рассматривается прикатодное пространство размером не более 10 мкм.

В работах [318–321] нами продемонстрирована возможность использования для моделирования устойчивого этапа коммутационной стадии вакуумного пробоя континуальной многожидкостной модели плазмы, учитывающей динамику всех компонент плазмы, с учетом всех основных силовых составляющих и составляющих энергообмена. Преимущество вычислений на основе континуальных моделей перед PIC-методикой заключается в относительно умеренных требованиях к ресурсам памяти и времени вычислений, и, следовательно, в возможности моделировать состояние плазменного облака на значительно *бóльших* расстояниях по сравнению с размером области генерации плазмы. Недостатком является то, что основные величины: концентрация, скорость потока и температура ансамблей частиц несут неполную (хотя, часто достаточную для понимания сути явления) информацию о фазовой структуре течений, поскольку эти величины являются продуктом усреднения уже на этапе построения уравнений модели. Отсюда следует невозможность исследования таких явлений как опрокидывание волновых фронтов, турбулентных течений, неустойчивостей, с которыми методика PIC принципиально может справиться. Применение континуальных моделей, особенно для описания нестационарной плазмы, чревато возникновением счетных неустойчивостей, порождаемых неустойчивостями реальными; в этом случае приходится рассчитывать на исследование лишь устойчивых



этапов эволюции.

Следует заметить, что классическая многожидкостная модель плазмы (МЖ-модель<sup>10</sup>), являющаяся первым интегральным упрощением системы кинетических уравнений, составленная относительно первых моментов функции распределения и включающая в себя уравнение Пуассона [324], является базовой для построения более упрощенных моделей, которые чаще используются в исследовании плазменных явлений. К таким моделям относится, в частности, одножидкостная магнитогидродинамическая (МГД) модель, основанная на постулате о квазинейтральности плазмы, в которой расчет напряженности электрического поля производится не на основе использования уравнения Пуассона, а на основе обобщенного закона Ома. МГД-модель может быть с успехом использована для моделирования плазмы дуги, упрощая при этом описание взаимодействия плазмы с внешним магнитным полем. В то же время, в рамках различных разновидностей МГД-модели удастся исследовать изменение распределения концентраций и температур различных зарядовых компонент в едином гидродинамическом потоке [310, 325], а также девиацию скоростей различных зарядово-массовых компонент относительно средней гидродинамической скорости в диффузионном приближении [346].

Другим широко используемым упрощением МЖ-модели является гибридная квазиравновесная (ГКР) модель, рассмотренная далее в главе 8, в которой гидродинамическими уравнениями описывается лишь подсистема (как правило, абсолютно холодных) ионов и постулируется термодинамически равновесное распределение (как правило, изотермических и горячих) электронов в поле электрического потенциала в соответствии с законом Больцмана. ГКР-модель, в частности, успешно применяется при моделировании эродирующей плазмы в установках иммерсионной ионной имплантации, в вакуумных выключателях после разрыва дуги и т.д. Для описания технологической плазмы с малой степенью ионизации приемлемым упрощением часто является диффузионно-дрейфовая (ДД) модель, основанная на предположении о наличии достаточно плотной рассеивающей фракции нейтралов и равновесии сил в каждой малой области плазмы.

Как будет показано ниже, расчет на основе нестационарной МЖ-модели позволяет согласованно описать потоки частиц, как в плазме, так и за пределами ее открытой границы и, в частности, прийти к выводу о том, что расширение стационарных участков профилей концентрации, примыкающих к катоду сильно отстает от расширения границы плазмы. Основная часть плазменного облака остается нестационарной и в момент перекрытия плазмой межэлектродного промежутка, поэтому попытки использовать *стационарную* МЖ-модель для описания этапа

---

<sup>10</sup> Введенные здесь и ниже названия моделей и их аббревиатуры условны и служат лишь для сокращения изложения дальнейшего материала.

коммутации вакуумного пробоя обречены на значительные погрешности. Наши теоретические исследования плазменного облака можно считать дополнением к картине процессов, протекающих в непосредственной близости от взрывоэмиссионного центра, исследованной в работах [282, 284, 313] при использовании методов PIC–Monte Carlo. Предполагалось, что сложные прикатодные процессы в (почти) точечном источнике плазмы оказывают малое влияние на динамику и текущую структуру основной части плазменного облака. Известно, что формирование зарядового состава плазмы катодного факела завершается на расстоянии от источника  $\sim 10$  мкм [283, 284], где плазма становится почти полностью ионизованной и с фиксированным зарядовым составом ионов. Этот размер может быть выбран в качестве радиуса воображаемой «инжектирующей поверхности», которая охватывает не только участок катодной поверхности, но и ближнюю область плазмы со сложным комплексом процессов, приводящих в конечном итоге к состоянию плазмы, которое можно описать гидродинамическим приближением [326].

## 7.2. Уравнения рабочей модели

Для каждой компоненты  $(n+1)$ -компонентной плазмы, электронной ( $p = e$ ) и ионных ( $p = 1, \dots, n$ ) формулируются по три уравнения моментов функции распределения, приведенные к виду, подобному [324]:

$$\frac{\partial N_p}{\partial t} + \nabla \cdot (N_p \mathbf{V}_p) = 0 \quad (7.2.1)$$

$$M_p N_p \frac{\partial \mathbf{V}_p}{\partial t} + M_p N_p (\mathbf{V}_p \nabla) \mathbf{V}_p = -\nabla (N_p k T_p) - q_0 Z_p N_p \nabla \varphi - \nabla \pi_p + R_p \alpha \quad (7.2.2)$$

$$\frac{3}{2} N_p \frac{\partial k T_p}{\partial t} + \frac{3}{2} N_p (\mathbf{V}_p \nabla) k T_p = -N_p k T_p (\nabla \mathbf{V}_p) - \nabla \mathbf{q}_p - \pi_{p\alpha\beta} V_{p\alpha,\beta} + W_p. \quad (7.2.3)$$

Система становится определенной после добавления уравнения Пуассона

$$\nabla^2 \varphi = -\frac{q_0}{\epsilon_0} \sum_p Z_p N_p \quad (7.2.4)$$

В уравнениях в качестве зависимых переменных выступают для каждого сорта  $p$  частиц:  $N_p$  – концентрация;  $\mathbf{V}_p$  – направленная скорость и  $T_p$  – температура, а также  $\varphi$  – потенциал электрического поля. Постоянными параметрами уравнений являются  $q_0$  – элементарный заряд;  $\epsilon_0$  – электрическая постоянная;  $k$  – постоянная Больцмана;  $Z_p$  и  $M_p$  – зарядность и масса частицы  $p$  (при этом  $Z_e = -1$ ). Греческие символы нумеруют компоненты векторных и тензорных величин ( $\alpha, \beta = 1, 2, 3$ ). Уравнения (7.2.1) – (7.2.3) записаны с учетом уравнения состояния каждого компонента плазмы  $P_p = N_p k T_p$ , где  $P_p$  – парциальное давление в системе частиц  $p$ .

Нулевое значение в правой части уравнения непрерывности (7.2.1) соответствует пренеб-

режению ионизационно-рекомбинационными процессами и процессами перезарядки (условие замораживания состава плазмы). Правая часть уравнения динамики (7.2.2) представляет собой сумму сил, действующих на единичный элемент объема данного компонента плазмы (слева направо): 1) силы давления, 2) кулоновской силы, 3) вязкостной силы и 4) силы взаимодействия компонентов. Здесь  $\pi_{p\alpha\beta} = H_p (V_{p\alpha,\beta} + V_{p\beta,\alpha} - 2/3 \delta_{\alpha\beta} \nabla \mathbf{V}_p)$  – тензор вязких напряжений,  $\nabla \pi_p$  – его дивергенция с компонентами  $\pi_{p\alpha\beta,\beta}$ ,  $H_p$  – коэффициент вязкости  $p$ -компоненты.

Сила взаимодействия (взаимного трения) представляет собой сумму сил, действующих на единичный объем компонента  $p$  вследствие столкновений с частицами других сортов:

$$\mathbf{R}_p = \sum_q \mathbf{R}_{pq} \quad (7.2.5)$$

Уравнения (7.2.3) являются следствием закона сохранения энергии. Они выражают тепловой баланс единичного элемента объема. Правая часть представляет собой изменение теплосодержания единичного элемента объема данной компоненты в единицу времени, связанное с (слева направо) 1) работой сил давления, 2) потоком тепла плотностью  $\mathbf{q}_p$  в пределах данной компоненты, 3) вязкостным трением и 4) взаимодействием между компонентами. Мощность, выделяемая в системе частиц  $p$  в результате "трения" при взаимодействии с потоками остальных частиц, представляется суммой

$$W_p = \sum_q W_{pq} \quad (7.2.6)$$

Члены сумм (7.2.5) и (7.2.6), описывающие интенсивность обмена импульсом и теплом между компонентами, являются функциями относительной направленной скорости  $\mathbf{V}_{pq} = (\mathbf{V}_p - \mathbf{V}_q)$ . Систематизируя литературные данные, в частности [324–329], можно прийти к следующим общим выражениям:

$$\mathbf{R}_{pq} = -\mathbf{R}_{qp} = -\nu_{pq} (M_p + M_q) \mathbf{V}_{pq} \quad (7.2.7)$$

$$W_{pq} = \nu_{pq} M_q \mathbf{V}_{pq}^2 - 3\nu_{pq} (kT_p - kT_q) \quad (7.2.8)$$

$$\text{где } \nu_{pq} = \frac{q_0^4 Z_p^2 Z_q^2}{2^{1/2} 4\pi \epsilon_0^2} \frac{N_p N_q}{M_p M_q} \left( \frac{M_{pq}}{kT_{pq}} \right)^{3/2} \langle \ln \Lambda_{pq} \rangle S(z_{pq}, \alpha) \quad (7.2.9)$$

– эффективное количество взаимных кулоновских рассеяний между частицами вида  $p$  и  $q$  в единице объема за единицу времени;

$$M_{pq} = \frac{M_p M_q}{M_p + M_q}; \quad T_{pq} = \frac{M_p T_q + M_q T_p}{M_p + M_q} \quad (7.2.10)$$

– приведенные масса и температура взаимодействующих компонент;

$$S(z, \alpha) = \frac{2}{3\pi^{1/2}} \frac{\alpha}{1 + \alpha \left( 0.4z - 0.4z^2 + \frac{4}{3\pi^{1/2}} z^3 \right)} \quad (7.2.11)$$

– функция, учитывающая уменьшение эффективной частоты кулоновских столкновений частиц разного сорта с увеличением относительной скорости движения их потоков (эффект убегания). Здесь в качестве аргумента используется выражение

$$z_{pq} = \left( \frac{M_{pq} V_{pq}^2}{2T_{pq}} \right)^{1/2}, \quad (7.2.12)$$

характеризующее отношение скорости движения потока частиц  $q$  относительно потока частиц  $p$  к приведенной скорости хаотического движения частиц  $p$  и  $q$ .

В формуле (7.2.9)  $\langle \ln \Lambda_{pq} \rangle = (\ln \Lambda_{pq} + \ln \Lambda_{qp})/2$  – усредненный кулоновский логарифм, причем

$$\ln \Lambda_{pq} = \ln(2.415 \cdot 10^{41}) + 1.5 \ln(kT_p [\text{Дж}]) - 0.5 \ln(N_q [\text{м}^{-3}]); \quad (7.2.13)$$

$\alpha$  – поправочный коэффициент порядка единицы, учитывающий изменение функций распределения частиц  $p$  и  $q$  при их взаимодействии.

Обоснование выбора функции  $S(z_{pq}, \alpha)$  в формуле (7.2.9) для уточнения выражения эффективной частоты межкомпонентных кулоновских столкновений на случай любой разности взаимных скоростей потоков дано в Приложении 3.

### 7.3. Сферически-симметричное расширение двухкомпонентной взрывоэмиссионной плазмы

#### 7.3.1 Предварительные оценки

Многие из выражений, приведенных в разделе 7.2, можно упростить с учетом того, что одна из компонент плазмы (электроны) является совокупностью легких частиц. Такой подход был использован в работе [318], где ставились следующие задачи:

- 1) проверка принципиальной возможности самосогласованного описания эволюции взрывоэмиссионной плазмы на основе модели трех моментов функции распределения на каждую компоненту;
- 2) исследование устойчивости процессов, сопутствующих расширению катодной плазмы;
- 3) исследование форм профилей концентрации, скоростей, температур, а также динамики расширения границы плазмы;

4) влияние на эволюцию плазменного облака различных параметров, в частности параметров источника, зарядности и массы иона, приложенного напряжения;

5) чувствительность решений к «эффектам второго порядка», таким как термосила, вязкостная сила, эффекту убегания электронов, определяемым множителем  $S(z, \alpha)$  и т.д., то есть тем, которыми часто пренебрегают в ходе получения аналитических оценок.

В случае двухкомпонентной плазмы,  $p = e, i$ , выражения для параметров (7.2.10) могут быть упрощены: с учетом малой массы электрона  $M_{ei} \approx M_e$ ;  $T_{ei} \approx T_e$ . Соответственно упрощаются все выражения, зависящие от этих параметров. В частности, из выражения (7.2.9), (если не учитывать поправочный множитель  $S(z, \alpha)$ ) получают известное выражение для эффективной частоты электрон-ионных столкновений в равновесной плазме. В суммах (7.2.5) и (7.2.6) остается по одному члену. При этом для рассматриваемого случая, согласно (7.2.7),

$$\mathbf{R}_i = \mathbf{R}_{ie} = -\mathbf{R}_{ei} = -\mathbf{R}_e. \quad (7.3.1)$$

Согласно же (7.2.8),

$$\begin{aligned} W_e &= W_{ei} = \nu_{ei} M_i \mathbf{V}_{ei}^2 - 3\nu_{ei} (kT_e - kT_i) \\ W_i &= W_{ie} = \nu_{ei} M_e \mathbf{V}_{ei}^2 + 3\nu_{ei} (kT_e - kT_i) \end{aligned} \quad (7.3.2)$$

В токнесущей плазме имеет место значительная разница скоростей электронов и ионов, поэтому возникает интенсивный джоулев нагрев электронной подсистемы (первый член в выражении для  $W_e$ ). Выделение джоулева тепла в ионной подсистеме оказывается в  $M_i/M_e$  раз меньшим, чем в электронной (первый член в выражении для  $W_i$ , которым, как правило, пренебрегают).

Предполагалось пространственно-изотропное (по крайней мере, в пределах некоторого телесного угла) расширение факела, в связи с чем, уравнения записывались относительно сферической системы координат с центром, совпадающим с точкой взрыва. Таким образом, задача сводилась к одномерной, формулируемой относительно радиальной координаты  $r$  (хотя с необходимостью учитывались угловые компоненты тензора вязких напряжений  $\pi_{\theta\theta}$  и  $\pi_{\phi\phi}$ , также зависящие только от  $r$ ). В соответствии с выводами работы [310] можно ожидать, что результаты расчета для сферически симметричной электродной системы могут, с малыми погрешностями, быть применены к описанию расширения катодного факела, зарождающегося на плоском катоде (при условии совмещения начала координат с точкой выброса струи). Более того, несмотря на возможное ограничение по углу разлета факела, влиянием его собственного магнитного поля на состояние расширяющейся плазмы можно пренебречь [310].

В работе [318] нами обоснована согласованность модели (7.2.1)–(7.2.4) при описании пере-

носа частиц, как в плазме, так и в вакууме: она снимает проблему сшивания региональных решений и деления электронов на плазменные и пучковые. В самом деле, участок вакуума характеризуется отсутствием ионов, поэтому уравнения (7.2.2) и (7.2.3) для  $p = i$  становятся неактуальными, а уравнение (7.2.1) констатирует лишь факт отсутствия прироста ионов в данной точке (до прихода в эту точку границы плазмы). В уравнении (7.2.2) для электронов становится доминирующим второй член правой части, описывающий электростатическую силу со стороны поля, сосредоточенного в вакуумном промежутке. Остальные члены, зависящие от температуры и концентрации частиц обеих компонент, становятся пренебрежимо малыми. В силу этого в области вакуума также пропадает актуальность уравнения (7.2.3) для  $p = e$ .

Таким образом, система уравнений (7.2.1) – (7.2.4), в целом, пригодна для описания переноса частиц во всем межэлектродном промежутке, при условии, что решения уравнений (7.2.2) и (7.2.3) для  $p = i$  в вакуумной области не приведут к счетным катастрофам. Для предотвращения счетных катастроф, связанных в основном с неопределенностями типа 0/0, достаточно обеспечить символически низкую минимальную фоновую концентрацию частиц, во всей расчетной области, включая вакуум, например  $N_p \sim 10^6 \text{ м}^{-3}$ .

Несмотря на то, что, как в области плотной плазмы, так и в области вакуума, решения уравнений (7.2.1) – (7.2.4) гарантируют довольно точный результат, для проведения корректных расчетов в приграничной области редкой плазмы необходимо уточнение, связанное с вопросом тепловыделения при вязкостном трении. В соответствии с данными [324], коэффициент вязкости для  $p$ -компоненты плазмы рассчитывается согласно выражению

$$H_p \approx \frac{3(4\pi\epsilon_0)^2 M_p^{1/2} (kT_p)^{5/2}}{4 \cdot (2\pi)^{1/2} q_0^4 Z_p^2 \ln \Lambda_{pp}}. \quad (7.3.3)$$

В области плотной плазмы вязкостный член в уравнении теплового баланса (7.2.3) оказывается пренебрежимо малым по сравнению с остальными членами. Напротив, при переходе к редкой плазме в окрестности ее границы  $N_p \rightarrow 0$  он дает физически неадекватный бесконечно быстрый рост температуры. На основании этого, вязкостный член в уравнениях (7.2.3) был исключен. Силовой же вязкостный член в уравнениях (7.2.2) учтен в полной мере. В ходе предварительных расчетов, выяснилось, что учет вязкостной силы достаточен для стабилизации численного счета и не требует введения дополнительных стабилизирующих членов в уравнения непрерывности и динамики. Таким образом, сомнения в важности учета вязкостной силы в численных экспериментах на основе гидродинамической модели отпали сами собой.

В выражениях (7.2.2) и (7.2.3) не содержатся члены, связанные с термосилой. В ходе сравнительных тестовых расчетов было выяснено незначительное влияние на результат этой силовой составляющей, что также подтверждается расчетами [346]. Учет же эффекта убегания элек-

тронов, определяемого множителем  $S(z, \alpha)$  (см. формулы (7.2.9) и (7.2.11)) заметно влияет на параметры плазмы вблизи ее границы. Без учета эффекта убегания электронов на границе плазмы возникает более высокий максимум концентрации ионов и более глубокий минимум потенциала. При этом скорость расширения границы плазмы становилась приблизительно на 10% выше, чем та, которая получалась при учете эффекта убегания. Все перечисленные особенности согласуются с тем фактом, что эффект убегания должен приводить к дополнительному вытягиванию в вакуум электронов, находящихся недалеко от границы.

### 7.3.2 Параметры задачи

Расчет проводился для вакуумного промежутка с радиусом анода  $r_2 = 1$  мм. В соответствии с соображениями, высказанными в разделе 7.1, радиус моделируемого источника плазмы был выбран равным  $r_1 = 10$  мкм. При этом, вместо предложенной в [326] схемы согласования граничных условий в гидродинамическом приближении с кинетической моделью ближней зоны, был сформулированы условия неограниченной поставки частиц плазмы в промежуток. Однако для эмуляции источника, отвечающего требованию эффективного инжектора плазмы, постановки граничных условий на радиусе  $r_1$  недостаточно. В самом деле, если в пределах всей расчетной области первоначально отсутствует плазма, но присутствует внешнее поле, процесс распространения плазмы начаться не сможет, поскольку выходящие из катода электроны будут тут же увлечены на анод, а ионы будут повернуты обратно. Простые рассуждения подсказывают, что либо должен быть задан компактный и плотный начальный профиль плазмы, экранирующий внешнее поле и имеющий запас импульса (эмуляция взрыва), либо в ходе поступления частиц в расчетную область напряжение на промежутке должно повышаться в течение некоторого времени, до тех пор, пока в прикатодной области не сформируется достаточно плотное облако (эмуляция конечного фронта импульса). В любом случае, помимо граничных условий в точке  $r_1$ , должны быть введены дополнительные условия в некотором достаточно узком приграничном слое  $[r_1; r_1 + \Delta r_1]$  (слое втекания). Кроме того, должен быть введен и узкий слой вытекания  $[r_2 - \Delta r_1; r_2]$ , обеспечивающий надежный сток частиц плазмы и подавляющий складки, связанные с отражением потоков от границы<sup>11</sup>.

В работе [318] как и в последующих наших работах [319, 320], были выбраны комбинированные условия нагнетания в вакуумный промежуток частиц и импульса. Во-

---

<sup>11</sup> В задачах численной гидродинамики введение таких приграничных областей является эффективным приемом согласования условий на границе расчетной области с довольно жесткими решениями уравнений переноса.

первых, был введен начальный кратковременный переходной период, в течение которого устанавливались как граничная концентрация частиц  $N_{p1}$ , так и напряжение генератора  $U_0$  в соответствии с выражениями:

$$N_p(r_1, t) = \begin{cases} N_{p1}t/\Delta t + N_{p1}, & t < \Delta t \\ N_{p1} + N_{p1}, & t \geq \Delta t \end{cases} \quad (7.3.4)$$

$$U(t) = \begin{cases} U_0t/\Delta t, & t < \Delta t \\ U_0, & t \geq \Delta t \end{cases}$$

Во-вторых, в узких приграничных слоях втекания  $\Delta r_1 = 1$  мкм и вытекания  $\Delta r_2 = 0.1$  мм модифицировались сами уравнения (7.2.1) внесением диффузионного члена по схеме  $\nabla(N_p \mathbf{V}_p) \rightarrow \nabla(N_p \mathbf{V}_p - D_p \nabla N_p)$ . При этом коэффициенты диффузии  $D_p$  за пределами слоев резко стремились к нулю в соответствии с выражениями

$$D_p = D_{p1} \exp \left[ - \left( \frac{r - r_1}{\Delta r_1} \right)^2 \right] + D_{p2} \exp \left[ - \left( \frac{r - r_2}{\Delta r_2} \right)^2 \right]. \quad (7.3.5)$$

Стабилизация решений соответствовала условию:

$$D_{e1} > \frac{I_m \Delta r_1}{4\pi r_1^2 q_0 N_{e1}} \quad (7.3.6)$$

где  $I_m = U_0/R$  – сила тока короткого замыкания;  $R$  – сопротивление генератора.

Условие (7.3.6) соответствует диффузионному источнику электронов, интенсивность которого превышает пропускную способность промежутка плазма–анод для эмитируемых частиц на любом этапе коммутационного периода вплоть до полного перекрытия плазмой вакуумного промежутка. Оно отвечает модели катодного пятна с неограниченной эмиссионной способностью. Расчетами проверено, что выбор величины коэффициента диффузии над критическим уровнем (7.3.6), по крайней мере, в пределах двух порядков величины практически не оказывает влияния на решения.

Параметры расчетной области во всех случаях были фиксированы при  $r_1 = 0,01$  мм,  $r_2 = 1$  мм,  $\Delta r_1 = 0,001$  мм,  $\Delta r_2 = 0,1$  мм. На самой границе  $r = r_1$  поддерживалось условие электронейтральности входящего потока  $N_{e1} = N_e(r_1, t) = Z_i N_{i1} = Z_i N_i(r_1, t)$ . Электрический потенциал катода полагался равным нулю  $\varphi(r_1, t) = 0$ . Потенциал анода рассчитывался с учетом падения напряжения на внутреннем сопротивлении генератора при протекании полного тока  $I$ :

$$\varphi(r_2, t) = U - IR. \quad (7.3.7)$$



В качестве базовых параметров задачи, относительно которых осуществлялись вариации, выбраны следующие:  $U_0 = 6$  кВ;  $\Delta t = 2$  нс;  $M_i = 64$  единиц атомных масс (медь);  $Z_i = 2$  (максимально плотная зарядовая фракция [284, 310, 330] и, в то же время, средний заряд иона в разряде с медным катодом [331, 387]);  $T_i(r_1) = T_e(r_1) = 8000$  К (критическая температура для меди [284]);  $V_i(r_1) = V_i(r, 0) = V_e(r, 0) = 400$  м/с (средняя проекционная скорость теплового движения частиц меди при 8000 К);  $N_e(r_1) = 2 \cdot 10^{25} \text{ м}^{-3}$  (согласно данным [284, 304, 332, 333], для  $r = 10$  мкм  $N_e \sim 10^{24} - 10^{26} \text{ м}^{-3}$ ).

Неварьируемыми параметрами, практически не влияющими на результаты расчета, оставались: температура анода и начальная температура плазмы  $T_i(r_2) = T_e(r_2) = T_i(r, 0) = T_e(r, 0) = 300$  К; низкие значения концентрации частиц на аноде  $N_e(r_2, t) = Z_i N_i(r_2, t) = 2 \cdot 10^3 \text{ м}^{-3}$  и их начальной концентрации в вакуумном промежутке  $N_e(r, 0) = Z_i N_i(r, 0) = 2 \cdot 10^6 \text{ м}^{-3}$ ; коэффициенты  $D_{i1} = D_{e1} = 0,1 \text{ м}^2/\text{с}$  и  $D_{i2} = D_{e2} = 10^5 \text{ м}^2/\text{с}$ ; сопротивление генератора  $R = 50$  Ом.

Нефиксируемыми граничными параметрами являлись скорости выхода всех частиц (на аноде) и скорость входа электронов (на катоде) – формально эти величины подчинялись нулевым условиям Неймана. Автоматическое установление плотности входящего потока электронов соответствует условию равновесной проводимости в расширяющемся факеле. В самом деле, перегретое состояние поверхности катода в катодном пятне дает основание считать его термоэмиттером с неограниченной эффективностью [310, 334]. Детальными расчетами [284, 310, 335] подтверждается, что в пределах катодного пятна существует характерный для такого типа эмиттеров значительный обратный поток электронов из плазмы на катод.

### 7.3.3 Решение. Профили основных величин

В ходе расчетов выявлено, что в диапазоне параметров, близких к базовым значениям, устойчивость расширения катодного факела нарушается до того, как происходит полное перекрытие промежутка плазмой. До этого момента расширение плазменного облака характеризуется плавным изменением во времени пространственных распределений величин и непрерывностью тока проводимости.

На рисунке 7.1 показано развитие профилей основных величин модели: концентраций частиц (а), их температур (б), направленных скоростей (в), а также потенциала (г), с шагом по времени 8 нс до начала развития неустойчивого режима (48 нс). Параметры расчета соответствуют базовым значениям, перечисленным в разделе 7.3.2.

Вблизи катода при  $r < 0,1$  мм участки профилей концентраций частиц становятся близкими к стационарным ( $N \sim r^{-2}$ ) уже в течение  $\sim 10$  нс. Для более удаленных от катода

участков характерное время формирования стационарного профиля велико и явно превышает время перекрытия промежутка плазмой.

Как следует из рисунка 7.1 *а*, отделение электронного потока от плазмы происходит при концентрации  $\sim 10^{19} \text{ м}^{-3}$ . Граница плазмы является резкой. Перед границей возникает небольшой максимум концентрации ионов. Соответствующая ему величина положительного заряда существенно меньше отрицательного заряда электронов в вакуумной части межэлектродного промежутка (см. врезку на рис. 7.1 *а*).

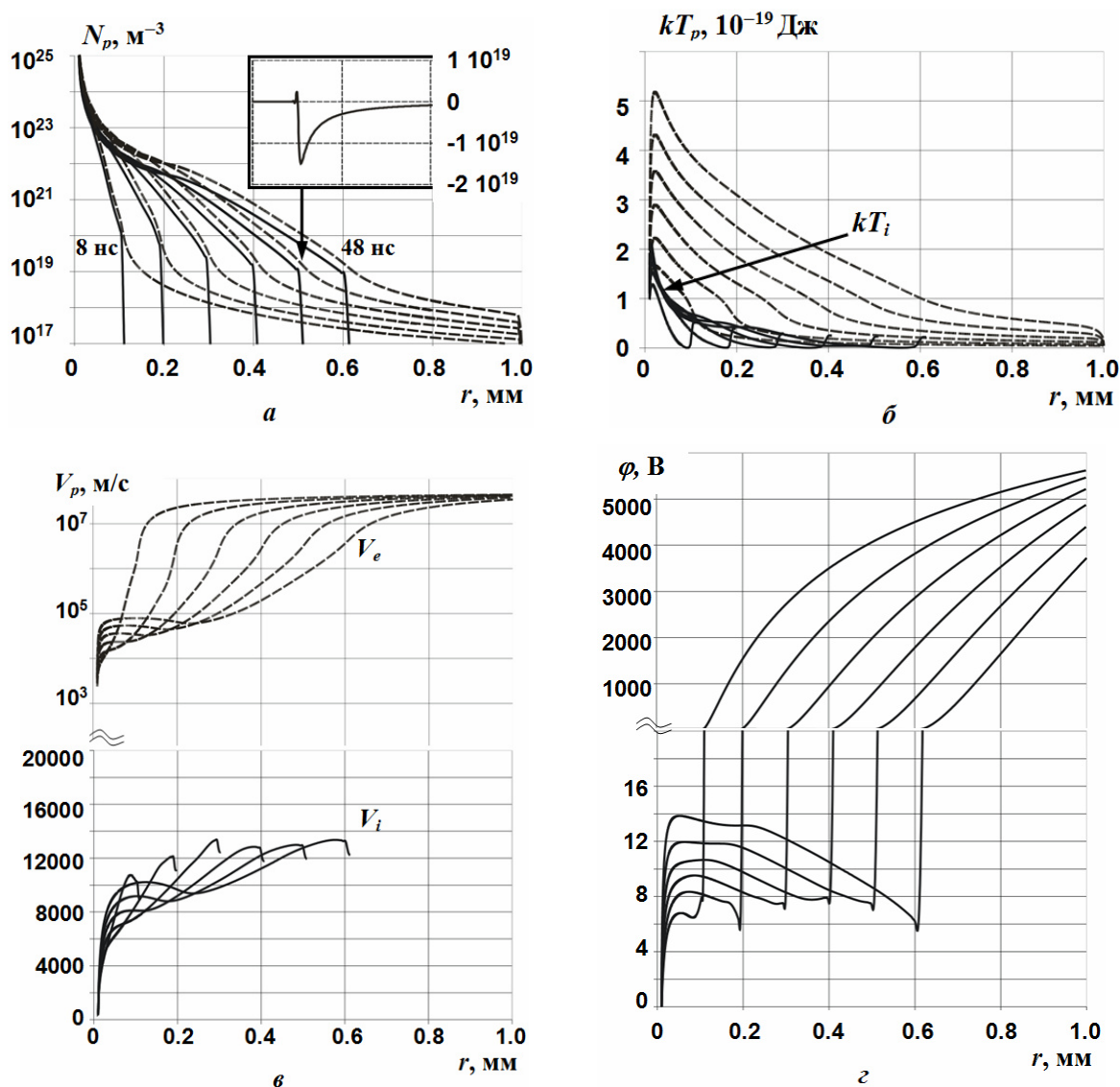


Рисунок 7.1. Зависимости от радиальной координаты величин: концентрации (*а*); температуры (*б*), скорости (*в*) частиц, а также электростатического потенциала (*г*) в моменты времени 8, 16, 24, 32, 40 и 48 нс при базовых параметрах. Профили электронов – пунктирные, профили ионов – сплошные. На врезке (*а*) показано распределение объемного заряда  $Z_i N_i - N_e$  (в единицах элементарного заряда на  $1 \text{ м}^3$ ) вблизи границы плазмы 40-нс профиля.

После некоторого периода ускорения в течение  $\sim 5 - 10$  нс скорость движения плазменной границы («передних» ионов)  $V_b$  стремится к значению  $1,3 \cdot 10^4 \text{ м/с}$  (рисунок 7.1 *в*), что близко к значению, приведенному в работах [331, 387]. Небольшие плавные «качания» вокруг этого

значения, вероятно, являются отголоском «начала взрыва», соответствующему периоду  $t < \Delta t$ , что подтверждается некоторым увеличением амплитуды качаний при уменьшении значения  $\Delta t$  от 2 до 0,2 нс. Профили направленной скорости ионов и электронов вблизи катодной поверхности являются резко возрастающими. Далее следует область плато, размер которого соответствует текущему размеру стационарной части профилей концентрации частиц. После участка плато профили вновь становятся возрастающими (рисунок 7.1 в). На границе плазмы профили скорости ионов имеют небольшой участок спада, связанный с тормозящим действием внешнего поля. На рисунке профили скоростей ионов оборваны на уровне низких концентраций  $10^{17} \text{ м}^{-3}$  (см. рисунок 7.1 а). Несмотря на некоторое подобие профилей направленной скорости ионов и электронов в пределах густой плазмы (рисунок 7.1 в), характер их движения различен. В самом деле, превышение значения направленной скорости электронов над шириной полосы разброса по тепловой скорости ( $\sim kT_e/M_e \sim 10^6 \text{ м/с}$ ) имеет место лишь вблизи границы плазмы, поэтому внутри плазмы движение электронов в основном является хаотическим. Тепловая полоса разброса скоростей ионов, напротив, является узкой, то есть движение ионов можно по праву считать направленным.

В пределах расстояния  $\sim 10 \text{ мкм}$  от «источника» плазмы (рисунок 7.1 б) температура ионов и электронов достигает максимальных значений, превышающих граничную температуру. В глубине расширяющейся плазмы температура ионов значительно снижается. Перед плазменной границей ионы существенно охлаждены. На самой же плазменной границе ионы, формирующие положительный объемный заряд, являются сравнительно «теплыми». Температура электронов за время коммутационного периода постоянно возрастает, а ее профили расширяются (рисунок 7.1 б). Темп роста температуры электронов зависит от приложенного напряжения. Для  $U = 6 \text{ кВ}$ , в течение периода устойчивого расширения плазмы, температура электронов достигает 36500 К. Причиной разогрева электронов плазмы является увеличение тока через плазму из-за постоянного повышения проводимости «последовательно включенного» сужающегося вакуумного промежутка. Стабилизирующими факторами являются снижение эффективной частоты электрон-ионных столкновений и увеличение коэффициента теплопроводности с увеличением температуры. Формальное же изменение граничной температуры электронов и ионов в пределах 3000–8000 К не влияет на картину распространения плазмы и сопутствующих величин при прочих равных условиях. Небольшие изменения проявляются лишь на самих профилях температуры, что очевидно.

Вблизи катода имеет место резкий подъем потенциала плазмы, который сменяется участком плато (рисунок 7.1 г). За областью плато, соответствующего стационарным участкам профилей концентраций, потенциал плазмы спадает. По мере расширения облака плазмы участки плато и отрицательного склона потенциала расширяются на фоне «качаний», подобных

«качанию» профиля скорости ионов. Максимум потенциала увеличивается с ростом внешнего напряжения при прочих равных условиях. Часть подъема потенциала, приходящаяся на узкую область втекания  $\Delta r_1$ , связана с «интенсивностью источника» плазмы. Эта часть определяется параметром  $D_1$ , выбор которого (при условии сохранения устойчивости расширения плазмы) практически не влияет на эволюцию плазменного облака и распределение напряженности электрического поля в основной расчетной области  $r > r_1 + \Delta r_1$ . Вторая часть подъема потенциала не зависит от выбора параметра  $D_1$  и связана с падением напряжения на омическом сопротивлении прикатодной плазмы, о чем свидетельствует монотонный рост уровня плато по мере увеличения силы тока в ходе расширения плазменного облака. Перед границей плазмы зависимость  $\varphi(r)$  имеет симметричный локальный минимум глубиной  $\sim 1$  В и шириной  $\sim 5$  мкм, соответствующий максимуму плотности объемного заряда. За границей плазмы потенциал резко возрастает и распределяется в соответствии с режимом переноса электронов в вакуумном промежутке, ограниченного объемным зарядом.

### 7.3.4 Токи в промежутке

На рисунке 7.2 показаны зависимости ионного и электронного токов от координаты  $r$ , пересчитанных на полный телесный угол  $4\pi$  из данных представленных на рисунке 7.1. Устойчивое расширение плазмы характеризуется непрерывностью полного тока проводимости – сумма ионного и электронного токов  $I = I_i + I_e$ , текущих в разных направлениях, практически не зависит от координаты. Небольшие девиации тока проводимости имеют место в области движущейся границы плазмы, где нарушение электронейтральности составляет  $(10^{-6} - 10^{-5}) N_{i0}$ . Однако они полностью компенсируются током смещения. Как следует из рисунка 7.2, электронный ток достигает значений, почти на порядок превышающих ток ионов.

Вычисленный полный ток сравнивался с теоретическим значением электронного тока через сферический вакуумный диод, в котором внутренняя сферическая обкладка, являющаяся идеальным эмиттером, имеет радиус, равный текущему радиусу плазменной границы  $r_b$ . Это значение находилось из нелинейного уравнения, составленного на основе теории Лэнгмюра и Блоджетт [336]:

$$I = \frac{4\pi P (U - IR)^{3/2}}{[\alpha(\ln r_a / r_b)]^2}, \quad (7.3.8)$$

$$\text{где } P = \frac{4\epsilon_0}{9} \left( \frac{2q_0}{m_e} \right)^{1/2} = 2.334 \cdot 10^{-6} \text{ AV}^{-3/2},$$

$\alpha(y) \approx y - 0.3y^2 + 0.075y^3 - 0.0143182y^4 + 0.0021609y^5 - 0.00026791y^6 + \dots$  – специальная функция.

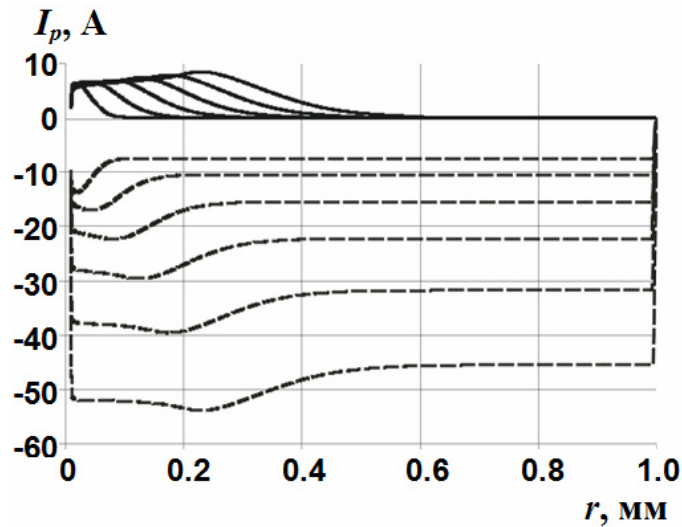


Рисунок 7.2. Зависимости от координаты электронного (пунктирные линии) и ионного (сплошные линии) тока, соответствующие расчету, проиллюстрированному на рисунке 7.1.

Оказалось, что оба значения практически совпадают при любых параметрах задачи (включая  $U$ ) для любого текущего положения плазменной границы. Таким образом, следует признать, что признаком устойчивого расширения плазмы является условие «неограниченной» электронной эмиссии из границы плазмы, что ранее отмечалось в [337] (режим, соответствующий закону степени  $3/2$ ).

На основе усредненного по коммутационному периоду значения полного тока  $\bar{I}$  можно оценить значение удельной ионной эрозии по формуле

$$\gamma = 4\pi r_1^2 N_i(r_1) V_i(r_1) M_i / \bar{I} \quad (7.3.9)$$

В пределах варьирования скоростей инжекции  $V_i(r_1) = 400 - 2000$  м/с и напряжения на промежутке (3 – 10 кВ) формула (7.3.9) приводит к диапазону значений  $\gamma \sim (10^{-8} - 10^{-7})$  кг/Кл, что соответствует как теоретическим оценкам [2, 304, 334], так и экспериментальным данным [196, 338] ( $4 \cdot 10^{-8} - 1.2 \cdot 10^{-7}$  кг/Кл). Таким образом, выбранные в качестве граничных параметров значения  $N_i(r_1) = N_e(r_1)/Z$  и  $V_i(r_1)$  (см. выше) соответствуют экспериментальным данным.

### 7.3.5 Параметры плазмы на эмиссионной границе

На рисунке 7.3 показаны зависимости от текущего радиуса границы расширяющегося плазменного облака  $r_b$  приграничных значений следующих величин: концентрации ионов  $N_{ib}$  (а), температуры электронов  $T_{eb}$  (б), а также скорости электронов  $V_{eb}$  и ионов  $V_{ib}$  (в). Характеристики даны для различных значений внешнего напряжения  $U$  и базовых значений остальных параметров (см. раздел 7.3.2). Как следует из рисунка, из всех представленных

величин лишь скорость движения границы плазмы  $V_{ib}$  является стабильной и слабо зависимой от внешнего напряжения. При этом для остальных величин случай  $U = 0$  является особым. В частности, температура электронов на границе в ходе расширения облака не возрастает, а падает, поскольку сила трения между компонентами плазмы мала, и значительную часть промежутка электроны движутся «совместно» с ионами. Концентрация частиц на границе плазмы при  $U = 0$  значительно меньше, чем концентрация при наличии напряжения.

Скорость движения плазменной границы является предметом многочисленных исследований, поскольку этот параметр определяет время коммутации при пробое вакуумного промежутка. При базовых параметрах расчета  $V_{ib}$  оказалась близкой к экспериментально определяемой скорости движения ионов меди в плазме [331].

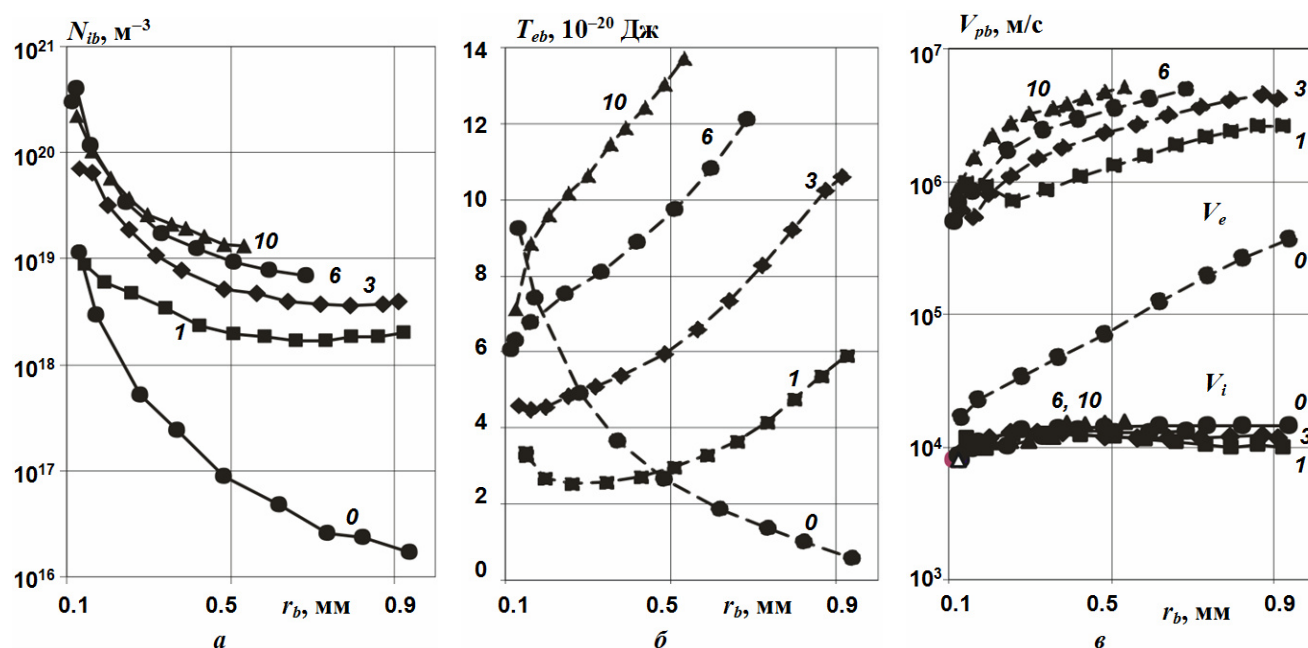


Рисунок 7.3. Зависимость параметров плазменной границы от ее радиуса при различных напряжениях на промежутке: концентрации ионов (а), температуры электронов (б), а также скорости электронов (пунктирные линии) и ионов (сплошные линии) (в).

При увеличении напряжения от 1 до 10 кВ значение  $V_{ib}$  возрастает от 10 до 15 км/с. В области малых напряжений (при  $U \sim kT_e/q_0$ ) монотонность этой зависимости нарушается, и она становится убывающей: при  $U = 0$  скорость границы плазмы достигает 13 км/с, то есть тому значению, которое соответствует напряжению  $U = 6$  кВ (рисунок 7.3).

Параметры источника плазмы в диапазоне физически обоснованных значений также оказывают на  $V_{ib}$  слабое влияние. Среди них (в скобках показаны диапазоны варьирования) температура катодной поверхности  $T_0$  (3000–8000 К), время «включения» взрывоэмиссионного центра  $\tau_N$  (0.2 – 5 нс), его "размер"  $r_1$  ( $10^{-5}$ – $10^{-4}$  м), граничная концентрация ионов  $N_i(r_1)$  ( $10^{23}$ – $10^{25}$  м $^{-3}$ ) и скорость их инжекции  $V_i(r_1)$  (20–2000 м/с). Рисунок 7.4 иллюстрирует логарифмическую зависимость скорости движения границы плазмы от скорости инжекции ионов.

рифмически слабое влияние на величину  $V_{ib}$  ( $t = 40$  нс) значения концентрации ионов в источнике  $N_{i0}=N_i(r_1)$ . Расчет при больших порядках значений величины  $N_{i0}$  затруднен в связи необходимостью сильного сгущения пространственной (а вместе с ней и временной) сетки. Если же осуществить формальную интерполяцию этой зависимости в область концентрации, соответствующей конденсированному состоянию вещества  $\sim 10^{28} \text{ м}^{-3}$ , получается значение  $V_{ib} \sim 18 \text{ км/с}$ .

На рисунке 7.5 показана зависимость  $V_{ib}$  ( $t = 40$  нс) от скорости инъекции ионов  $V_{i0}=V_i(r_1)$  при формальном расширении этой зависимости в область чрезмерно высоких значений  $V_{i0} > 10^4 \text{ м/с}$ . Видно, что в пределе больших, физически необоснованных для взрывоэмиссионного центра скоростей, зависимость  $V_{ib}(V_{i0})$  стремится к равенству  $V_{ib} = V_{i0}$ . Последний факт можно объяснить тем, что скорость  $V_{ib}$  определяется суммой начальной скорости  $V_{i0}$  и скорости  $V_F \sim (1-2) \cdot 10^4 \text{ м/с}$ , приобретаемой ионами в плазме. В условиях же функционирования взрывоэмиссионного центра  $V_{i0} \ll V_F$ . В самом деле, нижней границей величины  $V_{i0}$  является, по-видимому, проекционная скорость теплового движения ионов при критической температуре металла  $\sim 10^2 \text{ м/с}$ , а ее верхней границей – значение скорости звука в твердых телах [339]  $\sim 10^3 \text{ м/с}$ . Установлено, что скорость расширения катодных факелов, действительно, находится в относительно узком диапазоне значений  $(1-3) \cdot 10^4 \text{ м/с}$  и слабо зависит от условий эксперимента [2], в большей мере от материала катода.

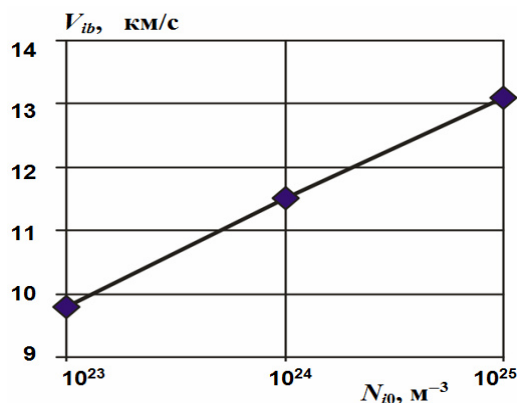


Рисунок 7.4. Зависимость скорости движения плазменной границы от концентрации инжектируемых ионов.

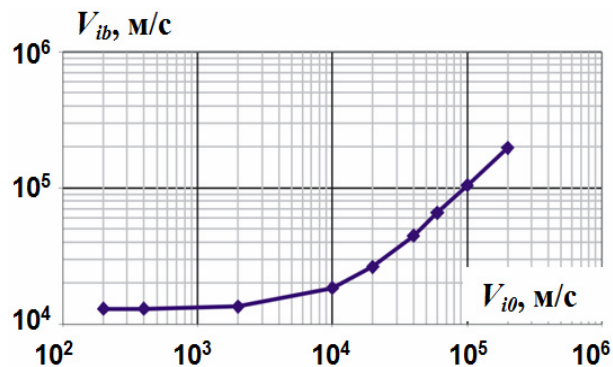


Рисунок 7.5. Зависимость скорости движения плазменной границы от скорости инъекции ионов.

Результаты численных экспериментов показали, что скорость  $V_{ib}$  наиболее чувствительна к параметрам иона плазмы – его заряду и массе (рисунок 7.6). Представленные зависимости, особенно  $V_{ib}(Z_i)$ , следует считать в некотором смысле формальными. С одной стороны, каждому чистому (не являющимся сплавом) материалу катода отвечает довольно определенный и в то же время широкий зарядовый состав, управлять которым практически невозможно. Например, для

меди усредненные по различным экспериментальным работам данные показывают, что в потоке ионов меди из вакуумной дуги присутствует, в среднем, 16%  $\text{Cu}^{+1}$ , 63%  $\text{Cu}^{+2}$ , 20%  $\text{Cu}^{+3}$  и 1%  $\text{Cu}^{+4}$  [330]. Поэтому на основе представленных данных можно говорить лишь о некотором эффективном увеличении скорости границы при увеличении среднего заряда смеси и уменьшении средней массы иона. В данном случае усредненный заряд иона близок к +2, однако нет оснований полагать, что ионы с различным зарядом будут «держаться рядом друг с другом» за счет теплового рассеяния, экранировки плазмой внешнего поля или нейтрализации плазменными электронами флуктуаций объемных зарядов. Так, согласно [340], при малых плотностях плазмы может возникнуть эффект убегания ионов разного заряда друг относительно друга.

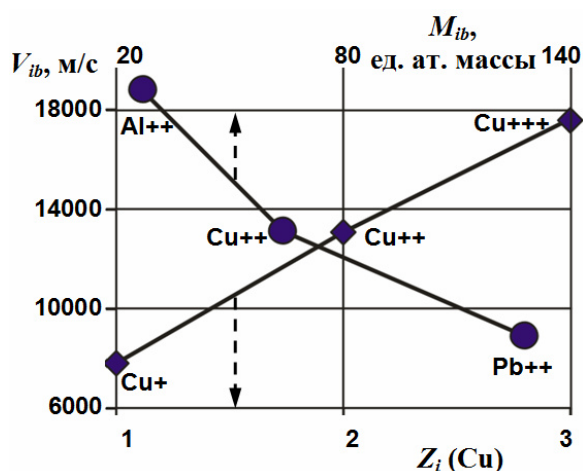


Рисунок 7.6. Зависимость скорости движения плазменной границы от массы и заряда ионов.

Учитывая то, что граничная концентрация ионов сравнительно невелика  $N_{ib} < 10^{-6} N_{i0}$ , можно ожидать, что скорость  $V_{ib}$  в условиях высокого приложенного напряжения может определяться более быстрыми ионами (например,  $\text{Cu}^{+3}$ ). Таким образом, на основе отдельных результатов, полученных для ионов различной зарядности (или массы) и знания точного зарядового (массового) состава плазмы нет возможности сконструировать решение, описывающее поведение вблизи границы плазмы отдельных фракций в многокомпонентной смеси. Корректное решение может быть получено, если каждая зарядовая и/или массовая фракция ионов будет описана тремя уравнениями переноса частиц, импульса и энергии вида (7.2.1)–(7.5.3), в которых должны учитываться силовые и тепловые взаимодействия с остальными фракциями плазмы. Для ответа на принципиальный вопрос о возможности пространственного разделения ионов разных фракций в плазменном облаке, по-видимому, достаточно рассмотреть трехкомпонентную модель плазмы, что сделано в разделе 7.4.



### 7.3.6 Силы, действующие на ионы

Данные раздела 7.3.3, свидетельствуют о том, что основная часть объема взрывоэмиссионной плазмы находится в нестационарном состоянии. Несмотря на это, интересно сделать качественные сравнения соотношения сил в вакуумной искре с соотношением сил в стационарной плазме дуги, полученным в [311] (и в [341], где исправлены неточности модели [311]).

На рисунке 7.7 показаны четыре составляющие силы, действующие на отдельный (пробный) ион в момент времени 40 нс от начала микровзрыва при базовых параметрах расчета (рисунок 7.1, предпоследние профили). Как видно из рисунка 7.7, а, ион испытывает ускоряющую силу  $F_i$  по всей длине плазменного облака. Сила вязкости пренебрежимо мала и проявляет себя лишь вблизи границы плазмы, где ионы резко изменяют свою скорость (рисунок 7.7, б). Доминирующей составляющей является сила взаимодействия с электронным потоком (сила электрон-ионного трения)  $F_{if} = R_i/N_i$ . Сила электрического макрополя  $F_{iE} = -q_0 Z_i \partial \phi / \partial r$  в срединной части облака является второй по значимости, но дает заметный вклад в ускорение ионов. Вблизи границы облака электрическая сила является доминирующей, но при этом она почти полностью компенсируется силой вязкости  $F_{iH}$ . За пределами границы плазмы имеет место непреодолимый потенциальный барьер для ионов, созданный внешним электрическим полем.

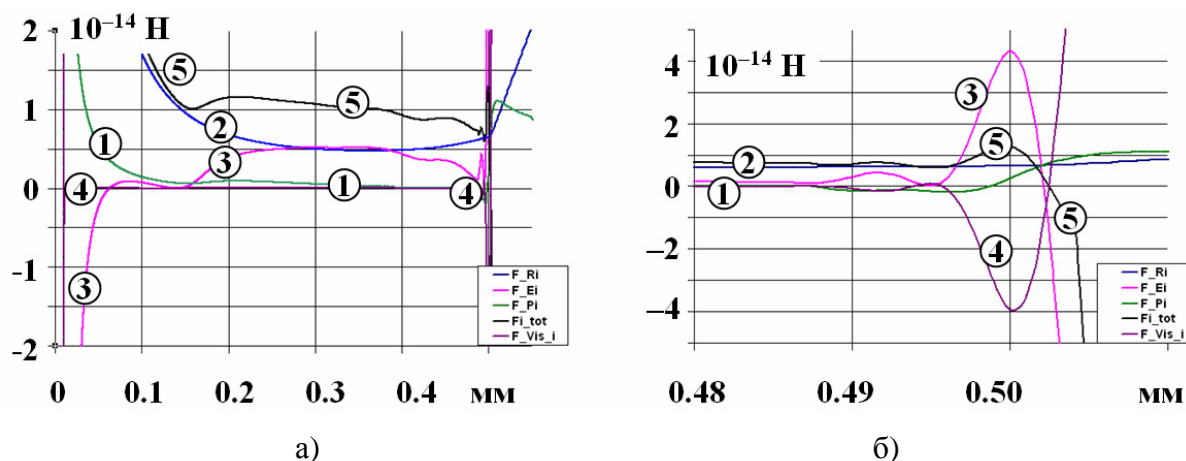


Рисунок 7.7. Силы, действующие на ион в различных точках плазменного облака при базовых заданных параметрах задачи, в момент времени 40 нс от начала расширения: по всей длине (а); в области границы (б). 1 – сила давления; 2 – сила взаимодействия с потоком электронов; 3 – электрическая сила; 4 – сила вязкости; 5 – суммарная сила.

Сила давления  $F_{iP} = -(1/N_i) \partial(N_i k T_i) / \partial r$ , дает третий по значимости вклад в полную силу, действующую на ион. Таким образом, в нестационарной плазме взрывоэмиссионного центра соотношение составляющих сил качественно соответствует соотношению, предсказанному в [311] и [341] на основе аналитических выкладок при описании стационарной плазмы.

Рассматриваемый в качестве примера момент времени 40 нс соответствует случаю, когда электрическая сила в небольшой срединной части плазменного облака все же начинает превышать силу взаимодействия с электронным потоком и становится на некотором участке доминирующей (рисунок 7.7, а). Именно в этом месте и в это время в облаке начинают зарождаться неустойчивости (см. далее раздел 7.3.7).

### 7.3.7. Проблема устойчивости

Плазма представляет собой среду, в которой легко возбуждаются различные виды колебаний и волн. На фоне нестационарных процессов в токнесущей плазме могут возникать неустойчивости различной природы, приводящие к образованию слоев объемного заряда и ступенчатому изменению потенциала [342]. Экспериментально установлено, что неустойчивости, сопровождаемые всплесками тока, возникают также в ходе расширения плазмы взрывоэмиссионного центра [2, 282, 313, 343–345]. Авторы [344] связывали возникновение неустойчивостей в плазме взрывоэмиссионного центра с коллективными взаимодействиями электронов и ионов. Авторы [189, 345] предполагали, что неустойчивости могут быть обусловлены нестабильностью поставки вещества из взрывоэмиссионного центра в плазменное облако. Расчеты, выполненные в работах [282, 313], показали появления наносекундных неустойчивостей в непосредственной близости от катода, на расстоянии 1–2 мкм, в случае чрезмерно высокой плотности тока  $\sim 10^9$  А/см<sup>2</sup>. В этом случае поток возвращающихся на катод частиц (нейтралов и ионов) начинает превышать поток испаряемых атомов. В рамках модели и расчетов, представленных нами, очевидно, что такого рода неустойчивость в зоне генерации плазмы проявиться не должна. В ходе расчета автоматически устанавливаются уровни плотности тока  $\sim 10^8$  А/см<sup>2</sup>, на порядок меньшие критических значений. Такой режим авторы [282] также исследовали, и назвали его "спокойным". В "спокойном" режиме переноса в работе [282] была также выявлена слабая неустойчивость вблизи границы расширяющейся плазмы, которая характеризуется выбросом небольшой партии приторможенных полем ионов в сторону катода. В наших расчетах это выражается в наличии небольшой складки и максимума на профиле скорости ионов непосредственно перед границей (рисунок 7.1, в).

В силу малого пространственно-временного диапазона расчета (30 мкм–2 нс), авторы [282] принципиально не могли увидеть раскачку неустойчивости иной природы во внутренних слоях плазмы, которые обнаружены нами при моделировании "спокойного" расширения плазмы. Обратимся к рассмотрению примера, представленного в разделе 7.3.3, для исследования поздних этапов развития плазменного облака. Последние 48-нс профили величин, приведенные на рисунке 7.1, при более детальном рассмотрении демонстрируют появление и

развитие мелкомасштабной неустойчивости в пределах некоторого внутреннего участка плазмы. Нарушение устойчивости протекает в два этапа. Первый этап развивается в течение порядка 10 нс. Для него характерно появление флуктуаций плотности частиц на уровне, соизмеримом с плотностью отрицательного объемного заряда электронов эмитируемых плазменной границей,  $\sim 10^{-19} \text{ м}^{-3}$  (рисунок 7.8). Соответствующие немонотонности в виде мелкой ряби появляются также на профилях потенциала и скорости ионов. Частота колебаний является промежуточной по отношению к электронной и ионной плазменным частотам (для текущей локальной концентрации и температуры).

Второй этап развития неустойчивости гораздо более динамичный. Он характеризуется резким возрастанием амплитуд колебаний на всех профилях обоих видов частиц, а также ростом высоковольтной ступени на распределении потенциала со скоростью  $\sim 1 \text{ кВ/нс}$  (рисунок 7.9). Участок пониженной проводимости плазмы (ширина подъема ступени) составляет около 50 мкм. Амплитуда колебаний ионного тока в основной гармонике в рассматриваемом случае двукратно превышает амплитуду колебаний электронного тока, а в коротковолновых гармониках, которые резко возрастают – многократно. Таким образом, неустойчивость, по-видимому, связана с раскачкой ионной подсистемы в электрическом поле, а электроны в этом процессе являются ведомыми. На втором этапе неустойчивости начинают также проявляться погрешности вычислений, связанные с конечным размером ячейки пространственно-временной сетки, что выражается в появлении острых пиков на горизонтальных профилях суммы тока проводимости и тока смещения. Так в момент времени 60.1 нс, когда формируется потенциальная ступень высотой около 400 В (рисунок 7.9), амплитуда предельно коротких пространственных флуктуаций вычисляемого значения полного тока достигает приблизительно 1/3 от амплитуды соответствующих флуктуаций тока ионов. В результате дальнейшей раскачки амплитуда ступени может достигнуть нескольких киловольт, прежде чем возникнут счетные неустойчивости и аварийное завершение расчета.

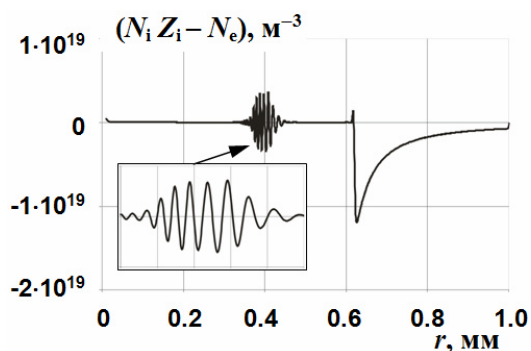


Рисунок 7.8. Флуктуации распределения плотности объемного заряда (в единицах  $q_0/\text{м}^3$ ) в момент времени 52 нс.

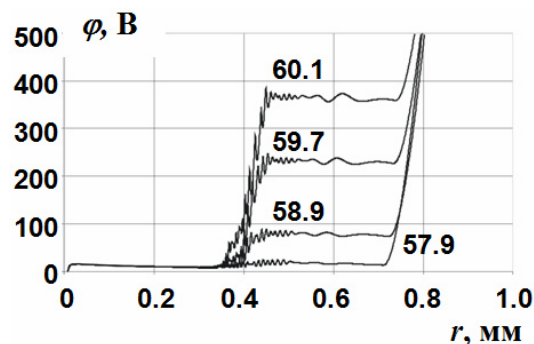


Рисунок 7.9. Рост ступени на распределении потенциала. Числа – моменты времени в наносекундах

Анализ действующих сил показал, что устойчивость начинает нарушаться в том месте плазменного облака и в тот момент времени, где электрическая сила, действующая на ионы, начинает преобладать над диссипативной силой взаимного трения ионов и электронов (раздел 7.3.6. и рисунок 7.7, а).

Чем меньше напряжение на межэлектродном промежутке при прочих равных условиях, тем ближе к аноду приближается граница плазмы без нарушения устойчивости, что также соответствует установленному выше правилу. Эта тенденция согласуется с данными экспериментальных исследований, обобщенных в [343]. Согласно расчетам, при напряжении  $U = 10$  кВ, и базовом наборе прочих параметров (см. раздел 7.3.2) до возникновения неустойчивости, фронт плазмы успевает пройти половину миллиметрового промежутка, а при  $U = 6$  кВ – три четверти промежутка. При  $U \leq 3$  кВ плазма успевает перекрыть промежуток до того, как разовьется неустойчивость.

Основываясь на полученных данных, дадим некоторое уточнение в отношении известного механизма распространения взрывоэмиссионной активности вдоль плоской поверхности катода через расширяющееся плазменное облако центра-предка, описанного в [189] и подтверждаемого рядом экспериментов [190, 192]. Механизм предполагает расширение плазмы взрывоэмиссионного центра во все полупространство ВП, ее контакт с катодной поверхностью, а также разделение плазменного облака на внутреннюю часть, находящуюся под потенциалом, близким к потенциалу катода, и внешнюю плазменную оболочку, имеющую высокий потенциал. Зная распределение плотности плазмы, а также место и время разрыва потенциала в облаке, можно определить характер деформации внешней оболочки. На рисунке 7.10 пунктирная окружность меньшего радиуса обозначает место разрыва потенциала, а окружность большего радиуса обозначает фронт плазменного облака в момент времени 60.7 нс, при котором потенциал внешней оболочки достиг 1000 В. Появление радиального разрыва потенциала в облаке при наличии плоского катода должно привести к отрыву облака от поверхности катода в результате расширения ионно-матричного слоя (см. далее, раздел 8.1). Пунктирной кривой показана граница ионно-матричного слоя, рассчитанная по формуле (8.1.2, глава 8), где вместо величины  $N_0$  подставлена текущая концентрация положительного заряда  $N_i(r) \cdot Z_i$ , а вместо  $U$  – потенциал плазмы. Сплошной линией показана уточненная граница плазмы. Как следует из представленных корректировок, прикатодный сектор плазменного облака в ходе разрыва потенциала претерпевает значительные и резкие деформации, которые могли бы отразиться на динамических и эмиссионных характеристиках плазменного облака в целом.

В связи с обсуждаемой темой, обратим внимание на возникновение скачка напряженности электрического поля вблизи катода в области разрыва потенциала и соответствующего пространственного разрыва  $L_M$ . При подстановке значений в формулу (8.1.3, глава 8), найдем

напряженность прикатодного поля 1,6 МВ/см. При этом во внутренней части облака вблизи разрыва потенциала эта же формула дает значение 0,12 МВ/см. Представленные оценки в сравнении с данными главы 3, показывают что разрыв потенциала на уровне  $10^2$ – $10^3$  В создает условия для возникновения пробоя под слоем плазмы, и, соответственно, для возникновения дочернего центра взрывной эмиссии.

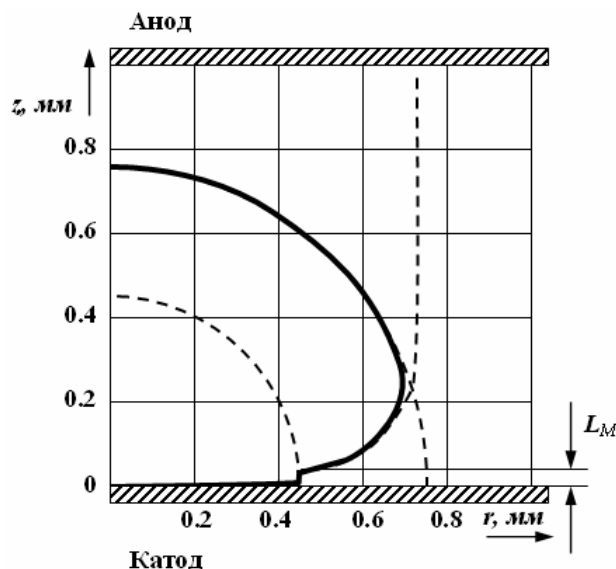


Рисунок 7.10. Краевая деформация внешней оболочки плазменного облака, изотропно расширяющегося в плоский ВП, при возникновении внутреннего разрыва потенциала 1 кВ.

Таким образом, расчеты показали, что возникновение неустойчивости и узкие разрывы проводимости в плазме взрывоэмиссионного центра могут определяться текущими внутренними свойствами плазмы, и необязательно связаны с нестабильностью поставки частиц в плазму, поскольку условия задачи, в частности условие (7.3.6), соответствуют избыточному инжекции частиц в расширяющееся плазменное облако.

#### 7.4. Сферически-симметричное расширение трехкомпонентной моно-элементной катодной плазмы

Предметом дискуссий в литературе является вопрос о возможном разделении ионов различных зарядностей по скоростям (и соответственно, по пространству) в расширяющейся плазме [331]. Этот вопрос тесно связан с вопросами о силах «взаимного трения» и о возможности «взаимного убегания» друг от друга ионов различных фракций [340, 346]. Эксперименты дают различные сведения о соотношении скоростей ионов с различной зарядностью в расширяющемся плазменном облаке: можно встретить как утверждения об их равенстве (например, в [331] для случая катодной дуги), так и утверждения об их существенном различии (например, в [289] для случая лазерной абляции). Вероятно, важную роль в этой проблеме играют экспери-

ментальные условия.

В разделе 7.3, материал которого базируется на работе [318], рассматривалось расширение катодного факела с ионной фракцией, имеющей одну определенную зарядность:  $Z = +1, +2$ , или  $+3$ . Апробированный в работе [318] алгоритм расчета был впоследствии применен и к численной симуляции эволюции взрывоэмиссионной плазмы, включающей две зарядные фракции. Основные результаты этих вычислительных экспериментов изложены в работах [319, 320]. В качестве материала катода был выбран никель ( $M_1 = M_2 = 59$  единиц атомных масс). Основанием для выбора, являются экспериментальные данные, согласно которым за пределами ближней области катодного пятна на никеле формируется поток ионов, в основном состоящий из двух зарядовых фракций  $+1$  и  $+2$  [330]. В расчете было принято  $N_2 : N_1 \approx 3 : 1$ . В то же время, масса иона никеля близка к массе иона меди, поэтому возможно и сравнение результатов расчета с результатами, представленными в разделе 7.3 при прочих равных условиях.

На рисунке 7.11, показаны профили: концентраций частиц  $N_p$ , их направленных скоростей  $V_p$ , температур  $T_p$  и потенциала  $\varphi$  для граничной концентрации  $N_e(r_1) = 2 \cdot 10^{25} \text{ м}^{-3}$ . На рисунке 7.11, *а* рассмотрен случай: «а» развития вакуумного пробоя из взрывоэмиссионного центра при  $U = 6 \text{ кВ}$  и  $T_e(r_1) = 8000 \text{ К}$ . На рисунках 7.11 *б, в* приведены результаты расчетов развития плазменного факела из микровзрывного центра в отсутствие внешнего электрического поля. Эти случаи («б» и «в») соответствуют действию стороннего источника плазмы (например, короткой микродуги). При этом электроны в источнике плазмы предполагались изначально разогретыми до температуры  $T_e(r_1) = 36000 \text{ К}$ , что приблизительно соответствует температуре, приобретаемой электронами в токонесущей плазме в ходе развития вакуумного пробоя (рисунок 7.11, *а*).

Случай «б» характеризует эволюцию плазменного облака в той же электродной системе, что и в случае «а», но при условии отсутствия смещения,  $U = 0$ . Здесь плазменный факел выступает в качестве источника ЭДС, нагруженного на цепь межэлектродного промежутка с внешним сопротивлением  $R = 50 \text{ Ом}$ . Случай «в» соответствует результатам расчета без фиксации потенциала в точке  $r_2$  (точка  $r_2$  находится под “плавающим” потенциалом). В пределах промежутка времени, при котором плазма заполняет область, выделенную для расчета, можно считать этот сценарий соответствующим расширению облака в открытое пространство, или в межэлектродный промежуток, с сильно удаленным несмещенным коллектором.

Сравнение рисунков дает представление о характере расслоений отдельных фракций на фронтальной части плазменного облака при различных экспериментальных условиях. Из представленного в логарифмическом масштабе семейства профилей концентраций, видно, что структура расширяющегося плазменного облака во всех случаях для уровня концентраций

свыше  $10^{19} \text{ м}^{-3}$  качественно одинакова и, фактически, не отличается от структуры двухкомпонентной плазмы (см. раздел 7.3). Облако можно условно разделить на два расширяющихся радиальных слоя. Внутренний слой плотной плазмы небольшого размера, примыкающий к источнику, характеризуется распределением концентраций частиц, близким к  $N_p \sim r^{-2}$ . За ним следует нестационарный участок, расширяющийся с большей скоростью слой, в котором электронейтральность и состав плазмы сохраняется.

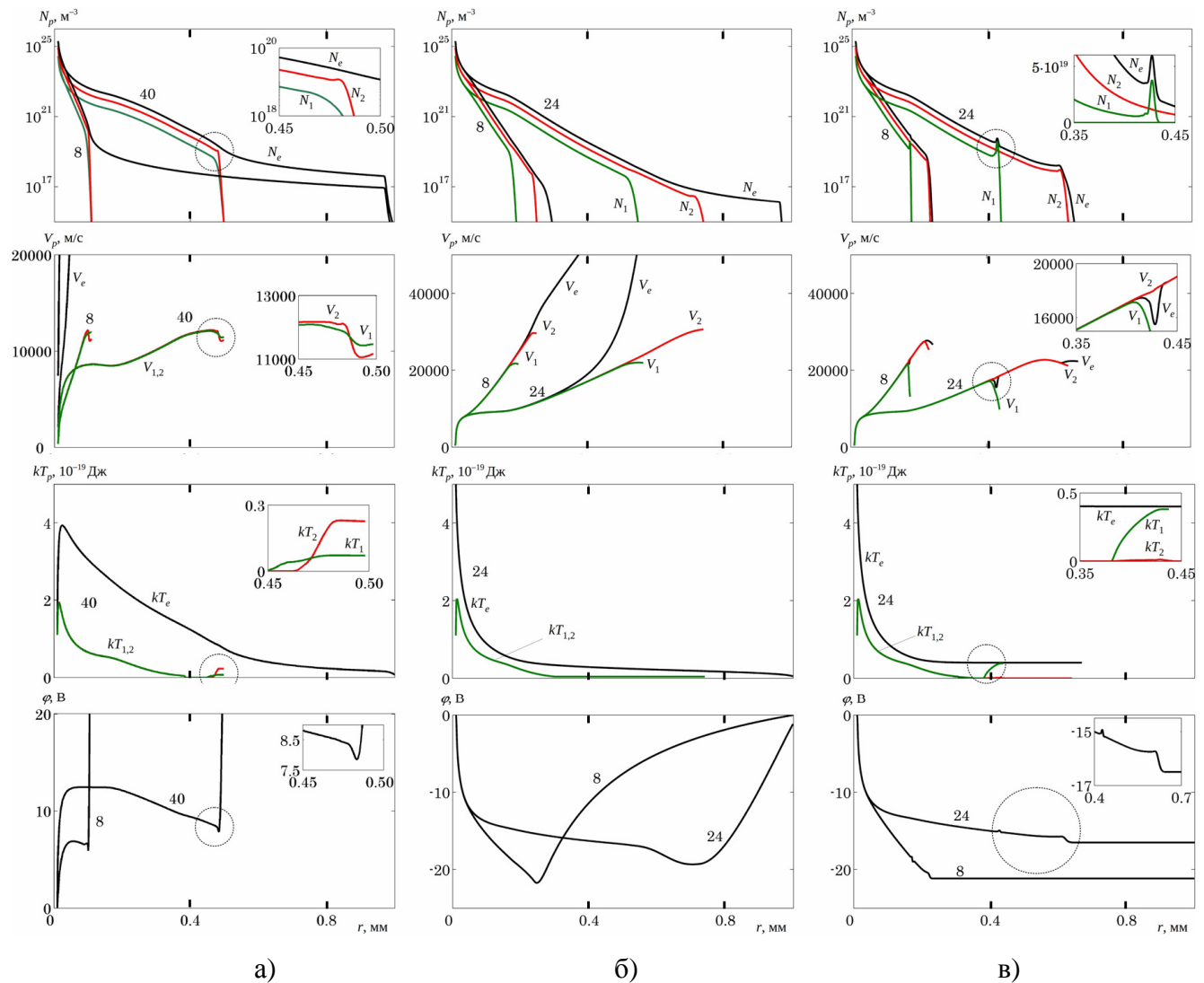


Рисунок 7.11. Профили (сверху вниз) концентраций, направленных скоростей и температур компонент плазмы и потенциала для случая расширения плазмы из взрывоэмиссионного центра: а) – случай "а" токнесущей плазмы при  $U=6 \text{ кВ}$ ; б) и в) – соответственно, случаи "б" и "в" не-токнесущей плазмы при  $U=0$  (см. пояснения в тексте). Числа на кривых указывают время в наносекундах, прошедшее с момента начала микровзрыва.

При наличии напряжения (рисунок 7.11, а), профиль электронов «отслаивается» от профилей обеих фракций ионов на уровне концентраций  $\sim 10^{19} \text{ м}^{-3}$ . При этом профили концентрации 1-зарядных и 2-зарядных ионов имеют почти совпадающие резкие границы, перед которыми их скорости незначительно рассогласованы. Скорость расширения границы плазмы при выбранных параметрах расчета составляет  $V_b \approx 1.2 \cdot 10^4 \text{ м/с}$ . Таким образом, расчеты

показывают, что в расширяющемся катодном факеле в устойчивой коммутационной фазе вакуумного пробоя (случай «а») нет существенного пространственного разделения ионных фракций: их скорости всюду выровнены вплоть до границы, а состав плазмы остается неизменным. Как следствие, качественное описание эволюции двухкомпонентного катодного факела, сделанное в разделе 7.3, переносится на случай трехкомпонентного, и, вероятно, многокомпонентного факела: движение ионной смеси в этом случае можно свести к движению ионов одного сорта с некоторой эффективной массой и зарядом.

При отсутствии внешнего напряжения (случай «б» и «в») граница плазмы является "растянутой" в область меньших концентраций  $\sim 10^{17}-10^{18} \text{ м}^{-3}$ , а профили направленных скоростей ионов – соответственно, в область значений  $(2-4) \cdot 10^4 \text{ м/с}$  (рисунки 7.11 б, в). В области малых концентраций происходит разделение ионов по зарядовым фракциям. На уровне концентраций менее  $\sim 10^{18} \text{ м}^{-3}$  в плазме возникает довольно резкий «фазовый переход»: внутренняя часть нестационарного слоя имеет исходный состав  $N_e : N_2 : N_1 = 7 : 3 : 1$ , внешняя –  $N_e : N_2 : N_1 = 2 : 1 : 0$ . На внешней границе плазмы, имеется небольшой максимум концентрации ионов, подобный описанному в разделе 7.3.3. В рассматриваемом случае трехкомпонентной плазмы этот максимум формируется за счет ионов высшей зарядности +2. За пределами плазмы формируется электронная оболочка. Плазма приобретает отрицательный потенциал. Профили температуры электронов являются резко спадающими, однако полного вымораживания, как у ионов, не наблюдается.

При наличии коллектора, гальванически связанного с катодом через внешнюю цепь, (анод при  $U=0$ , случай «б») между плазмой и коллектором возникает электрическое поле, которое усиливается по мере сужения вакуумного промежутка (рисунок 7.11, б). Электронная оболочка в этом случае является протяженной и ассоциированной с широким минимумом потенциала. В результате такой макро-поляризации электронное облако достигает коллектора гораздо раньше, чем граница плазмы. Полное перекрытие промежутка плазмой приводит к снижению потенциала коллектора и его выравниванию с потенциалом внешних слоев плазмы (падение потенциала перераспределяется на последовательное сопротивление генератора 50 Ом). Дальнейшее заполнение плазмой миллиметрового межэлектродного промежутка занимает значительное время по сравнению со временем пролета через промежуток фронтальной части плазмы.

В отсутствие близкорасположенного коллектора (случай «в») пространственное разделение ионных фракций проявляется наиболее ярко (рисунок 7.11, в). Профиль отстающих 1-зарядных ионов обретает особо крутой фронт, вблизи которого происходит их некоторый разогрев. Электронная оболочка образует тонкий слой вокруг профиля 2-зарядных ионов, а ассоциированный с ней минимум потенциала является небольшим и соответствует уровню



тепловой энергии электронов на границе. Приграничный скачок температуры 2-зарядных ионов, в отличие от 1-зарядных ионов, практически отсутствует. Интересно отметить, что на границе внутреннего «фазового перехода» возникают компактные и довольно плотные смежные двойные электрические слои, движущиеся вместе с фронтом 1-зарядных ионов. Группировка 1-зарядных ионов на собственном фронте профиля сопровождается компенсирующей группировкой электронов. Компенсация не может быть полной в силу теплового движения электронов. Поэтому в точке максимума концентрации 1-зарядных ионов возникает максимум положительного объемного заряда, а по обе стороны от нее – области отрицательного объемного заряда. “Правый” минимум объемного заряда глубже “левого” из-за того, что концентрация 1-зарядных ионов здесь резко устремляется к нулю. Таким образом, для случая расширения плазмы в открытое пространство «фазовый переход» в нестационарном слое от состава  $N_e : N_2 : N_1 = 7 : 3 : 1$  к составу  $N_e : N_2 : N_1 = 2 : 1 : 0$  имеет узкую прослойку смешанной «фазы», в которой могут доминировать однозарядные ионы.

## 7.5. Аксиально-симметричное расширение катодной плазмы

Переход к многомерным задачам увеличивает потребности в оперативной памяти и времени расчета. В последнее время большую популярность приобрела вычислительная среда Comsol Multiphysics, позволяющая применять к широкому классу физических задач экономичный метод расчетов, базирующийся на представлении уравнений в интегральной упрощенной форме (weak form) на конечных элементах (finite elements). Помимо своего ядра, Comsol Multiphysics комплектуется специальными приложениями-интерфейсами, позволяющими экономить время на этапе подготовки к вычислениям. Однако модуль "Plasma" не содержит моделей, пригодных для расчета взрывоэмиссионной плазмы, характеризуемой высокими градиентами плотности и отсутствием плотного фона нейтралов. Основу модуля составляют ДД-модель, которая является значительным упрощением МЖ-модели и в большей степени подходит к описанию свойств технологической плазмы с высоким содержанием нейтралов. Для моделирования плазмы на основе базовой МЖ-модели (7.2.1–7.2.4) использовался модуль "Computation fluid dynamics" ("Вычислительная гидродинамика", CFD). При этом мультифизическая модель помимо интерфейса "Electrostatic" ("Электростатика") включала два интерфейса "Non-Isothermal Flow" ("Неизотермические потоки"), один из которых соответствует среде электронов, второй – среде ионов. Использование Comsol Multiphysics для симуляции расширения плазменного облака преследовало отчасти методическую цель проверки точности и устойчивости технологии "weak form – finite elements" при в ходе расчета плазмы как системы взаимодействующих взаимодействующих жидкостей [321]. Позже на базе такой мультифизической модели

рассчитывались тяговые характеристики космических малых двигателей на основе импульсной дуговой плазмы с коррекцией ее разлета импульсным магнитным полем [322, 323].

В предшествующих разделах электродная система "острый катод – широкий анод" аппроксимировалась модельной системой двух сфер: малой,  $r_1 = 10^{-5}$  м, эмитирующей источник плазмы и большой  $r_2 = 10^{-3}$  м, имитирующей анод. Это позволило свести задачу к одномерной при рассмотрении ее относительно сферической системы координат. Решение такой изотропной задачи достаточно точно описывает динамику расширения взрывоэмиссионных катодных факелов во внутренних частях факела, особенно в их приосевой зоне, которая в основном и определяют развитие коммутационной стадии вакуумного пробоя.

В данном же случае задача формулировалась относительно цилиндрической системы координат  $(r, z, \theta)$  в предположении об аксиально-симметричном расширении плазменного облака, при котором величины не зависят от угловой координаты. Для "точного" решения задача, вообще говоря, должна быть поставлена на полубесконечной области  $-\infty < z \leq z_2$ , где плоскость  $z = z_2$  соответствует положению анода. В данной модели область расчета была ограничена полосой  $0 \leq z \leq z_2$  с полусферической микрополостью радиуса  $R_1 = 10$  мкм, имитирующей "поверхность" катода (рисунок 7.12). На плоскости  $z = 0$  ставились условия Неймана  $\partial/\partial z = 0$  для всех величин, а условия Дирихле, описанные в разделе 7.3.2, ставились на поверхности микрополости. В частности, на поверхности микрополости поддерживалось условие электронейтральности входящего потока при концентрации частиц  $N_1 \sim 10^{25} \text{ м}^{-3}$  и температуре  $T_1 = 8000 \text{ К}$ . Учитывая экранировку внешнего электрического поля плазменным облаком, можно ожидать, что в пределах некоторой конусной поверхности  $z = br$ , где  $b \sim 1$ , данное решение окажется достаточно точным. В пределах узкого конуса ( $b \gg 1$ ) следует ожидать также совпадения решения данной задачи с решением задачи об изотропно расширяющемся плазменном облаке, рассмотренном в разделах 7.3–7.4.

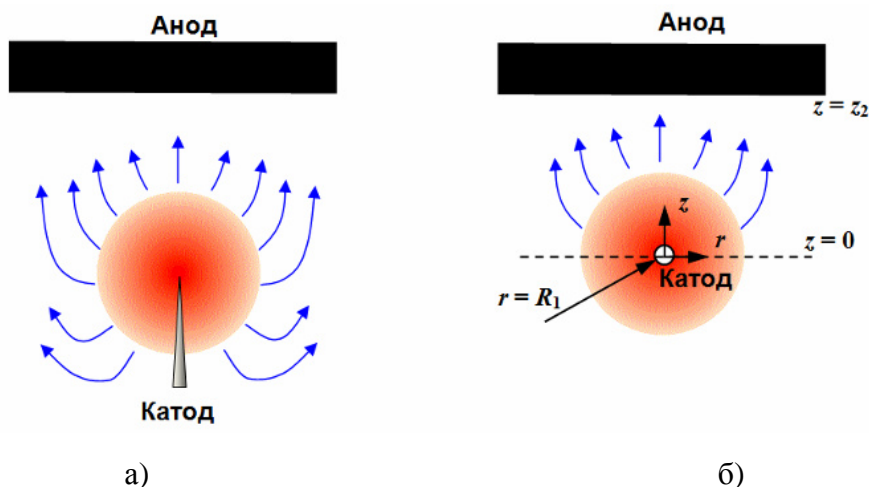


Рисунок 7.12. Электродная система острый–плоскость (а) и ее модель (б).

Начальный профиль концентрации частиц плазмы был задан функцией, резко спадающей при удалении от поверхности катода:

$$N_p = \frac{N_0}{|Z_p|} \left\{ \exp \left[ - \left( \frac{R-r_1}{r_1} \right)^2 \right] + G \right\} \quad (7.5.1)$$

где  $R(r, z) = (r^2 + z^2)^{1/2}$ .

Начальный фон концентрации выбирался на уровне  $G = 10^{-12}$  (модель не допускает нулевых концентраций). Расчет проводился для массы ионов, равной 59 атомным единицам (Ni). Случаи  $Z_i = +1$  и  $Z_i = +2$  рассматривались отдельно.

На анодной плоскости  $z = z_2 = 1$  мм поддерживались условие исчезновения частиц и температура  $T_2 = 300$  К. В течение небольшого начального промежутка времени  $\Delta t = 0.1$  нс потенциал анода возрастал линейно до уровня  $\varphi(r, z_2) = U_0 = 6$  кВ, после чего оставался на этом уровне.

На рисунке 7.13 показаны совмещенные поля изолиний плотностей положительного заряда (двойной концентрации ионов при  $Z_i = +2$ ) и отрицательного заряда (концентрации электронов) в момент времени 28 нс. Как следует из рисунка, имеет место слабая анизотропия плазменного облака – оно слегка вытянуто в сторону анода. Электронный поток отделяется от плазменного облака, как было установлено ранее (разделы 7.3–7.4), на уровне концентраций  $\sim 10^{19} \text{ м}^{-3}$ . Изолиния этой концентрации, по сути, является границей плазмы. За пределами плазмы изолинии электронов вытягиваются в сторону анода, что связано с их нахождением в области ускоряющегося поля. Напротив, изолинии ионов в направлении анода сплющиваются и группируются, что вызвано их торможением в электрическом поле. В направлении, параллельном аноду, возникает широкая область отрицательного потенциала, и ионы образуют более вытянутые профили. Качественно эволюция внешних частей облака в аксиальном и радиальном направлениях соответствует случаям, рассмотренным в разделах 7.3.3 и 7.4, где в приближении сферической симметрии электродной системы рассматривались условия расширения плазмы, соответственно, при наличии и при отсутствии смещения на внешнем коллекторе (аноде).

В области малых концентраций частиц алгоритмы Comsol Multiphysics и в частности модуля CFD приносят погрешности, в связи с чем, границы плазмы в целом оказываются размытыми, а скорости ионного потока, несколько завышенными. На рисунке 7.13. можно также усмотреть изъяны решений в приосевой области расчетного поля. В тоже время, результаты расчетов позволяют качественно оценить влияние анизотропии внешнего электрического поля на некоторые особенности расширения плазменного облака в областях широких угловых секторов.

На рисунке 7.14 показано развитие во времени профилей: концентраций частиц (а), их температур (б), направленных скоростей (в), а также потенциала (г) вдоль образующей конуса  $r = z$  (пунктирные линии на рисунке 7.13).

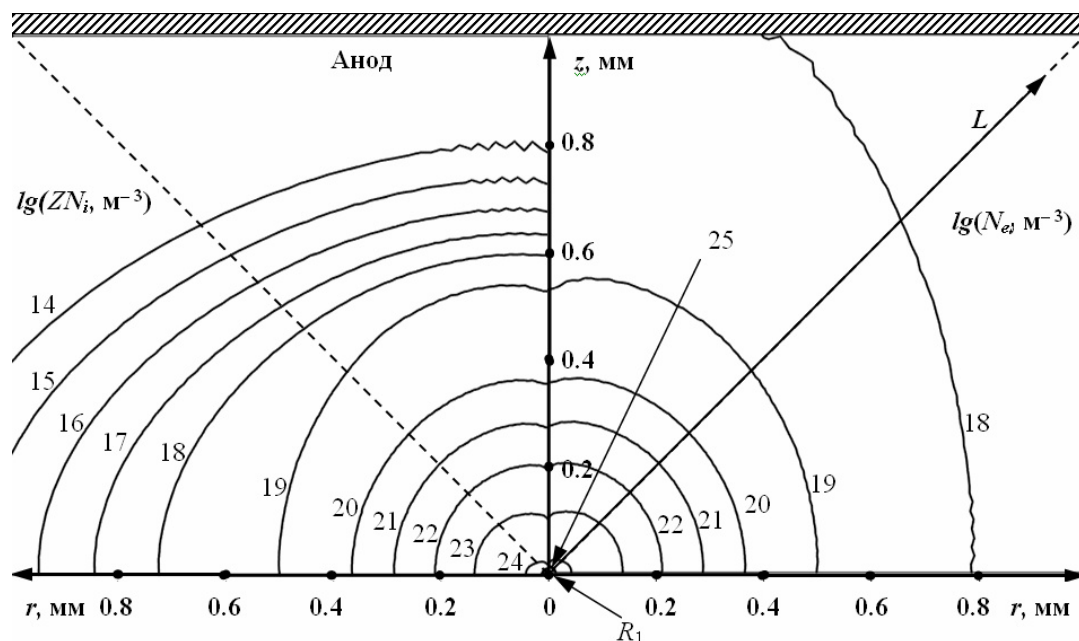


Рисунок 7.13. Изолинии плотности распределения ионного (слева) и электронного (справа) заряда в момент времени 28 нс (на изолиниях указаны порядки значений в единицах элементарного заряда).

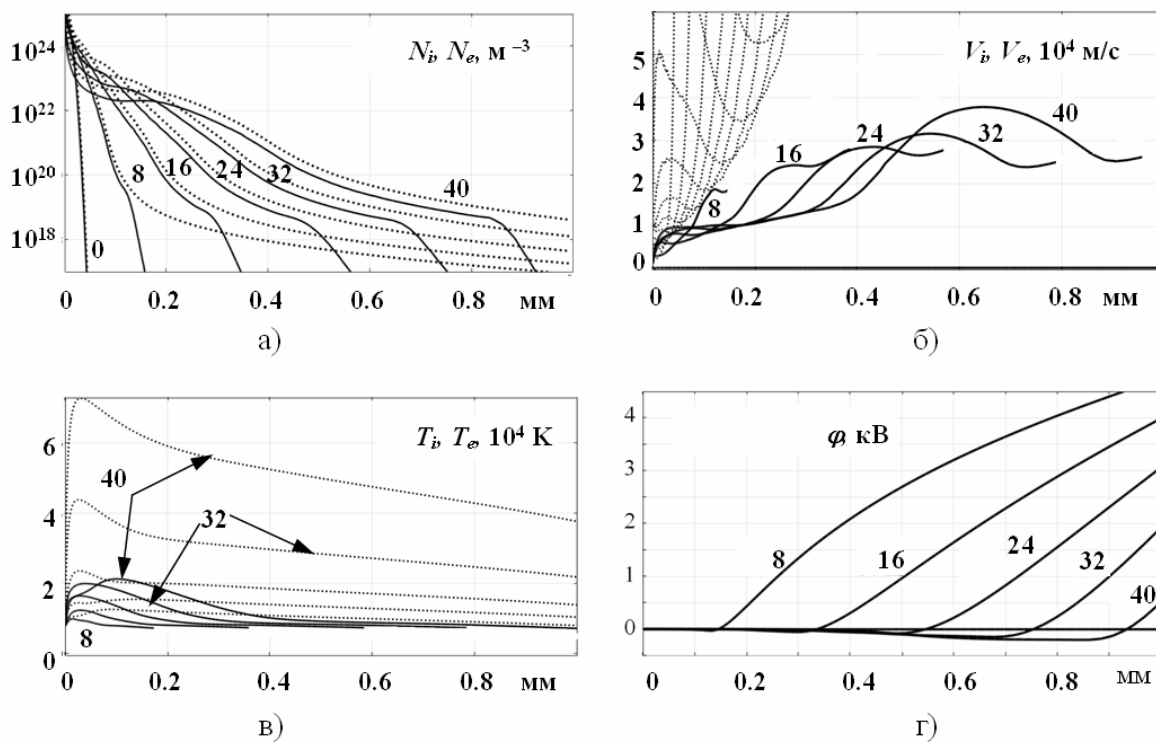


Рисунок 7.14 Профили: а) концентраций ионов (сплошные линии) и электронов (точечные линии), б) их скоростей, в) их температур, г) потенциала электрического поля вдоль направления  $[L]$   $r = z$  (см. рисунок 7.13) в моменты времени 8, 16, 24, 32 и 40 нс (соответствуют числам, указанным на графиках).

Так же, как и для сферически изотропного решения выполненного на основе "точного" алгоритма, расчеты с использованием технологии "weak form – finite elements" показали нарушение устойчивости расширения плазмы до момента достижения границей плоскости анода. В данных расчетах это выражалось в появлении «лучей» неоднородности концентрации частиц, вытянутых в направлении нормали к границе плазмы. В отличие от расчетов, представленных в разделе 7.3, в данных расчетах отделение этапа физически обусловленных неустойчивостей от следующего за ним этапа числовых неустойчивостей оказалось практически невозможным. Это не позволило достоверно соотнести "лучи" с возможными реальными структурами, сопровождающим раскачку неустойчивостей в плазме, хотя имеются экспериментальные свидетельства нарушения угловой однородности плазменного потока в период развития неустойчивости [2].

Попытки провести 2-D-моделирование расширения плазмы из взрывоэмиссионного центра, расположенного на поверхности плоского катода оказались неудачными, что вполне объяснимо. Условие нулевого потенциала и полного поглощения частиц на плоскости  $z=0$  приводит к формированию чрезвычайно узкого прикатодного электрического слоя, который требует чрезмерно сильного дробления на конечные элементы. Поэтому возможен лишь полуколичественный анализ влияния катодной поверхности на деформацию периферийных частей плазменного облака в момент нарушения устойчивости, пример которого дан в разделе 7.3.7.

## 7.6. Выводы по главе 7

Проведены численные расчеты характеристик и параметров плазмы в условиях ее устойчивого расширения из взрывоэмиссионного центра на базе системы уравнений, составленных относительно трех моментов функций распределения (на каждую зарядово-массовую компоненту), дополненной уравнением Пуассона. Модель снимает проблему сшивания региональных решений и деления электронов на плазменные и пучковые, поскольку уравнения справедливы как для описания движения частиц в плазме, так и для описания их транспортировки в вакууме. Введение узкой приграничной зоны действия инжектора плазмы, имитирующего взрывоэмиссионный центр с избыточными возможностями по поставке заряженных частиц в катодную плазму, позволяет автоматически сформироваться максимуму потенциала, который обеспечивает собственно сами условия квазиравновесного расширения плазменного облака.

Показано, что плазменное облако состоит из небольшого внутреннего слоя плазмы с почти установившимся распределением концентрации частиц, близким к  $N_p \sim 1/r^2$ , и широкого

наружного нестационарного слоя с более крутым спадом концентрации, в котором происходит дополнительный разгон ионов и который обеспечивает собственно коммутацию ВП. В качестве иллюстрации на рисунке 7.15 приведены профили концентрации ионов и электронов, пересчитанные из профилей, показанных на рисунке 7.1, а в двойной логарифмический масштаб, где прямая линия соответствует зависимости  $1/r^2$ . Для 40-нс профиля ее наружный слой можно приблизительно описать пропорцией  $N_p \sim 1/r^8$ .

Расширяющаяся граница плазмы при больших положительных смещениях на аноде характеризуется уровнем концентрации частиц  $\sim 10^{19} \text{ м}^{-3}$ , на котором происходит отделение эмитируемых электронов, а также скоростью расширения границы  $\sim (1-2) \cdot 10^4 \text{ м/с}$ , слабо зависящей от напряжения на аноде и параметров модельного источника плазмы (скорости истечения и концентрации частиц) в пределах нескольких порядков физически обоснованных значений. В наибольшей степени скорость границы плазмы зависит от среднего заряда и массы ионов, при этом ионы разных зарядовых состояний всюду движутся с одинаковой скоростью.

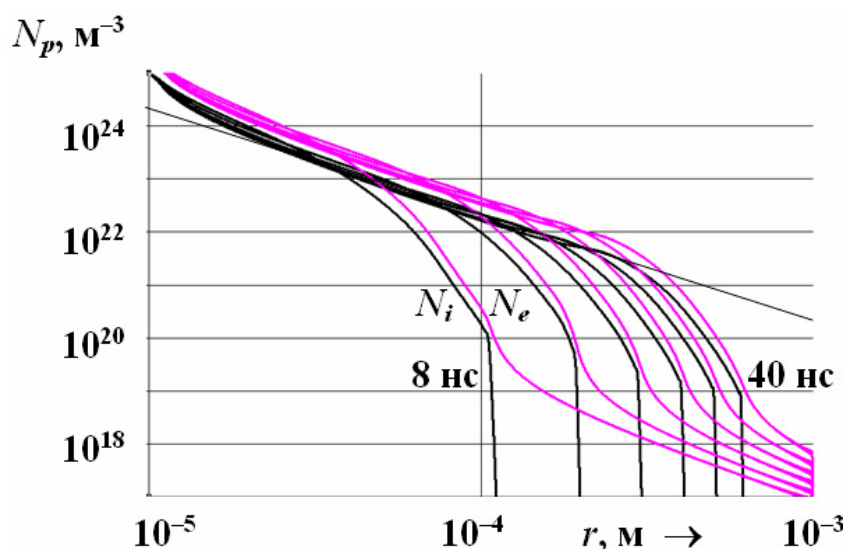


Рисунок 7.15. Профили концентраций ионов и электронов, полученные в модели двухкомпонентной плазмы (см. рисунок 7.1), представленные в двойном логарифмическом масштабе для моментов времени 8, 16, 24, 32 и 40 нс. Прямая линия соответствует зависимости  $\sim 1/r^2$ .

При отсутствии напряжения на миллиметровом вакуумном промежутке граница плазмы характеризуется относительно низкой концентрацией частиц  $\sim 10^{17}-10^{18} \text{ м}^{-3}$ , несколько большей скоростью расширения  $\sim (2-4) \cdot 10^4 \text{ м/с}$  (при равных условиях разогрева плазмы вблизи источника) и возможностью разделения в ней ионов по зарядовому составу. Этот режим в большей степени соответствует плазме, расширяющейся в открытое пространство [331, 347, 348], генерируемой поджиганием дуги на коротком зазоре или лазерной абляцией с умеренным энерговкладом. Выявленная разница в составе и структуре приграничных слоев плазмы,

расширяющейся присутствии или отсутствии внешнего электрического поля, позволяет объяснить некоторые расхождения в вопросах о соотношении времени пролета фронтальных ионов разной зарядности в плазме, генерируемой дуговыми [331] или маломощными лазерно-абляционными [289] источниками. Расчеты показали, что внутри разреженных областей плазменного облака, расширяющегося свободно в вакуум, возможно формирование узкого слоя группирования ионов с минимальным зарядом.

Результаты расчетов показали, что разгон и транспортировка среднестатистического иона в плазменном облаке в основном контролируется силой взаимодействия с потоком электронов (силой электрон-ионного трения), которая дополняется макрополевыми электрической силой, связанной объемными зарядами малой плотности. В ходе расширения плазменного облака электрическая сила на некотором небольшом радиальном участке может превысить силу взаимодействия с электронным потоком, в результате чего появляются условия для развития неустойчивости, которая, в конечном счете, приводит резкому повышению потенциала внешней части токонесущей плазмы. Таким образом, расчеты согласуются с данными экспериментов, в которых установлено возникновение разрывов потенциала в расширяющейся плазме первичного взрывоэмиссионного центра, приводящих, в свою очередь, к рождению вторичных взрывоэмиссионных центров [2, 189, 190, 192].

## **Глава 8. Инициирование импульсного пробоя между катодом и внешней плазмой**

Пробой катодного ионного слоя (КИС), формирующегося между плазмой и отрицательно смещенным электродом определяет функционирование плазмонаполненных взрывоэмиссионных источников электронных [160] и ионных [353–355] пучков, а также влияет на стабильность работы устройств плазменной иммерсионной ионной имплантации [350, 351], вакуумных выключателей [352] и др. В данной главе особое внимание уделено свойствам КИС, формирующегося в условиях функционирования взрывоэмиссионных катодов плазмонаполненных диодов в генераторах НСЭП типа "РИТМ" [161, 349] (раздел 2.1), в которых создаются ступенчатые смещения на катоде минус 20–40 кВ при крутизне фронта не менее  $3 \cdot 10^{11}$  В/с. Уникальные свойства поверхности металлической мишени, обретаемые ей после кратковременного облучения НСЭП при высоких пространственно-временных градиентах температуры, является предметом многочисленных материаловедческих исследований [163] (раздел 2.1). Однако причины стабильного пробоя КИС, обеспечивающего функционирование источников НСЭП, остаются до конца не выясненными [161].

Закономерности предпробойных процессов в ВП и в КИС должны иметь некоторое сходство [356]. После подачи отрицательного импульса напряжения на катод перед возникновением пробоя, как в КИС, так и в ВП, отсутствуют электроны, а потому отсутствуют процессы развития лавин и стримеров как при газовом разряде. Отсюда следует, что условия инициирования пробоя КИС во многом определяется процессами, протекающими на поверхности катода. В то же время, существенным отличием является протекание через КИС ионного тока, приводящее к неоднородному распределению в нем электрического поля и к высокоэнергетической бомбардировке катода ионами. Сравнение условий возбуждения взрывной эмиссии в вакуумных и плазмонаполненных диодах показало, что ионные потоки в КИС способствуют снижению критической напряженности электрического поля вблизи катода, приводящей к пробую, более чем в 2 раза [161]. Малые времена задержек пробоя КИС в плазмонаполненных источниках НСЭП, порядка нескольких десятков наносекунд, свидетельствуют о том, что пробой происходит в несформировавшемся (нестационарном) КИС, когда возможны значительные переходные всплески напряженности электрического поля и плотности ионного тока. Таким образом, полноценные исследования инициирования короткоимпульсного пробоя под плазмой требуют своего сопровождения численным моделированием. Результаты моделирования могут способствовать не только дальнейшей оптимизации работы генераторов широкоапертурных НСЭП, но и



других современных инструментов модификации поверхности материалов, в частности устройств короткоимпульсной плазменной обработки поверхности.

В разделе 8.1 даны предварительные оценки и сравнение параметров стационарного и крайне нестационарного ионных слоев. На основе вычислительных экспериментов, представленных в разделе 8.2, удалось прийти к некоторым упрощенным формулам, описывающим состояние плоского КИС, которые могут быть полезными для оценок режимов работы различных устройств, в которых нестационарный ионный слой играет ключевую роль. Для повышения эффективности и стабильности источников взрывоэмиссионной плазмы, в том числе в генераторах НСЭП, используются катодные блоки на основе усиливающих поле эмитирующих элементов (проволочки малого диаметра, края тонких фольг, лезвия, кольцевые выступы и т.д. [2, 161, 163]). Оценка усиления поля на таких элементах внутри заранее созданной плазмы не может быть сведена к электростатическим вычислениям, а фокусировка потока ионов плазмы на эти элементы не может быть оценена с учетом лишь искривления силовых линий поля. Сложные процессы в формирующемся ионном слое не позволяют также экстраполировать закономерности, полученные в расчетах для случая плоской поверхности на случай проволочно-торцевых или лезвийных систем. В разделе 8.3 представлены результаты численного моделирования, позволяющие оценить условия возникновения пробоя в практически важном диапазоне варьирования параметров плазмы, импульсов смещения и формы катодной поверхности. На основе этих результатов, литературных данных, а также собственных модельных экспериментов, в разделе 8.4 проанализированы возможности реализации различных механизмов инициирования короткоимпульсного пробоя КИС и условия устойчивой работы взрывоэмиссионных катодов в плазмонаполненных диодах. В разделе 8.5 сделаны общие выводы.

## **8.1. Предварительные оценки параметров формирования катодного ионного слоя**

При подаче отрицательного смещения  $-U \gg kT_e/e$  на электрод, находящийся в плазме, электроны будут выталкиваться из прикатодного пространства до тех пор, пока на отступающей плазменной границе не наступит баланс их дрейфового и диффузионного потоков. Характерное время установления такого первичного стационарного состояния значительно меньше тех временных масштабов, которые определяются инерционностью менее подвижных ионов. В пределе резкого ступенчатого импульса начальное распределение ионов в слое можно считать равномерным. Из решения уравнения Пуассона, следует, что в этот момент в пределах основной части слоя имеет место параболический закон распределения потенциала (который, также, хорошо описывает потенциал в полупроводнике вблизи барьера Шоттки [359], [360]):

$$\varphi = -U \left( 1 - \frac{x}{L_M} \right)^2, \quad (8.1.1)$$

где ширина КИС, из которого ушли электроны,

$$L_M = \left[ \frac{2\varepsilon_0}{q_0 N_0} U \right]^{1/2}. \quad (8.1.2)$$

Здесь  $\varepsilon_0$  – электрическая постоянная,  $q_0$  – элементарный заряд,  $N_0$  – концентрация электронов в невозмущенной плазме. Здесь и далее потенциал плазмы принимается равным нулю.

Из выражений (8.1.1) и (8.1.2) в точке  $x = 0$ , совпадающей с плоскостью электрода определяется напряженность приэлектродного поля

$$E_{CM} = 2 \frac{U}{L_M} = \left( \frac{2q_0 N_0}{\varepsilon_0} U \right)^{\frac{1}{2}} \quad (8.1.3)$$

Следуя работе [361], будем называть такой первичный КИС ионно-матричным слоем. В отличие от «плазмы» легированных полупроводников, где ионы активной примеси неподвижны, и создают, действительно, матрицу равномерно распределенного заряда, в обыкновенной плазме ионы постепенно ускоряются в поле и перемещаются, искажая первоначальное параболическое распределение потенциала (8.1.1).

По прошествии времени, значительно большего времени пролета отдельным ионом КИС, формируется стационарный слой типа Чайлда–Лэнгмюра [362–364]. Его ширина определяется условием равенства плотности тока, вычисляемого из закона степени «3/2» и тока Бома и составляет величину [187, 387]

$$L_L = \left( \frac{10\varepsilon_0}{9N_0} \right)^{\frac{1}{2}} \left( \frac{1}{q_0 k T_e} \right)^{\frac{1}{4}} U^{\frac{3}{4}}. \quad (8.1.4)$$

где  $k$  – постоянная Больцмана,  $T_e$  – температура электронов.

В пределах этого слоя потенциал изменяется в соответствии с законом Чайлда–Лэнгмюра

$$\varphi = -U \left( 1 - \frac{x}{L_L} \right)^{\frac{4}{3}} \quad (8.1.5)$$

Из выражений (8.1.4) и (8.1.5) следует выражение для напряженности приэлектродного поля (в точке  $x = 0$ )

$$E_{CL} = \frac{4}{3} \frac{U}{L_L} = \left( \frac{8N_0}{5\varepsilon_0} \right)^{\frac{1}{2}} (q_0 k T_e)^{\frac{1}{4}} U^{\frac{1}{4}} \quad (8.1.6)$$

На рисунке 8.1 показаны зависимости длины КИС и соответствующей напряженности электрического поля вблизи катода от амплитуды ступеньки напряжения на катоде в первые

моменты времени после формирования ионно-матричного слоя ( $L_M$ ,  $E_{CM}$ ), а также после установления полного равновесия в КИС ( $L_L$ ,  $E_{CL}$ ). Расчеты проведены по формулам, данным выше, для значений концентрации ионов плазмы  $10^{18} \text{ м}^{-3}$  и  $10^{19} \text{ м}^{-3}$ , определяющих границы стабильного режима работы генератора НСЭП типа "РИТМ" [161, 163] при разряде в аргоне. В расчетах положено  $kT_e = 5 \text{ эВ}$ , что также характерно для плазмы, генерируемой ячейками Пеннинга генератора НСЭП.

Из представленных данных видно, что напряженность прикатодного поля в стационарном КИС на порядок величины меньше, чем в ионно-матричном слое и не превышает  $10^7 \text{ В/м}$ . Этот режим характерен для широко используемой на практике квазистационарной плазменно-иммерсионной имплантации катодного материала, которая осуществляется при постоянных или длинноимпульсных 0,1–10 мс потенциалах смещения на мишени, погруженной в плазму (в частности, азотирование). Механизм пробоя в этом режиме, как правило, обусловлен наличием загрязнений, диэлектрических покрытий или неметаллических включений и их зарядкой ионным током [191].

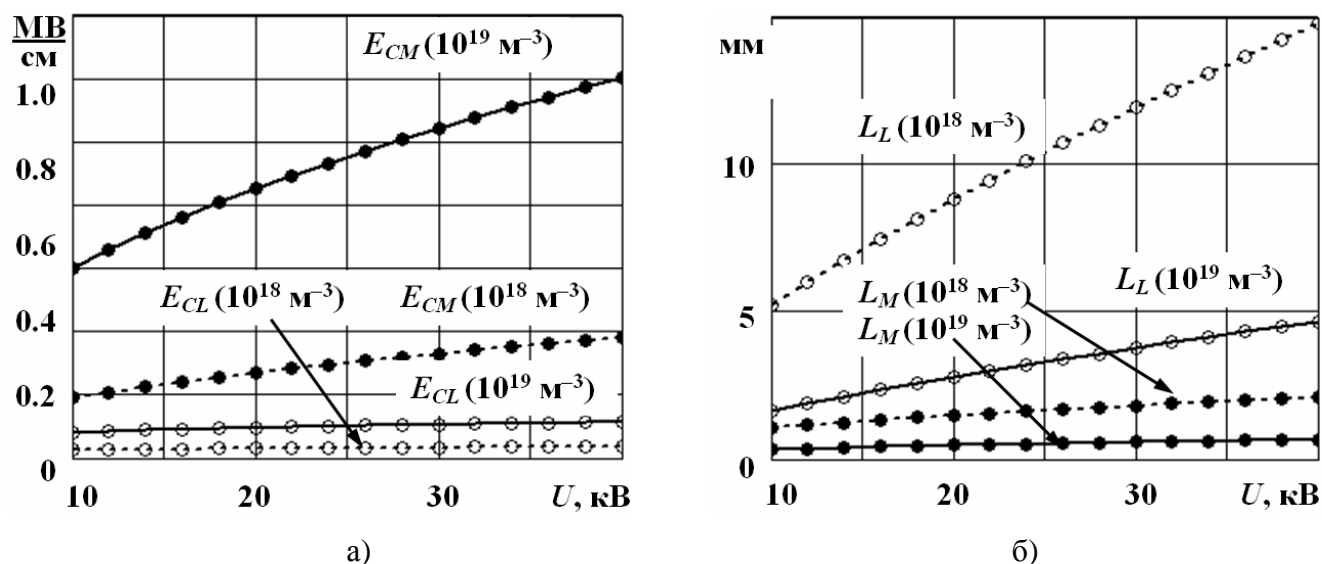


Рисунок 8.1. Зависимости напряженности электрического поля вблизи катода  $E_c$  (а) и длины слоя  $L$  (б) в зависимости от амплитуды ступеньки напряжения  $U$  и концентрации ионов  $N_0$  (указана в скобках) в первые моменты времени формирования КИС (сплошные кружки) и после установления полного равновесия в КИС (полые кружки).

Для стабильной генерации НСЭП посредством взрывной эмиссии требуются импульсные смещения с достаточно коротким фронтом. В качестве критерия короткоимпульсного пробоя под плазмой можно выбрать критерий пробоя ВП с чистыми электродами, а именно условие достижения вблизи катода электрического поля напряженностью около  $10^8 \text{ В/м}$  (разделы 3.1, 3.2). Как следует из представленных на рисунке 8.1 зависимостей, это условие соответствует созданию достаточно плотной плазмы с концентрацией ионов  $n \sim 10^{19} \text{ м}^{-3}$  и достаточно короткого фронта импульса смещения, соизмеримого с характерным временем пролета ионом КИС.

Грубо, для плотной плазмы это соответствует длительностям фронта порядка  $\tau \sim (2q_0 U / m)^{-1/2} L_L \sim 10^{-8}$  с.

Представленные оценки не учитывают возможность возникновения немонотонностей при изменении величин напряженности поля и плотности тока ионов, которые могут сопровождать переход от состояния ионно-матричного слоя к состоянию слоя Чайлда–Лэнгмюра. Так, при линейном нарастании напряжения на катоде  $U(t) = \alpha t$  формулы (8.1.1) и (8.1.2) приводят к выражению

$$E_C(t)|_{t \rightarrow 0} \approx \left( \frac{2\alpha q N_0}{\epsilon_0} \right)^{1/2} t^{1/2}, \quad (8.1.7)$$

из которого следует, что напряженность электрического поля в начальный момент времени возрастает практически с бесконечной скоростью, а в дальнейшем динамика определяется крутизной нарастания напряжения  $\alpha$  и концентрацией электронов  $N_0$ .

Точную оценку величинам амплитуд всплесков напряженности прикатодного поля и плотности ионного тока можно дать лишь на основе численных расчетов при заданной крутизне фронта ступенчатого импульса. Если для двух крайних состояний КИС эти величины не зависят от массы иона (см. формулы, приведенные выше), то для промежуточных состояний КИС такая зависимость, очевидно, должна иметь место. В последнее время развивается технология короткоимпульсной плазменно-иммерсионной имплантации, где используются импульсы смещения, подаваемые на обрабатываемую деталь, длительностью порядка десятков наносекунд [350]. Из данных рисунка 8.1. можно составить представление о том, насколько сильно можно изменить условия имплантации лишь за счет укорачивания фронта импульсов.

Наиболее общие представления об эволюции КИС при резком ступенчатом смещении дали работы [361, 365], рассматривающие модельные формы катодной поверхности: плоскую, цилиндрическую, сферическую. Переход к безразмерным единицам при некоторых разумных предположениях дало возможность получить довольно универсальные решения, позволяющие оценить временные и пространственные изменения, как в самом формирующемся КИС, так и в окружающей плазме с произвольным набором параметров. Позже появились работы, учитывающие специфику функционирования конкретных устройств, в частности учитывались конечные фронты импульсов смещения катода в устройствах плазменно-иммерсионной имплантации. Сложные аналитические выражения, представленные в [366], неявно описывающие зависимости плотности ионного тока от времени  $J_C(t)$ , получены на основе предположения о выполнении закона "степени трех вторых" в слое с самого начала подачи напряжения на катод. Очевидно, что для короткоимпульсных режимов эти выражения являются неприемлемыми. Более того, как будет показано в разделе 8.3, формирование стационарного слоя занимает намного

большее времени, чем время пролета иона через слой. В частности, вычисления по формулам данным в [366], сильно отличаются от результатов численных расчетов в работах [367, 368], выполненных для более плотной плазмы, генерируемой на основе ионов  $H^+$  и  $C^+$ . В этих работах рассматривалась плоская геометрия поверхности катода. При этом расчеты показали, что при фронте импульсов смещения порядка нескольких десятков наносекунд в плазме с концентрацией частиц  $\sim 10^{18} \text{ м}^{-3}$  можно ожидать амплитуды всплесков ионного тока и прикатодной напряженности электрического поля, многократно превышающие, соответственно, ток Бома и напряженность электрического поля в сформировавшемся слое Чайлда-Лэнгмюра. Эти работы во многом обосновали возможность использования плазмонаполненных диодов для генерации НСЭП. Однако современные плазмонаполненные генераторы НСЭП демонстрируют хорошие показатели по плотности пучка, стабильности параметров НСЭП и долговечности благодаря использованию катодов с проволочными эмиссионными элементами. К выходу наших работ [369–373] расчетов динамики и геометрии КИС, формирующегося на проволочных элементах с учетом конечной длительности фронта импульса смещения, не проводилось.

## 8.2. Моделирование нестационарного ионного слоя вблизи плоского катода

Расчеты проведены на основе ГКР-модели (раздел 7.1), в которой сочетается жидкостная модель ионной фракции и модель термодинамически равновесного электронного газа [374] и которая широко используется в расчетах динамики КИС (см. напр. [352, 361, 365, 389]). Она может быть получена упрощением системы уравнений (7.2.1–7.2.4) следующей редукцией. Для ионов сохраняются уравнения непрерывности (7.2.1) и динамики (7.2.2). В расчет берется лишь их направленная скорость, а тепловой скоростью пренебрегают, полагая  $T_i = 0$ . При этом обращаются в нуль силы давления и силы вязкости, а силой взаимодействия с нейтралами можно пренебречь из-за больших длин пробега (порядка нескольких метров) по сравнению с масштабами задачи. Напротив, из-за больших тепловых скоростей электронов предполагается, что их распределение адиабатически следует за распределением поля, то есть, имеет вид Больцмановского распределения  $N_e = N_0 \exp(q_0 \phi / kT_e)$ , где  $N_0$  – концентрация электронов в невозмущенной (удаленной от КИС) плазме. После подстановки этого выражения в уравнение Пуассона, задача сводится к решению системы уравнений:

$$\frac{\partial N_i}{\partial t} + \nabla(N_i \mathbf{V}_i) = 0 \quad (8.2.1)$$

$$\frac{\partial \mathbf{V}_i}{\partial t} + (\mathbf{V}_i \nabla) \mathbf{V}_i = -\frac{q_0 Z_p}{M_i} \nabla \phi \quad (8.2.2)$$

$$\nabla^2 \varphi = -\frac{q_0}{\varepsilon_0} [Z_i N_i - N_0 \exp(e\varphi / kT_e)] \quad (8.2.3)$$

Модель имеет некоторые ограничения: в расчетной области должны отсутствовать потенциальные ямы [374], что справедливо для рассматриваемой задачи. Для одномерной задачи, описывающей КИС плоского катода, уравнения приобретают вид (далее необходимости в индексах "i" нет, поэтому они будут опущены):

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \frac{\partial(Nv)}{\partial x} = 0 \quad (8.2.4)$$

$$\frac{\partial V}{\partial t} + V \frac{\partial V}{\partial x} = -\frac{q_0}{M} \frac{\partial \varphi}{\partial x} \quad (8.2.5)$$

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} = -\frac{q_0}{\varepsilon_0} \left[ ZN - N_0 \exp\left(\frac{q_0 \varphi}{kT_e}\right) \right] \quad (8.2.6)$$

где  $x$  – координата, отсчитываемая от плоскости катода.

Размер расчетной области выбирался значительно большим, чем длина  $L_L$  стационарного КИС (8.1.4). В начальный момент времени всюду плазма считалась неподвижной  $V(0, x) = 0$ , однородной  $N(0, x) = N_0/Z$ , имеющей потенциал  $\varphi(0, x) = 0$ . Эти же значения были закреплены на удаленной от КИС границе (аноде).

В отличие от работы [365], где расчет эволюции КИС осуществлялся в приближении резкого ступенчатого смещения катода, в нашей работе [372] поставлена более реалистичная цель – исследование переходного процесса с конечным фронтом линейного изменения потенциального смещения катода длительностью  $\tau$ :

$$\varphi(t, 0) = \varphi_0(t) = \begin{cases} -U_0 t / \tau, & t \leq \tau \\ -U_0, & t > \tau \end{cases}, \quad (8.2.7)$$

Уравнения (8.2.4) – (8.2.6) допускают запись в безразмерном виде:

$$\frac{\partial n}{\partial \theta} + \frac{\partial(nv)}{\partial \chi} = 0 \quad (8.2.8)$$

$$\frac{\partial v}{\partial \theta} + v \frac{\partial v}{\partial \chi} = -\frac{\partial \psi}{\partial \chi} \quad (8.2.9)$$

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial \chi^2} = -[n - \exp(\psi)] \quad (8.2.10)$$

Переход к размерным величинам СИ осуществляется согласно соотношениям [372]:

$$\begin{aligned}
t &= \left[ (\varepsilon_0 M) / (q_0^2 Z^2 N_0) \right]^{1/2} \theta = (\omega_i)^{-1} \theta - \text{время;} \\
x &= \left[ (\varepsilon_0 k T_e) / (q_0^2 Z N_0) \right]^{1/2} \chi = r_D \chi - \text{координата;} \\
N &= N_0 n - \text{концентрация;} \\
V &= (Z k T_e / M)^{1/2} v - \text{скорость ионов;} \\
\varphi &= (k T_e / q_0) \psi - \text{электростатический потенциал.}
\end{aligned} \tag{8.2.11}$$

Здесь  $\omega_i$  – ионная плазменная частота,  $r_D$  – дебаевский радиус в невозмущенной плазме.

Поскольку основной целью расчетов является поиск оценочных выражений напряженности электрического поля  $E_C$  и плотности ионного тока  $J_C$  вблизи катода, следует ввести также безразмерные величины напряженности электрического поля  $\varepsilon = \partial \psi / \partial \chi$  и плотности ионного тока  $j = n v$ , переход от которых к соответствующим размерным величинам осуществляется согласно соотношениям:

$$\begin{aligned}
E &= (Z N_0 k T_e / \varepsilon_0)^{1/2} \varepsilon - \text{напряженность поля;} \\
J &= (q_0^2 Z^3 N_0^2 k T_e / M)^{1/2} j - \text{плотность тока.}
\end{aligned} \tag{8.2.12}$$

Поскольку в уравнениях (8.2.8) – (8.2.10) отсутствуют какие-либо параметры, решение является зависимыми лишь от двух параметров  $\theta_0$  и  $\psi_0$ , привносимых граничным условием, соответствующим условию (8.2.7):

$$\psi(\theta, 0) = \begin{cases} -\psi_0 \frac{\theta}{\theta_0}, & \theta \leq \theta_0 \\ -\psi_0, & \theta > \theta_0 \end{cases} \tag{8.2.13}$$

На рисунке 8.2 показана эволюция профилей безразмерной концентрации для амплитуды импульса  $\psi_0 = 4000$  и длительности фронта  $\theta_0 = 32,6$ . После того, как длина КИС достигает размера, соответствующего длине слоя Чайлда–Лэнгмюра ( $\theta \sim 1000$ ), в нем достигается и стационарное состояние. Вне КИС состояние не является стационарным: волна разрежения движется от катода со скоростью звука  $v=1$ , формирует расширяющийся предслой, в котором практически сохраняется нейтральность плазмы. На рисунке 8.3 показаны соответствующие изменения профилей напряженности поля и плотности ионного тока в пределах КИС.

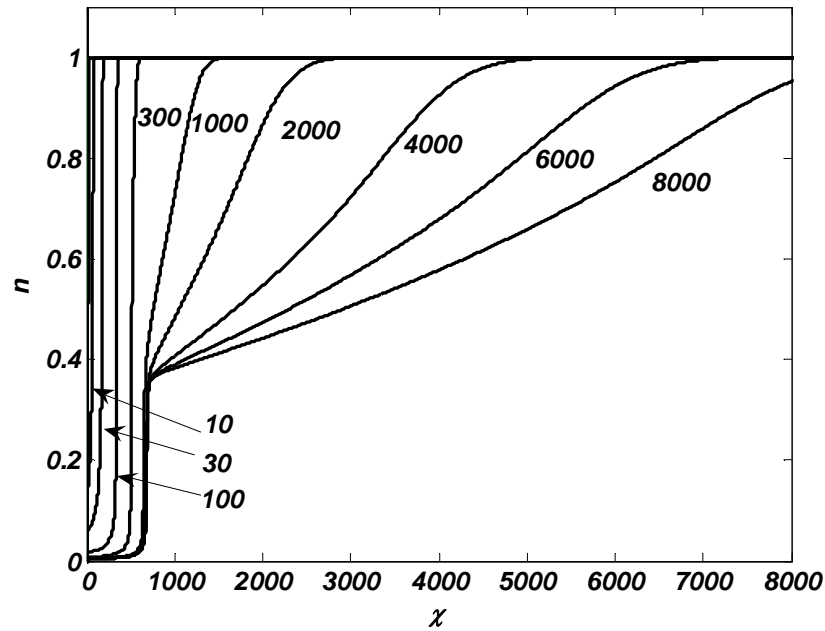


Рисунок 8.2. Профили концентрации ионов для моментов времени, указанных числами на графиках (в безразмерных единицах).  $\psi_0 = 4000$ ,  $\theta_0 = 32,6$ .

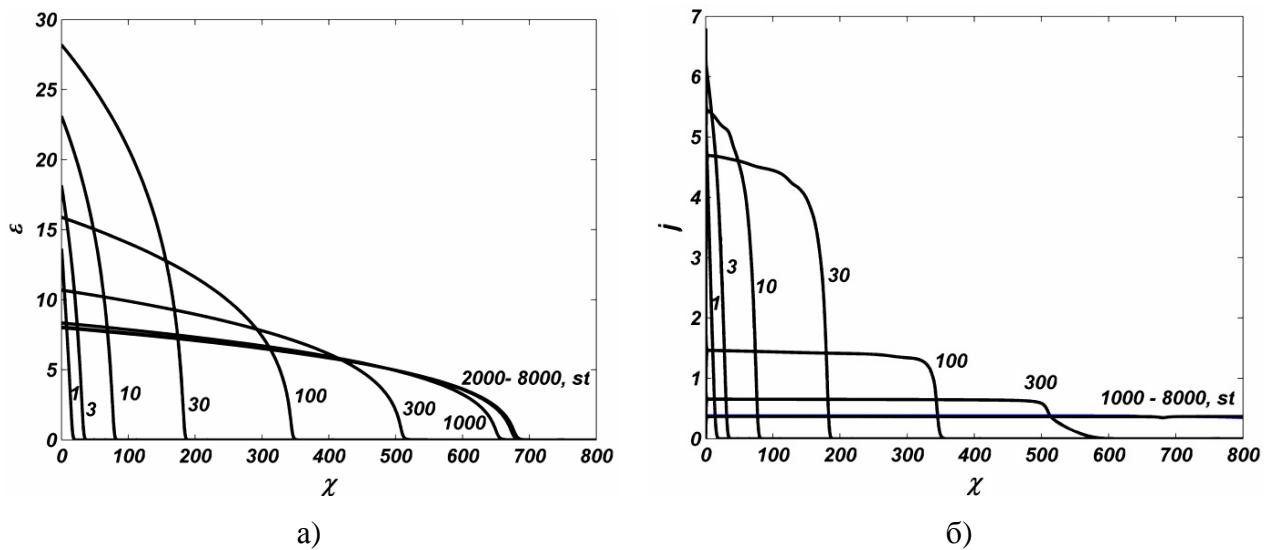


Рисунок 8.3. Профили напряженности поля (а) и плотности ионного тока (б) для моментов времени, указанных числами на графиках (в безразмерных единицах).  $\psi_0 = 4000$ ,  $\theta_0 = 32,6$ . Обозначение "st" характеризует практически стационарное состояние.

Наиболее резкий рост значений  $\varepsilon_C$  и  $j_C$  происходит в начале фронта ( $\theta < 1$ ), когда за счет электростатического сдвига электронов в плазму формируется объемный заряд ионов. В этот период ионы начинают разгоняться в электрическом поле, определяемым внешним смещением и собственным объемным зарядом, перераспределяясь в пространстве.

При линейном нарастании напряжения на катоде, как следует из формулы (8.1.7), начальное изменение напряженности поля следует выражению  $\varepsilon_C|_{\theta \rightarrow 0} \sim \theta^{1/2}$ . При  $\theta > 1$  наступает ста-



для разрежения ионного облака. Плотность ионного тока на катоде, достигнув своего максимального значения,  $j_{Cmax}$ , начинает падать, несмотря на продолжающийся рост напряжения. Время достижения максимума плотности ионного тока  $t_{jmax}$ , как и само максимальное значение  $j_{Cmax}$ , зависит от параметров плазмы и импульса. Напряженность поля своего максимального значения,  $\mathcal{E}_{Cmax}$ , всегда достигает в момент окончания роста напряжения.

Для плазмы с концентрацией ионов  $Ar^+ N_0 = 5 \cdot 10^{18} \text{ м}^{-3}$  и тепловой энергией электронов 5 эВ рассмотренный случай соответствует амплитуде напряжения  $U_0 = 20 \text{ кВ}$  и длительности фронта  $7 \cdot 10^{-8} \text{ с}$ . Соответствующие абсолютные значения максимумов напряженности поля и ионного тока вблизи катода составляют  $\mathcal{E}_{Cmax} = 1,92 \cdot 10^7 \text{ В/м}$  и  $J_{Cmax} = 1,70 \cdot 10^4 \text{ А/м}^2$ .

Для стадии  $\theta \gg 1$  величина  $j_C$  плавно спадает к равновесному значению. Переход к стационарному состоянию идет долго по меркам времени пролета КИС отдельным ионом. Так, снижение значения плотности тока до уровня, вдвое превышающего стационарное значение, достигается лишь при  $\theta \approx 200$ , а стационарное значение достигается при  $\theta > 1000$ . Следует подчеркнуть, что речь здесь идет об установлении стационарного состояния только в КИС. На этой стадии поддержание тока идет за счет расширения предслоя (рисунок 8.2), из которого извлекаются ионы. В процессе эволюции граница между предслоем и сформировавшимся КИС не размывается, а остается строго обозначенной фиксированным значением концентрации  $n = n_1 = \exp(-1)$ . Расчеты показали, что стационарное значение плотности тока внутри КИС в условиях расширяющегося предслоя меньше плотности тока Бома [375] в 1,32 раза. Меньшее значение плотности тока в рассматриваемом случае, очевидно, обусловлено тем, что КИС стабилизируется за счет непрерывной поставки ионов из эродирующей плазмы, в которой стационарное состояние недостижимо. Решение же Бома предполагает установление стационарного состояния во всей системе, включая область плазмы, то есть косвенно предполагает наличие генератора плазмы.

Получение решений в безразмерной форме позволило на основе двухфакторного двухуровневого вычислительного эксперимента получить упрощенные «эмпирические» зависимости величин  $\mathcal{E}_{Cmax}$ ,  $j_{Cmax}$  и времени максимума ионного тока  $\theta_{jmax}$  от параметров импульса  $\psi_0$  и  $\theta_0$ . Решения искались в виде степенных функций вида  $\mathcal{E}_{Cmax} = A\psi_0^k \theta_0^m$ . Диапазон параметров  $\Delta\psi_0 \times \Delta\theta_0$  в численных экспериментах составлял  $[2000; 60000] \times [9; 500]$ , что с большим запасом включало в себя диапазон варьирования параметрами плазмы и импульса смещения в генераторе НСЭП. Факторами "экспериментов" являлись логарифмы  $\psi_0$  и  $\theta_0$ , а целевыми функциями – логарифмы величин  $\mathcal{E}_{Cmax}$ ,  $j_{Cmax}$  и  $\theta_{jmax}$ . Для каждой целевой функции определялись коэффициент  $A$  и показатели степеней  $k$  и  $m$ . Проверка полученных зависимостей путем сопоставления с

результатами численных расчетов в промежуточных точках факторных диапазонов показала, что ошибка в определении  $\mathcal{E}_{C\max}$  и  $j_{C\max}$  составляет менее 5%, а в определении  $t_{J\max}$  – менее 20%.

Далее, с учетом выражений, связывающих размерные и безразмерные величины (8.2.11), можно получить алгебраические выражения, позволяющие рассчитывать пиковые значения электрических величин и времени достижения максимума тока, не прибегая каждый раз к численным расчетам:

$$E_{C\max} = 1.72 \cdot 10^{-4} \mu^{0.1625} Z^{0.175} N_0^{0.3375} U_0^{0.5} \tau^{-0.325} \text{ [В/м]} \quad (8.2.14)$$

$$J_{C\max} = 7.58 \cdot 10^{-16} \mu^{-0.25} Z N_0^{0.75} U_0^{0.5} \tau^{-0.5} \text{ [А/м}^2\text{]} \quad (8.2.15)$$

$$t_{J\max} = 4.64 \mu^{0.425} Z^{-0.85} N_0^{-0.425} T_e^{0.15} U_0^{-0.15} \tau^{0.15} \text{ [с]} \quad (8.2.16)$$

где  $U_0$  – амплитуда импульса (В),  $\tau$  – длительность фронта (с),  $\mu$  – масса иона (а.е.м.),  $N_0$  – концентрация плазмы ( $\text{м}^{-3}$ ),  $T_e$  – температура электронов (эВ).

Из выражений (8.2.14) и (8.2.15) следует, что амплитуда электрических величин  $E_{C\max}$  и  $J_{C\max}$  в равной степени чувствительна к повышению амплитуды напряжения. При этом амплитуда всплеска ионного тока сильнее увеличивается с сокращением длительности фронта и увеличением плотности плазмы, чем амплитуда напряженности поля на катоде. Важно отметить большую разницу в чувствительности этих величин к параметрам ионов плазмы. Если амплитуда всплеска тока ионов пропорциональна заряду ионов, то слабое увеличение амплитуды всплеска напряженности поля вблизи катода с увеличением заряда иона можно в расчет не брать. Почти столь же слабо амплитуда всплеска напряженности поля увеличивается при увеличении массы иона. Амплитуда всплеска ионного тока, напротив, уменьшается с увеличением массы иона, хотя в меньшей степени, чем при изменении остальных факторов влияния. В выбранных пределах варьируемых параметров максимум плотности ионного тока всегда достигается в течение фронта импульса, поэтому однозначная зависимость этой величины от крутизны фронта  $J_{C\max} \sim (U_0/\tau)^{0.5}$  является закономерной (см. формулу 8.2.15). По этой же причине проявляется явная, хоть и слабая, зависимость от крутизны фронта величины времени достижения максимума плотности ионного тока  $t_{J\max} \sim (U_0/\tau)^{-0.15}$ . При этом величина  $t_{J\max}$  наиболее чувствительна к параметрам иона и концентрации плазмы, что соответствует общим физическим соображениям.

Зависимость величин  $E_{C\max}$  и  $J_{C\max}$  от температуры электронов не представлена в силу их малой чувствительности к этой величине в выбранном диапазоне варьирования безразмерных параметров (степенной показатель менее 0,1).

### 8.3. Моделирование нестационарного ионного слоя вблизи элемента многопроволочного катода

Моделирование сводилось к аксиально-симметричной задаче. Ионы считались однозарядными, что справедливо для рассматриваемого случая технологической плазмы. В цилиндрической системе координат, уравнения (8.2.1) – (8.2.3) имеют вид:

$$\frac{\partial(rN)}{\partial t} + \frac{\partial(rNv_r)}{\partial r} + \frac{\partial(rNv_z)}{\partial z} = 0 \quad (8.3.1)$$

$$\frac{\partial v_r}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} + v_z \frac{\partial v_r}{\partial z} = -\frac{q_0}{M} \frac{\partial \varphi}{\partial r} \quad (8.3.2)$$

$$\frac{\partial v_z}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_z}{\partial r} + v_z \frac{\partial v_z}{\partial z} = -\frac{q_0}{M} \frac{\partial \varphi}{\partial z} \quad (8.3.3)$$

$$\frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial \varphi}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( r \frac{\partial \varphi}{\partial z} \right) = -\frac{q_0}{\varepsilon_0} r \left[ N - N_0 \exp \left( \frac{q_0 \varphi}{kT_e} \right) \right] \quad (8.3.4)$$

где  $r, z$  – радиальная и аксиальная координаты цилиндрической системы координат,  $V_r, V_z$  – соответствующие проекции дрейфовой скорости ионов.

Примером решения уравнений (8.3.1)–(8.3.4) является работа [389], где исследовались распределения частиц и потенциала в анализаторе плазмы с учетом ограничения плазменного столба по сечению.

Для моделирования КИС вблизи торца элемента многопроволочного катода необходимо учесть следующее. Как правило, катодная поверхность формируется из тонких, диаметром 0,1 мм, уплотненных медных проволочек, торцы которых расположены относительно средней плоскости с разбросом порядка 1 мм (разрезанная вдоль и скрученная в плотную спираль оплетка коаксиального кабеля, рисунок 8.4, а). Рабочими эмиссионными элементами взрывоэмиссионного катода являются далеко не все, а порядка сотни случайно рассредоточенных торцов-лидеров. Активность элемента определяется его возвышением относительно средней плоскости, и формой его вершины, полученной при срезе. С течением времени эмитирующий элемент может укорачиваться, а форма его вершины – округляться, из-за чего лидерство во взрывоэмиссионной способности может перейти к другому элементу.

Основная часть расчетов проводилась для цилиндрического выступа высотой  $h_B = 1$  мм и диаметром  $d_B = 0,1$  мм, заканчивающегося полусферической вершиной и опирающегося на плоскость (рисунок 8.4, б). Эта плоскость имитирует совокупность торцов проволочек, окружающих данный выделенный элемент. Исследовались также решения для цилиндрического 1-мм выступа с плоской вершиной, имеющей скругление по кромке радиусом 5 мкм («свеже-срезанный» выступ, рисунок 8.4, в). Были проведены также расчеты, учитывающие влияние

соседних выступов катода, которые в 2-D аксиально-симметричной задаче имитировались кольцевыми стенками с той же формой поперечного сечения, что и центральный выступ. Расчет для этого случая призван был дать оценку (сверху) влиянию окружающих элементов на локальные величины напряженности приповерхностного поля и ионного тока на выступе, оказавшимся в положении «слабого лидера». Геометрия катода, в этой задаче включала дополнительный варьируемый параметр расстояния  $\Delta R$  между активными эмитирующими элементами (рисунок 8.4, г).

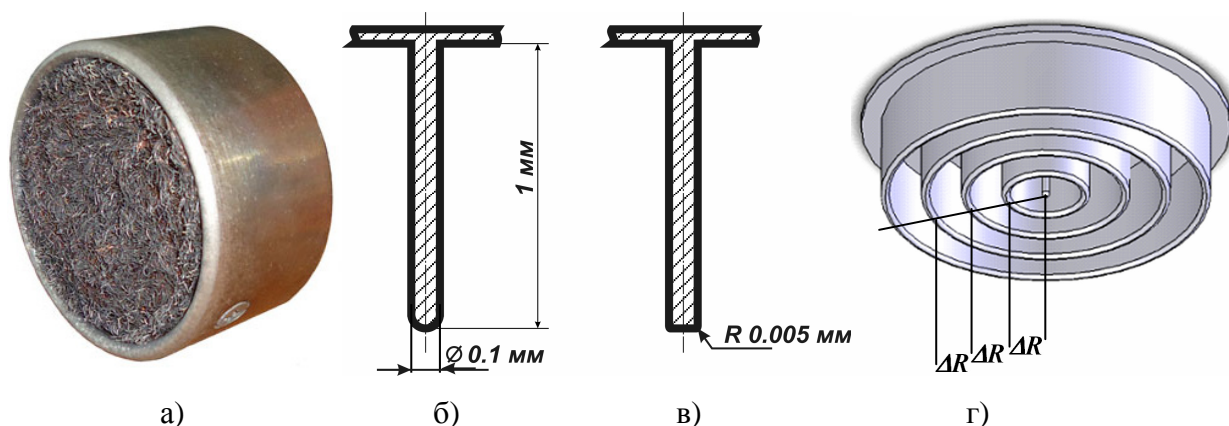


Рисунок 8.4. Внешний вид многопроволочного катода (а) и формы цилиндрических модельных выступов, использованные в расчете: с полусферической вершиной (б); с плоской вершиной (в); с коаксиальными кольцами, имитирующими окружающие выступы (г).

Размеры расчетной области значительно превосходили размеры выступа и с достаточным запасом превышали толщину стационарного КИС  $L_L$  (8.1.4). Граничные условия формулировались следующим образом.

1) Катодная поверхность:

$$\varphi(z_C, r_C, 0) = \begin{cases} -U_0 t / \tau, & t \leq \tau \\ -U_0, & t > \tau \end{cases} \quad (8.3.5)$$

где  $z_C, r_C$  – координаты точек поверхности катода,  $\tau$  – длительность фронта импульса.

2) Удаленная поверхность  $z = 0$  (анод):

$$\varphi(0, r, t) = 0; N = N_0; V_z = V_r = 0 \quad (8.3.6)$$

3) Осевая линия  $r = 0$  и удаленная воображаемая стенка  $r = R$ :

$$\partial \varphi / \partial r (z, 0, t) = \partial N / \partial r (z, 0, t) = \partial V_z / \partial r (z, 0, t) = \partial V_r / \partial r (z, 0, t) = 0; \quad (8.3.7)$$

$$\partial \varphi / \partial r (z, 0, t) = \partial N / \partial r (z, R, t) = \partial V_z / \partial r (z, R, t) = \partial V_r / \partial r (z, R, t) = 0. \quad (8.3.8)$$

Радиус удаленной воображаемой стенки  $R$  выбирался достаточно большим, чтобы в окрестности этой границы все функции слабо зависели от координаты  $r$ , а решения приближались к решениям для плоской задачи (раздел 8.2).

Предполагалось, что в начальный момент времени ( $t=0$ ) неподвижная ( $V_r = V_z = 0$ ) плазма равномерно ( $N(z, r, 0) = N_0$ ) заполняет межэлектродное эквипотенциальное ( $\varphi = 0$ ) пространство.

Наличие "теплового" КИС вблизи катодной поверхности не учитывалось, так как его размер порядка длины Дебая для выбранных условий составляет  $r_D < 10^{-5}$  м, что пренебрежимо мало по сравнению с характерными масштабами задачи.

На рисунке 8.5, для «среднего случая» варьируемых величин ( $N_0 = 5 \times 10^{18} \text{ м}^{-3}$ ,  $\tau = 70$  нс и  $U_0 = 20$  кВ,  $kT_e = 5$  эВ), характерных для генератора НСЭП, представлено решение задачи (8.3.1–8.3.4), где в изолиниях показано двумерное распределение потенциала (слева от оси  $Z$ ) и концентрации ионов (справа от оси  $Z$ ) в некоторые моменты времени.

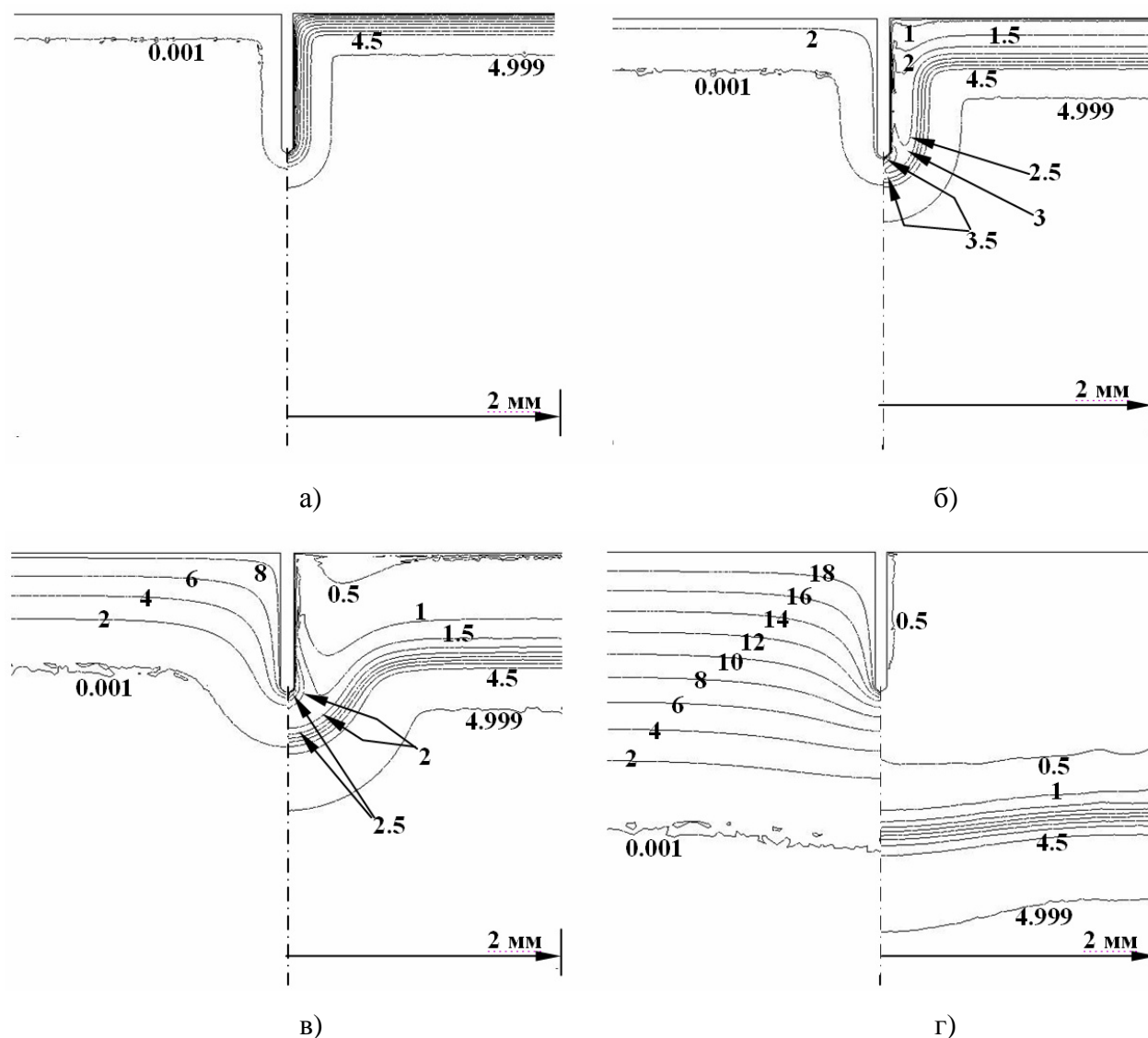


Рисунок 8.5. Совмещенные изображения распределений потенциала (слева) и концентрации ионов (справа) в окрестности выступа в моменты времени а) – 3 нс; б) – 10 нс; в) – 30 нс; г) – 100 нс. Значения на эквипотенциалах [0.001; 2; 3; ..., 20] даны в киловольтах. Значения на изолиниях концентрации [0.5; 1.0; 1.5; ... 4.5; 4.999] даны в единицах  $10^{18} \text{ м}^{-3}$ . Расчет выполнен для параметров  $N_0 = 5 \times 10^{18} \text{ м}^{-3}$ ;  $\tau = 70$  нс.

На рисунке 8.6 это же решение представлено пространственными распределениями потенциала, концентрации и  $z$ -проекции скорости ионов вдоль двух пространственных прямых: а) вдоль оси  $Z$  ( $r = 0$ ) включающую эмитирующую вершину проволоочки и б) вдоль прямой

$r=1.9$  мм, значительно удаленной от проволоочки (что соответствует случаю плоского катода).

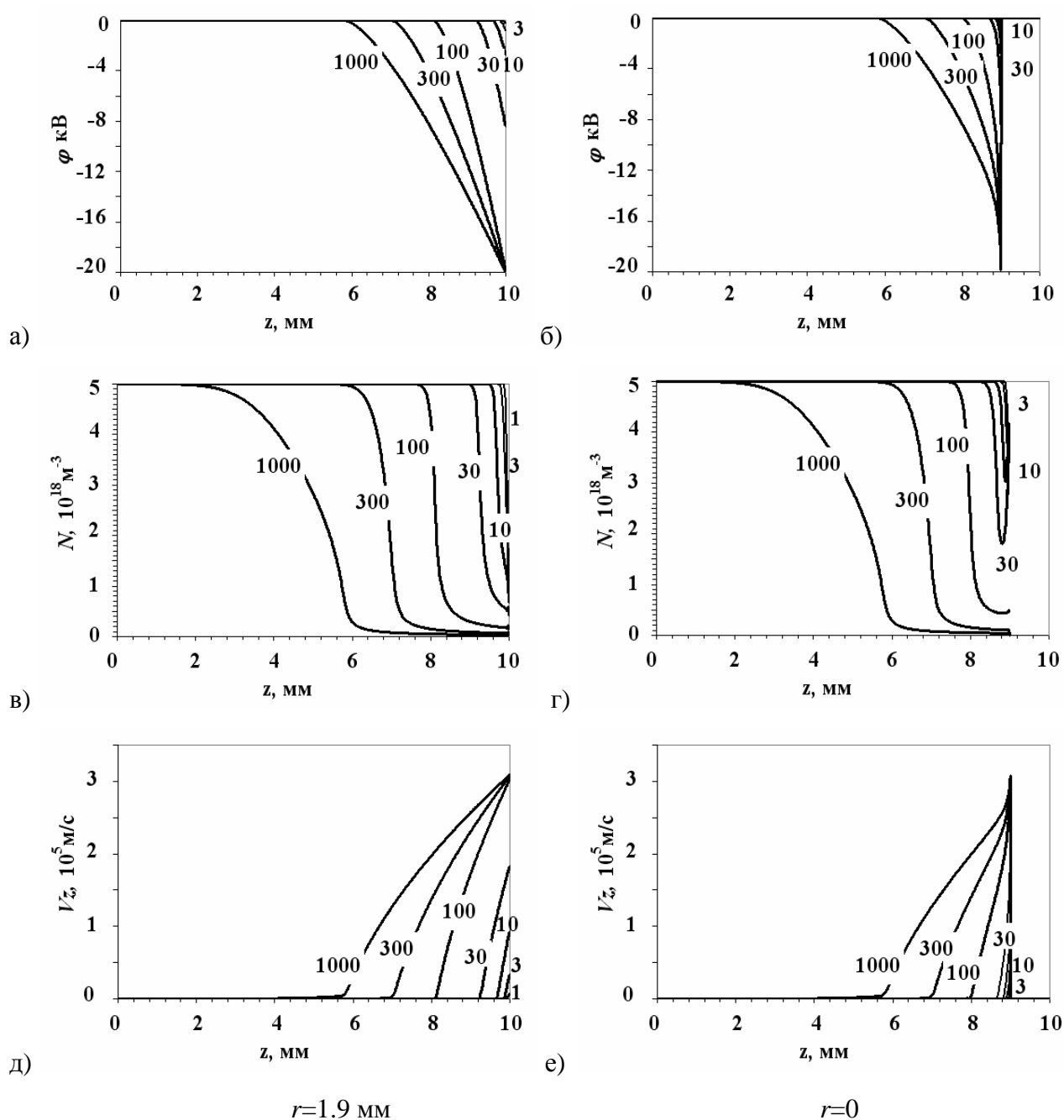


Рисунок 8.6.  $z$ -профили: электрического потенциала  $\varphi$ , концентрации ионов  $N$ ,  $z$ -составляющей скорости  $V_z$  вдоль цилиндра  $r=1.9$  мм и оси  $r=0$  мм. Числами на графиках показаны моменты времени в наносекундах. Расчет выполнен для параметров  $U_0=20$  кВ,  $N_0=5 \times 10^{18} \text{ м}^{-3}$ ;  $\tau=70$  нс. Плоскость катода совмещена с координатой  $z=10$  мм. Координаты вершины выступа ( $z=9$ ;  $r=0$ ) мм.

Из представленных данных следует, что наряду с электростатической фокусировкой потока ионов на выступ, вызванной искривлением эквипотенциалов вокруг торца проволоочки, значительный вклад в увеличение плотности тока ионов дает фокусировка, обусловленная ис-

кривлением самой эмитирующей границы плазмы. Особенностью такого рода фокусировки (назовем ее геометрической) является то, что она действует ограниченное время, которое может быть соизмеримо или меньше длительности фронта напряжения. В начале процесса ( $t < 1$  нс), когда граница плазмы находится на расстоянии, меньшем радиуса вершины выступа, центры кривизны плазменной границы и полусферического выступа почти совпадают. По мере расширения границы плазмы, центр кривизны плазменной границы смещается к вершине выступа, в результате чего в течение времени 10-50 нс от момента начала роста напряжения вблизи вершины наблюдается нарушение монотонности в распределении концентрации ионов и ее резкий подъем (рисунки 8.5 (б, в) и 8.6 (г)). При  $t > 50$  нс граница плазмы отходит от выступа достаточно далеко, и теряет концентричность с вершиной выступа. При этом монотонность в пространственном распределении ионов восстанавливается. К моменту времени  $t = 100$  нс граница становится практически параллельной плоскости катода (рисунок 8.5, г), и на этом этапе фокусировка возможна лишь за счет электростатической составляющей. Поскольку в область поля, искаженного выступом, попадают ионы, разогнанные большим смещением, электростатическая фокусировка на данном этапе также становится малоэффективной. Возникновение кратковременной геометрической фокусировки ионного потока заметно влияет не только на уровень всплесков тока, но и на время достижения максимума плотности тока [371, 373].

На рисунках 8.7 и 8.8 показаны зависимости от времени напряженности поля и плотности тока ионов вблизи вершины проволоочки ( $r = 0$ ) и на плоской части поверхности катода, на расстоянии  $r = 1,9$  мм от оси проволоочки. Зависимости построены на основе множества решений задачи (8.3.1–8.3.4) для трех значений концентрации плазмы и двух значений крутизны фронта импульса. Решение для случая  $r = 1,9$  мм практически совпадают решением одномерного варианта задачи для случая плоского катода (раздел 8.2). Как следует из рисунков, абсолютные максимальные значения напряженности поля и плотности ионного тока, достигаемые на вершине выступа, определяются 1) геометрическим фактором концентрирования электрического поля и фокусировки потока ионов, связанным с диаметром выступа и 2) динамическим фактором, связанным с крутизной фронта импульса и плотностью плазмы.

Оценочно, для любого момента времени при прочих равных условиях, как следует из сравнения рисунков 8.7 а и б, напряженность поля на вершине выступа в 10–20 раз больше, чем вблизи плоской поверхности (рисунок 8.7, а), что соизмеримо коэффициентом усиления поля на таком же выступе в вакуумном промежутке:  $\mu \sim h_B/r_B = 20$  [1, 4]. При этом максимальное значение напряженности поля на выступе, достигаемое в момент окончания фронта, для набора наиболее типовых параметров  $U_0 = 20$  кВ,  $N_0 = 5 \times 10^{18} \text{ м}^{-3}$ ,  $\tau = 70$  нс, в 60 раз выше напряженности поля в равновесном КИС (образовавшимся, к примеру при затяжном фронте смещения длительностью порядка 10 мкс и выше).

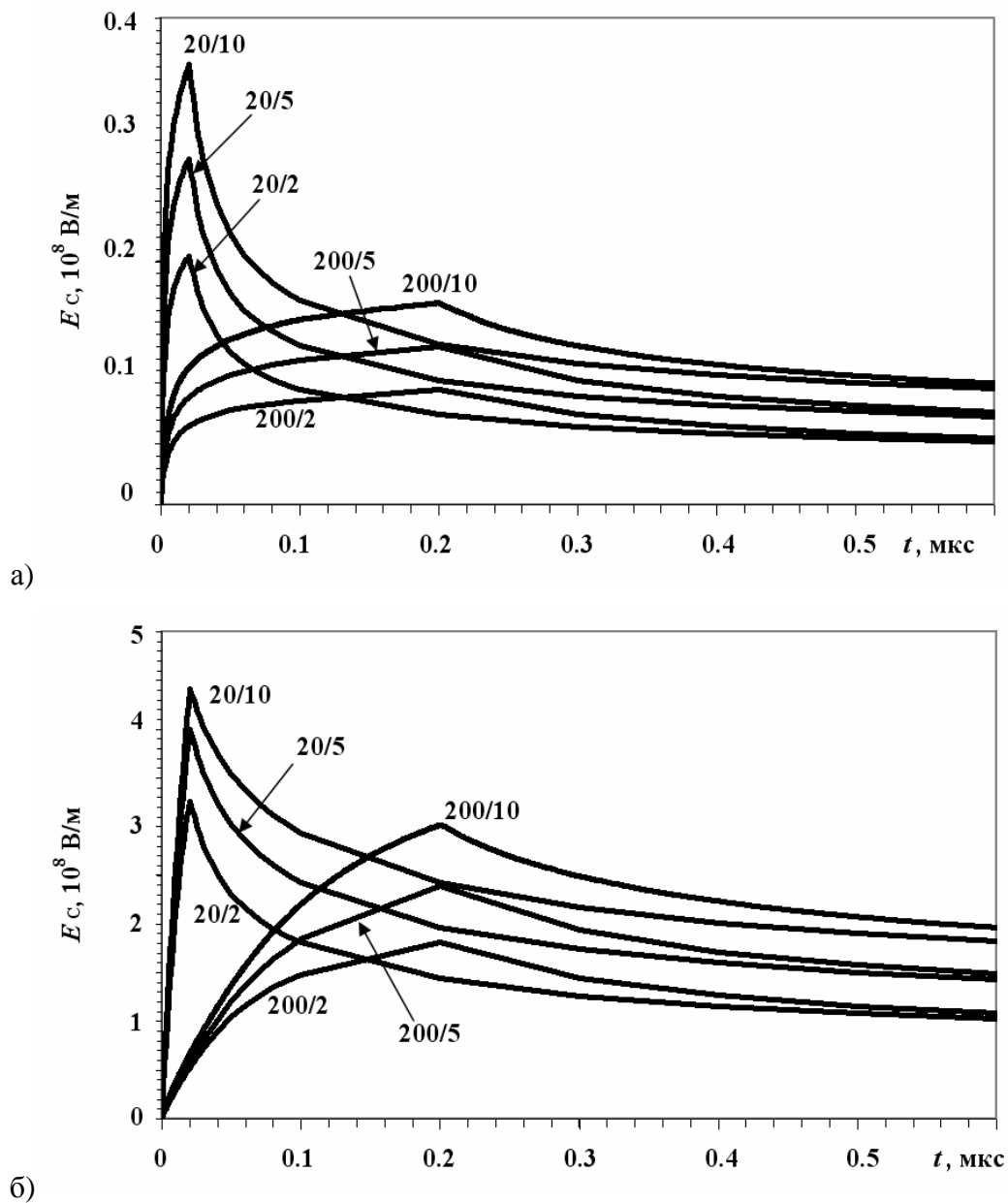


Рисунок 8.7. Зависимости напряженности поля вблизи катода от времени: а) – удаленная от оси точка ( $r=1.9$  мм); б) - точка, совпадающая с вершиной выступа ( $r=0$  мм). На кривых через косую черту показаны значения  $\tau(\text{нс})/N_0 (10^{18} \text{ м}^{-3})$ .

В отличие от напряженности поля, плотность ионного тока вблизи катода достигает своего максимума до момента окончания фронта импульса. Величина максимума на вершине выступа (рисунок 8.8, б) в 7–8 раз больше величины максимума на плоской части катода (рисунок 8.8, а). При этом максимум плотности тока на вершине выступа достигается позже, чем на плоской части катода, что обусловлено оптимальной в данный момент времени геометрической фокусировкой потока ионов вокруг выступа. С течением времени плотность тока ионов на вершине резко падает и сравнивается с плотностью тока на плоской части катода. Это связано с низкой эффективностью электростатической фокусировки ионов, эмитированных удаленной границей плазмы. Абсолютный коэффициент уплотнения тока на вершине выступа в момент



оптимальной геометрической фокусировки достигает значений, порядка 100 величин плотности тока Бома.

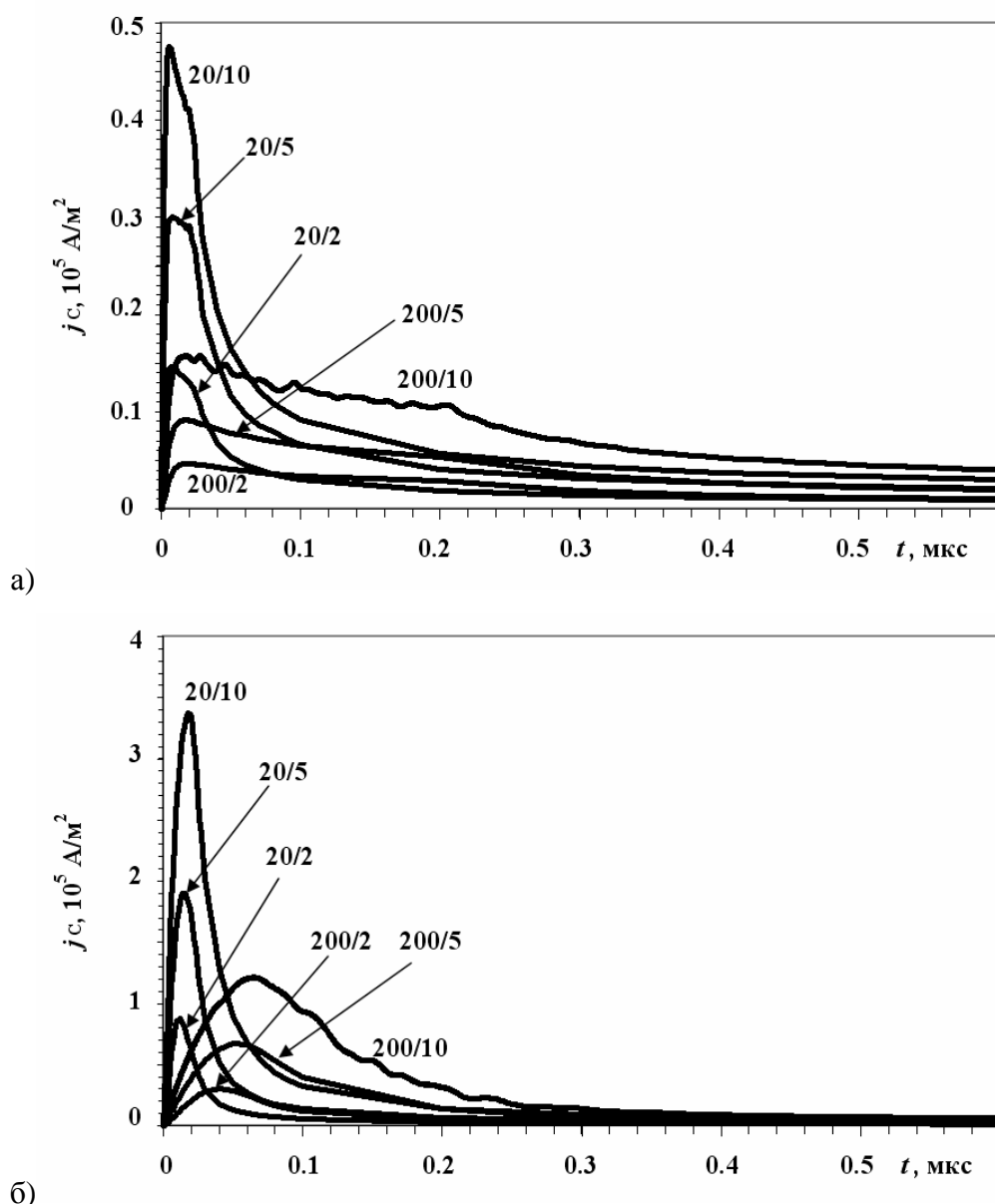


Рисунок 8.8. Зависимости плотности ионного тока на катод от времени: а) – точка, удаленная от оси на расстояние 1.9 мм; б) – точка, совпадающая с вершиной выступа. На графиках через косую черту показаны значения  $\tau(\text{нс})/N_0(10^{18} \text{ м}^{-3})$ .

В случае цилиндрического выступа с плоской вершиной (рисунок 8.4, в) абсолютные максимумы напряженности поля и плотности тока достигаются в разных точках (рисунок 8.9): область кромки выступа малого радиуса кривизны концентрирует электрическое поле, в то время как максимум плотности ионного тока приходится по-прежнему, на осевую точку цилиндрического выступа. Следует заметить, что та и другая величина превосходят соответствующие величины максимумов на осевой точке выступа с полусферической вершиной.

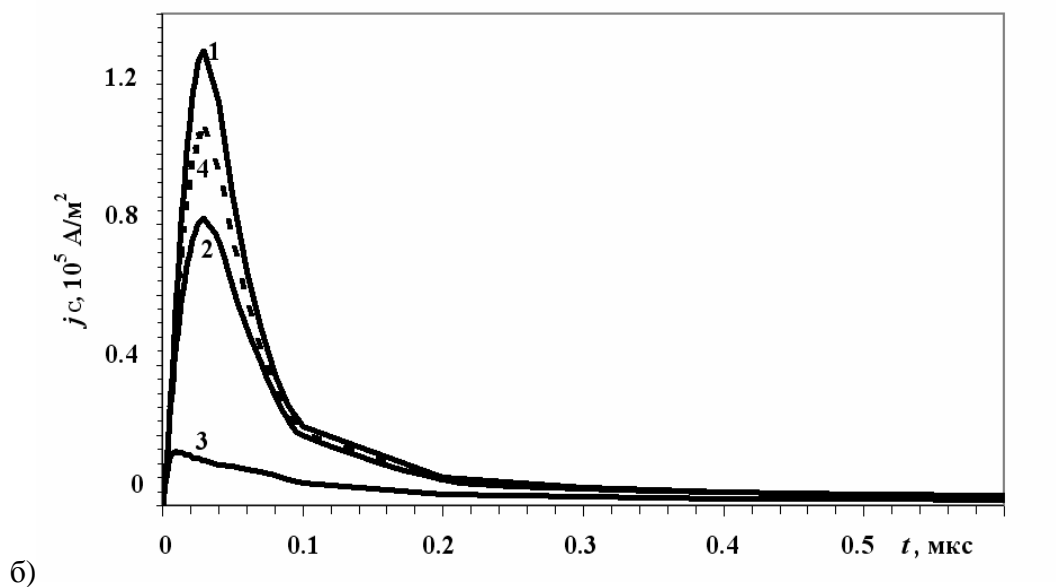
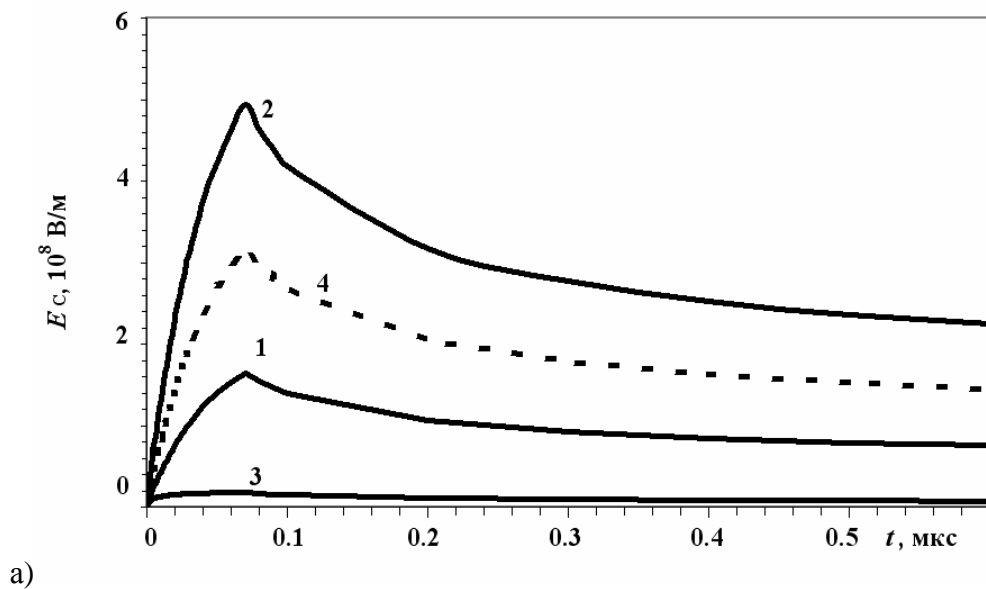


Рисунок 8.9. Зависимости напряженности поля (а) и плотности ионного тока (б) от времени на катоде с цилиндрическим выступом, имеющим плоскую вершину в различных точках: 1- осевая точка на вершине; 2- точка края вершины; 3 точка плоскости, удаленная от выступа. Для сравнения пунктиром (кривая 4) даны изменения величин на осевой точке цилиндрического выступа с полусферической вершиной. Расчет выполнен для параметров  $N_0 = 5 \times 10^{18} \text{ м}^{-3}$ ;  $\tau = 70 \text{ нс}$ .

Практически значимой для исследования свойств многопроволочных взрывозмиссионных катодов является оценка влияния соседних выступов. В случае регулярного расположения цилиндрических выступов точный результат можно получить лишь решением 3-мерной задачи. Если же ограничиться моделированием окружающих выступов аксиально-симметричными кольцами (рисунок 8.4, з), экранировка ими поля на центральном выступе будет несколько преувеличена.

Исследовалось возмущение характеристик  $E_c(t)$  и  $J_c(t)$  на вершине центрального выступа радиуса  $R = 0.5 \text{ мм}$  со стороны рядов окружающих выступов, имеющих радиальные положе-

ния вершин  $r = \Delta R$ ;  $2\Delta R \dots$  для  $\Delta R = 0.5 - 2$  мм. На рисунке 8.10 представлены характеристики  $E_C(t)$  и  $J_C(t)$  для следующих конфигураций катодов 0 (одиначный выступ);  $0/\Delta R$  (выступ, окруженный единственным кольцом) для значений  $\Delta R = 0.5$ ; 1 или 2 мм, а также конфигурации  $0/\Delta R/(2\Delta R)$  и  $0/\Delta R/(2\Delta R)/(3\Delta R)$  (выступ, окруженный двумя и тремя кольцами) для  $\Delta R = 0.5$  мм. Как видно из рисунка, наибольшее влияние на зависимости  $E_C(t)$  и  $J_C(t)$  дает ближайшее окружение. Начальные участки зависимостей  $E_C(t)$  и  $J_C(t)$  для любого случая сливаются. Для момента времени, когда расширяющиеся зоны катодного падения потенциала вокруг выступов перекрываются, происходят резкие отклонения зависимостей  $E_C(t)$  и  $J_C(t)$  от соответствующих зависимостей, полученных для одиночного выступа.

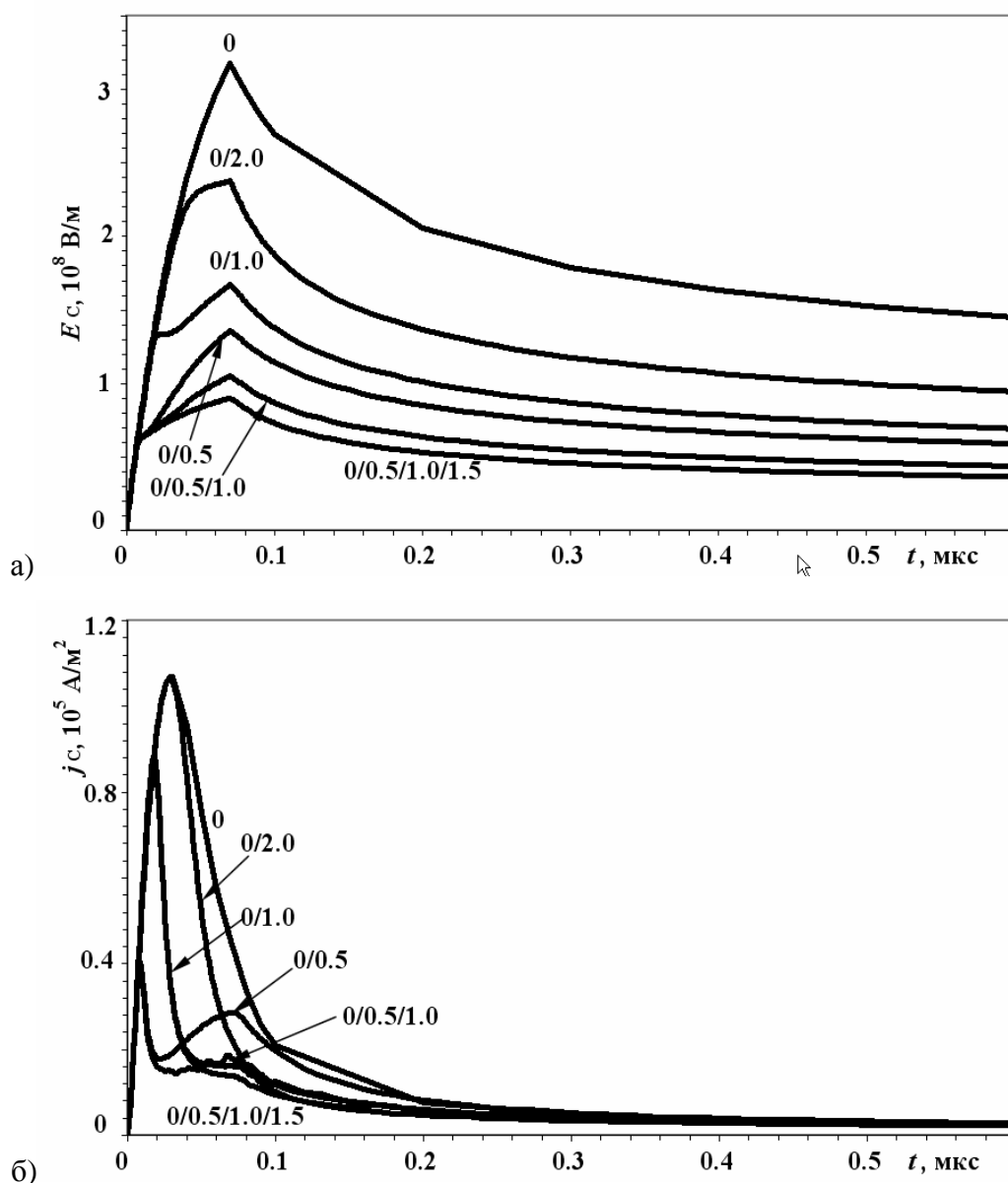


Рисунок 8.10. Зависимости напряженности поля (а) и плотности ионного тока (б) от времени на полусферической вершине выступа для случая различных расстояний расположения окружающих колец-выступов. Расчет выполнен для параметров  $N_0 = 5 \cdot 10^{18} \text{ м}^{-3}$ ;  $\tau = 70 \text{ нс}$ . В обозначениях конфигураций выступов через косую черту даны значения радиальной координаты расположения вершин выступов, учтенных в расчете.

Уменьшение расстояния между выступами  $\Delta R$  от  $\infty$  (одиночный выступ) до  $4R$  снижает амплитуду всплеска  $E_C$  приблизительно на 25%, при этом амплитуда всплеска  $J_C$  остается практически неизменной (рисунок 8.10). Дальнейшее уменьшение  $\Delta R$  начинает сильно сказываться также и на амплитуду  $J_C$ . При тесном взаимном расположении эмитирующих выступов  $\Delta R \sim 0.5R$  следует обратить внимание на появление повторного всплеска тока, связанного с приходом на центральный выступ ионов, испущенных искривленной границей окружающих выступов. Очевидно, по мере уменьшения расстояния  $\Delta R$  и увеличения количества окружающих выступов, зависимости  $E_C(t)$  и  $J_C(t)$  должны в пределе приближаться к зависимостям, соответствующим случаю плоского катода (рисунки 8.7, а и 8.8, а).

Из представленных результатов следует, что при характерном расстоянии между выступами  $\Delta R \sim R$ , максимальное значение  $E_C$  все еще превышает 1 МВ/см, что должно обеспечить надежную работу многопроволочного взрывоэмиссионного катода, на основе большинства металлов (раздел 3.2). Чрезмерное же увеличение расстояния между выступами до  $\Delta R \sim 2R$  может привести к значительному усилению процесса ионного распыления материала в силу резкого увеличения ионного тока.

**Некоторые замечания.** Сделаем дополнительные оценки, показывающие, что приведенные расчеты, основанные на модели (8.3.1–8.3.4), не учитывающей действие магнитного поля, справедливы для условий эксплуатации источников НСЭП типа "РИТМ", в которых создается ведущее магнитное поле индукцией не более 0,2 Тл в области взрывоэмиссионного катода. Очевидно, что магнитное поле практически не влияет на динамику формирования плоского КИС, поскольку электрическое и магнитное поле в данном случае сонаправлены. Оценим, насколько магнитное поле может повлиять на динамику КИС в области его скрещивания с электрическим полем, то есть вблизи боковой поверхности выступа.

Известно [376], что амплитуда циклического движения однозарядной частицы сорта "р" определяется двумя характеристическими длинами: амплитудой трохоиды  $R_{Ep}$  и ларморовским радиусом  $R_{Bp}$ :

$$R_{Ep} = \frac{m_p E}{q B^2}; \quad R_{Bp} = \frac{m_p V_{0p}}{q B}, \quad (8.3.9)$$

где  $q$  – заряд частицы (в данном случае, элементарный заряд);  $m_p$  – ее масса;  $E$  – величина напряженности электрического поля;  $B$  – величина индукции магнитного поля;  $V_{0p}$  – начальная скорость частицы зафиксированная "до включения" магнитного поля.

Отношение первой величины ко второй составляет величину

$$\frac{R_{Ep}}{R_{Bp}} = \frac{E / B}{V_{0p}}, \quad (8.3.10)$$

Рассмотрим два состояния: состояние плазмы, не возмущенной электрическим полем ( $E = 0$ ) и состояние формирующегося ионного слоя  $E \sim 10^8$  В/м.

В первом состоянии радиусы траекторий определяются величиной  $R_{Bp}$ , которая, в свою очередь связана с тепловой скоростью частиц. Для электронов с тепловой энергией 5 эВ средняя проекционная скорость составит  $V_{e0} \sim (kT_e/m_e)^{1/2} = 9,4 \cdot 10^5$  м/с, что соответствует радиусу  $R_{Bp} = 2,7 \cdot 10^{-5}$  м. Оценим эффективную длину пробега электрона при кулоновском рассеянии на других электронах  $\lambda_{ee}$  (при рассеянии на ионах она будет в  $m_i/m_e$  раз большей, то есть этой составляющей рассеяния можно пренебречь). Для этого можно воспользоваться общей формулой (7.2.9) для вычисления количества эффективных рассеяний в единице объема за единицу времени, и составить отношение средней скорости к частоте столкновений

$$\lambda_{ee} \sim \frac{(3kT_e/m_e)^{1/2}}{v_{ee}/N_e} \quad (8.3.11)$$

где  $N_e = 5 \times 10^{18} \text{ м}^{-3}$  – концентрация электронов.

В результате имеем  $\lambda_{ee} = 4,2 \cdot 10^{-2}$  м, то есть электроны в среднем совершают порядка 1000 вращений на одно эффективное рассеяние, возникающее, в среднем, каждые 26 нс. Таким образом, с некоторым приближением, для масштабов времени порядка десятков наносекунд и выше электроны плазмы можно представить укрупненными частицами, находящимися в состоянии теплового движения.

Характер движения электронов в формирующемся КИС резко изменяется уже при достижении величиной напряженности поля значений  $E \gg V_{0e}/B \sim 2 \cdot 10^5$  В/м, то есть практически с момента подачи импульса смещения на катод. При достижении характерных значений  $E = 10^8$  В/м амплитуда циклического движения электронов достигает  $R_{Ee} \approx 7 \cdot 10^{-3}$  м, то есть большинство электронов по трохоидальным траекториям покидают пределы формирующегося слоя и попадают в плазму, где вновь становятся укрупненными "частицами" размером  $\sim 10^{-5}$  м. Для ионов, выходящих из границы плазмы в КИС при подстановке в выражение (8.3.9) скорости Бома, получим  $R_{Ei} \approx 520$  м, то есть магнитное поле практически не поворачивает траектории ионов в пределах КИС. Таким образом, благодаря тому, что в ходе формирования ионного слоя электроны вытягиваются за его пределы достаточно сильным электрическим полем напряженностью  $E \gg 10^5$  В/м, наложение магнитного поля практически не должно влиять на текущую геометрию формирующегося ионного слоя. Этого нельзя утверждать по отношению к "электронному" слою, формирующемуся вблизи анода, поскольку параметры анодного слоя во многом связаны с потоком электронов, склонных к сильному искривлению своих траекторий в магнитном поле, в сравнении с ионами.

## 8.4. Экспериментальная часть

### 8.4.1. Факторы инициирования пробоя катодного ионного слоя

Опыт эксплуатации электронных пушек с многопроволочным медным катодом показал, что образование эмиссионных центров происходит более эффективно в плазмонаполненных диодах, чем в вакуумных диодах [161]. Это, в свою очередь, обеспечивает его больший эксплуатационный ресурс. Таким образом, условия инициирования пробоя КИС определяются двумя основными электрофизическими величинами: напряженностью электрического поля на катоде  $E_C$  и плотностью тока ионов, падающих на катод  $J_C$ . Традиционно с этими величинами связывают два механизма пробоя КИС. Первый предполагает возможность усиления на острейшем элементе катода электрического поля вплоть до напряженности  $E_0 \sim 3 \cdot 10^9$  В/м, достаточной для появления тока автоэлектронной эмиссии плотностью свыше  $10^7$  А/см<sup>2</sup> и микровзрыва [2]. Второй механизм, основанный на теории перехода тлеющего разряда в газе в искровой разряд [191], предполагает наличие на поверхности катода в качестве инициирующих элементов оксидных пленок, диэлектрических включений или частиц. При наличии плазмы диэлектрический фрагмент заряжается ионным током до тех пор, пока не накопит критический заряд, который создаст в нем сильное электрическое поле, достаточное для пробоя диэлектрика. В результате микровзрыва в диэлектрике возникает плазма, коммутирующая КИС. Время задержки пробоя КИС для этого механизма соответствует условию [161]:

$$\tau_d = \varepsilon \varepsilon_0 E_D / j_i, \quad (8.3.12)$$

где  $\varepsilon_0$  – диэлектрическая постоянная,  $\varepsilon$  – относительная диэлектрическая проницаемость пленки (включения),  $E_D$  – электрическая прочность диэлектрика,  $j_i$  – плотность ионного тока (в стационарном режиме, это плотность тока Бома).

Оба механизма инициирования пробоя КИС предполагают однородность и неизменность свойств материала катода и параметров плазмы, что позволяет сформулировать для этих механизмов количественные критерии пробоя, приведенные выше. В реальности причины появления взрывоэмиссионных центров под плазмой зависят от состояния поверхности катода и условий электрофизического воздействия. Так, при наличии диэлектрика инициирующий разряд в первую очередь возникает не в объеме, а на краях или разрывах диэлектрической пленки [391]. При этом характер распространения взрывоэмиссионной активности во многом определяется толщиной диэлектрического фрагмента [391]. Более того, условия пробоя в значительной мере определяются соотношениями углов примыкания диэлектрического фрагмента и металла друг к

другу в "тройных точках" [83] (например, на границе диэлектрической пленки, выступающей над поверхностью металла и на границе диэлектрического включения, имеющего с металлом общую поверхность).

В режиме короткоимпульсного смещения значительные всплески плотности ионного тока и напряженности электрического поля могут привести к иным механизмам пробоя КИС, в том числе, не связанным с наличием диэлектрических фрагментов. Согласно данным, представленным в главах 3–5, электрическое поле напряженностью свыше 1 МВ/см вызывает структурные нарушения в поверхностных слоях электродов. Такой уровень напряженности достигается в КИС вокруг торца проволоочного элемента диаметром  $\sim 0,1$  мм (рисунок 8.7, б). Неопределенность в формулировке критерия короткоимпульсного пробоя КИС также связана с сильным всплеском ионного тока, превышающими по амплитуде значение  $10^4$  А/м<sup>2</sup> (рисунок 8.8), который за короткое время создает высокие градиенты температуры. В поле высоких градиентов температуры значительно усиливается диффузионный перенос внедряемых ионов и собственных атомов отдачи [358], а также активируется так называемый "эффект дальнего действия" [350, 357]. Причиной "эффекта дальнего действия" являются динамические нагрузки, вызываемые высокими градиентами температуры и высокими плотностями ионов, внедряемых в поверхностный слой катода. В результате за мелкой имплантационной зоной ( $< 1$  мкм) формируется глубокая ( $\sim 100$  мкм) зона повышенной плотности дислокаций, как результат пластической деформации, вызванной изгибом обрабатываемой поверхности и миграции дислокаций и дислокационных петель в поле напряжений [357]. При энергиях ионов, превышающих 100 кэВ, характер нарушений становится иным. Внедряемые ионы рассредоточивают тепловую энергию в более широком слое, в результате чего при равной плотности вводимой мощности тепловые градиенты снижаются, и более выразительными становятся радиационные нарушения.

Таким образом, поверхностный слой катода в условиях генерации НСЭП подвергается структурным нарушениям, как со стороны электрического поля, так и со стороны ионного потока. Воспользовавшись  $j-U$  диаграммой, характеризующей различные методы ионной обработки и модификации поверхности материалов, приведенной в обзоре [350], а также расчетными и экспериментальными данными, представленными в разделах 8.2–8.4, рассмотрим на этой диаграмме позицию, которую занимает предпробойная ионная обработка поверхности катода источника НСЭП типа "РИТМ" (рисунок 8.11). Правый край отмеченной области соответствует проволочному элементу катода, левый край – плоскому катоду. Учитывая логарифмический масштаб диаграммы, можно прийти к выводу, что эта обработка наиболее близка к обработке, сопровождаемой низкоэнергетическую сильноточную ионную имплантацию, для которой "эффект дальнего действия" является сильно выраженным.

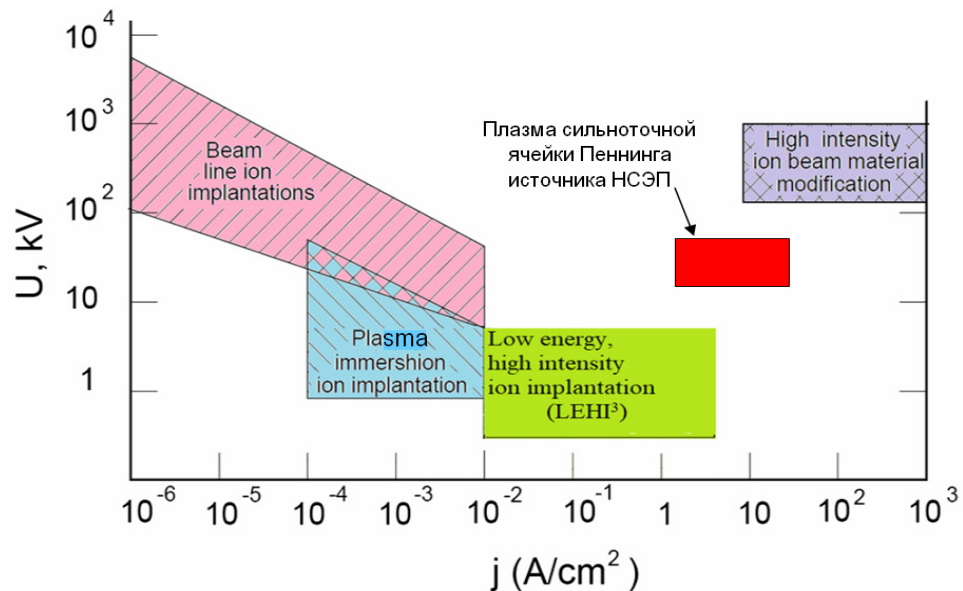


Рисунок 8.11.  $j$ - $U$ -диаграммы различных методов ионной обработки поверхности материалов по данным [350] с добавлением области, характеризующей обработку поверхности катода в источнике НСЭП перед пробоем КИС.

На рисунке 8.12 в двойном логарифмическом масштабе показаны изменения величин  $E_C$ ,  $J_C$ , а также полной плотности заряда, собираемого поверхностью предполагаемого диэлектрического слоя  $\sigma_C = \int J_C dt$ , полученные на основе численных расчетов для "средних" параметров работы источника НСЭП ( $N_0 = 5 \cdot 10^{18} \text{ м}^{-3}$ ,  $U_0 = 20 \text{ кВ}$ ,  $\tau = 70 \text{ нс}$ ). Для каждой из этих величин приведены две кривые. Верхняя кривая ("Р") соответствует точке полусферической вершины выступа, имеющего диаметр 0,1 мм. Нижняя кривая ("F") соответствует точкам катодной плоскости, удаленных от выступа (или случаю плоского катода). Пунктирными горизонтальными линиями обозначены четыре оценочные критические значения: теоретический предел электрической прочности ВП  $E_0 \sim 3 \cdot 10^9 \text{ В/м}$ ; "технологический предел" электрической прочности миллиметрового ВП, определяемый устойчивостью чистого материала катода к первому пробое (см. главы 2, 3)  $E_1 \sim 1 \cdot 10^8 \text{ В/м}$ ; критическая плотность ионного тока  $J_{cr} \sim 10^4 \text{ А/м}^2$ , при которой начинает проявляться "эффект дальнего действия"; нижний предел критической плотности суммарного заряда на поверхности диэлектрика  $\epsilon \epsilon_0 E_D \sim 10^{-3} \text{ Кл/м}^2$ , которая соответствует относительно низким значениям импульсной электрической прочности диэлектриков  $E_D \sim 1 \cdot 10^7 \text{ В/м}$  [377].



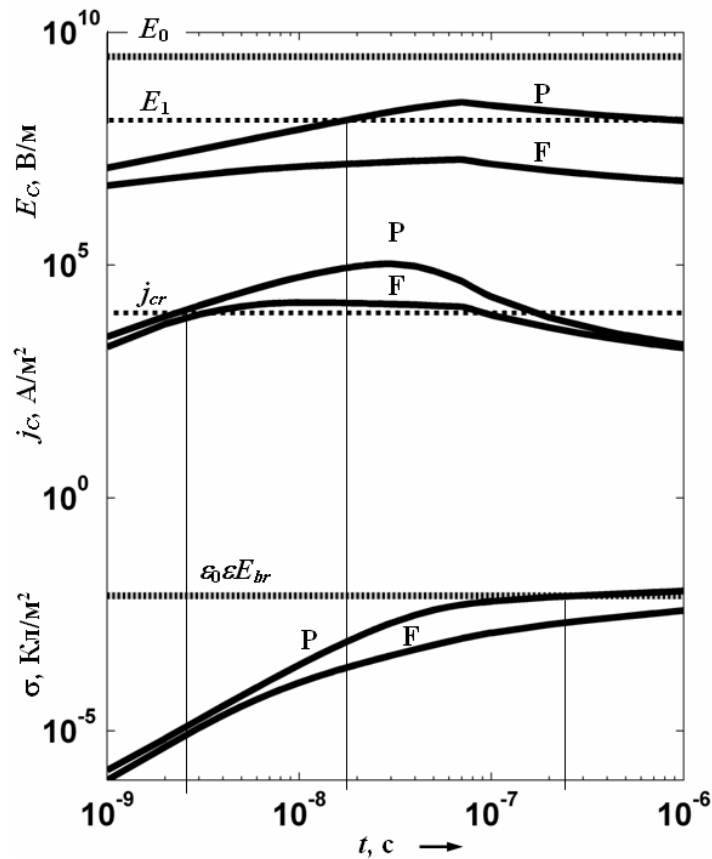


Рисунок 8.12. Изменение во времени напряженности электрического поля, плотности ионного тока и плотности перенесенного ионами заряда на вершине катодного выступа (P) и на плоской части катода (F).  $N_0 = 5 \cdot 10^{18} \text{ м}^{-3}$ ,  $\tau = 70 \text{ нс}$ ,  $kT_e = 5 \text{ эВ}$ ,  $U_0 = 20 \text{ кВ}$ . Точечные линии характеризуют уровни соответствующих критических значений (см. текст).

Из представленных эволюционных кривых следует, что прежде чем произойдет накопление критического заряда на каком-либо гипотетическом диэлектрическом фрагменте катода, вся поверхность катода (включая и сам диэлектрический фрагмент) в первую очередь будет подвергнута кратковременному деструктивному воздействию со стороны ионного потока значительной плотности  $J_C > J_{cr}$ . На плоском катоде пробой через объем диэлектрического фрагмента может реализоваться, в лучшем случае, лишь в области микросекундных задержек. В случае проволочного элемента диаметром 0,1 мм это время может быть в пределах 1 мкс. Однако задолго до этого, в течение 20 нс на поверхности катода возникнет напряженность электрического поля  $E_1$ , достаточная для инициирования искры на поверхности металла. На плоском катоде макрополевая напряженность  $E_1$  недостижима, поэтому короткоимпульсная форма пробоя плоского КИС может быть связана с локальным усилением электрического поля, например, на микроостриях, в тройных точках вокруг диэлектрических включений, в зазоре между электродом и отрывающейся свободной микрочастицей (глава 6). Ниже приведены экспериментальные данные, опубликованные в работах [379, 381, 390], которые позволяют сделать некоторые уточнения в отношении роли ионного тока инициирования короткоимпульсного пробоя КИС.

#### 8.4.2 Инициирование пробоя плоского ионного слоя в короткоимпульсном режиме

В экспериментах [390] стандартный многопроволочный медный катод источника НСЭП (рисунок 8.4, а) был замещен плоским катодом со сменяемой фольговой поверхностью (рисунок 8.13, а), конструкция которого подобна конструкции электродов, использованных при исследовании электрической прочности вакуумных промежутков (рисунок 3.1, б). Использовались фольги из титана BT1-00, меди М-1 и нержавеющей стали 12Х18Н10Т (SS). Амплитуда импульсов напряжения составляла 30 кВ, частота следования импульсов – 0,2 Гц. На рисунке 8.13 показаны характерные следы взрывоэмиссионной обработки катодных поверхностей после 150–200 выстрелов, которые свидетельствуют о генерации пучка под плазменным анодом в режиме дискретной эмиссионной поверхности, свойственному вакуумным диодам [392].

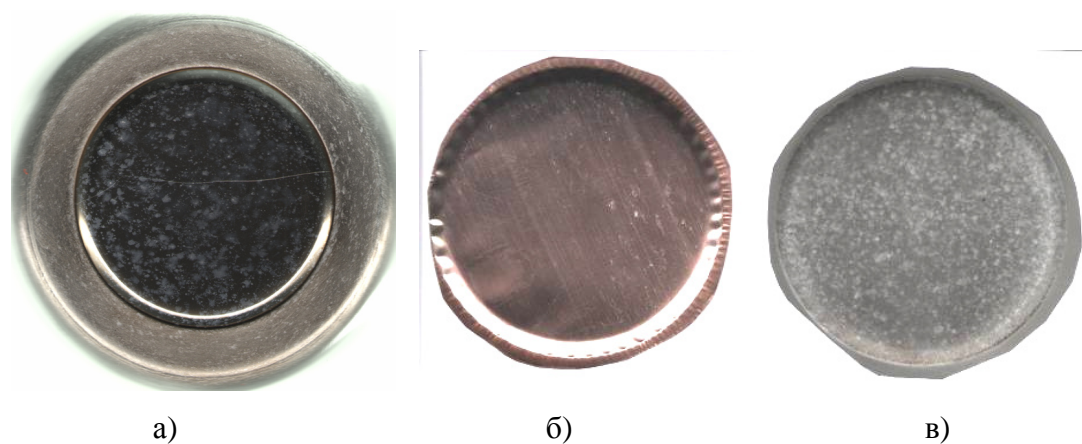


Рисунок 8.13. Следы обработки поверхности катода из нержавеющей стали (а), меди (б) и титана (в) после полного цикла ресурсных испытаний.

На рисунке 8.14 показаны примеры осциллограмм напряжения и тока в цепи стандартного многопроволочного (а) и плоского (б) медных катодов. Крутизна нарастания напряжения в обоих случаях составляла около  $3 \cdot 10^{11}$  В/с. Для многопроволочного катода крутизна нарастания тока была максимальной и составляла  $\approx 1 \cdot 10^{11}$  А/с. Инициирование взрывной электронной эмиссии на выступающих над средним уровнем проволочках, согласно расчетам, происходит в условиях высокой напряженности электрического поля  $E_C > 2$  МВ/см  $> E_1$  (см. рисунки 8.7, б и 8.12), при которой взрывоэмиссионные центры гарантировано зарождаются на поверхности металла (см. главу 3). Это условие позволяет инициировать элементарные электронные пучки одновременно на многих проволочных элементах и обеспечить воспроизводимость параметров интегрального пучка на протяжении  $\sim 10^4$  выстрелов и более [161]. Время задержки инициирования взрывной эмиссии относительно условного момента времени, при котором напряжение на фронте импульса достигает 4 кВ, составляло 20–40 нс (рисунок 8.14, а), что соответствует

расчетным данным (рисунок 8.12). Временем инициирования электронной эмиссии считался момент времени, при котором в цепи катода возникал ток на уровне не менее 340 А.

Для плоского катода скорость нарастания электронного тока составляла  $0\text{--}5 \cdot 10^{10}$  А/с (нулевое значение соответствует холостому выстрелу). На осциллограмме тока перед монотонным ростом можно выделить последовательность из нескольких малых импульсов, соответствующих разгоранию и угасанию отдельных групп взрывоэмиссионных центров (рисунок 8.14, б). При холостом выстреле последовательность малых импульсов тока также фиксировалась. Это свидетельствует о том, что появление взрывоэмиссионных центров на плоском катоде не является достаточным условием генерации сильноточного пучка.

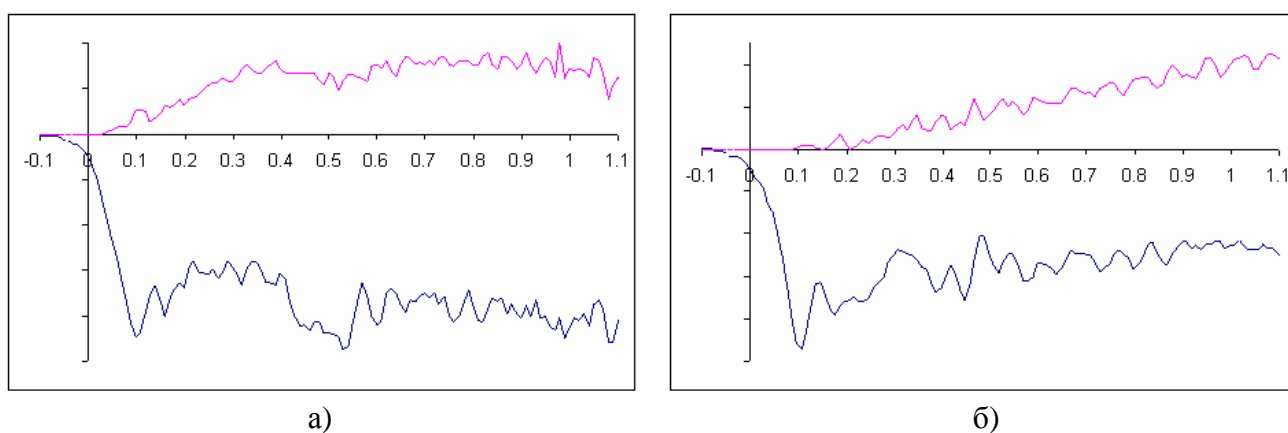


Рисунок 8.14. Осциллограммы напряжения на катоде (снизу) и тока в цепи катода (сверху) в ходе генерации НСЭП: а) многопроволочный медный катод; б) плоский медный катод. Соответствующие масштабы: 8 кВ/дел., 20 кА/дел. Шкала времени дана в микросекундах.

На рисунке 8.15, а показана зависимость времени задержки взрывной эмиссии от номера выстрела в пределах 150 выстрелов. Сглаживающая кривая соответствует зависимости из класса степенных полиномов 4 степени, минимизирующей сумму квадратов отклонений от экспериментальных точек. Для первых циклов характерны малые задержки первого всплеска тока, в том числе "отрицательные" значения, соответствующие низким значениям напряжения, и, в тоже время, гарантированное срабатывание устройства. Согласно расчетным данным, отображенным на рисунке 8.12, в самом начале подъема напряжения, с одной стороны, может быть достигнут критический уровень плотности тока  $J_{cr}$ , соответствующий интенсивному зарождению дефектов на поверхности катода. С другой стороны, появление ранних взрывоэмиссионных центров может быть связано с электростатическим усилением поля на краях диэлектрических включений, приводящих к поверхностным разрядам. После первых выстрелов длительность задержки взрывной электронной эмиссии увеличивается и в среднем стабилизируется на уровне 125 нс (рисунок 8.15, а).

В работе [390] установлено, что локальное магнитное поле, как и в случае вакуумного промежутка (см. раздел 3.3), систематизирует положение взрывоэмиссионных центров на по-

верхности катода, концентрируя их в области магнитных полюсов. На рисунке 8.16, *а* показана схема расположения и ориентации 6-мм шарообразных Nd–Fe–В-магнитов под фольгой, вклеенных в 37 отверстий. На рисунке 8.16, *б* показаны соответствующие следы обработки титанового электрода после 140 выстрелов.

Влияние магнитного поля на характер пробоя вакуумного промежутка двояко (раздел 3.3). С одной стороны, магнитное поле снижает импульсную электрическую прочность  $E_1$ . С другой стороны, то же магнитное поле препятствует развитию искры, прерывая ее в одном месте поверхности катода и перемещая ее в другое. Эти свойства проявляются и в случае КИС. Из сравнений рисунков 8.15, *а* и *б*, следует, что введение магнитной матрицы приводит, с одной стороны, к сокращению задержки взрывной эмиссии на титановом катоде, в среднем, на 50 нс. С другой стороны, локальное магнитное поле резко снижает стабильность срабатывания самого устройства. На рисунке 8.17 представлены зависимости статистической вероятности успешного выстрела пучка от количества поданных импульсов в ходе тех же испытаний, по результатам которых построены характеристики, приведенные на рисунке 8.15. Вероятность успешного выстрела определялась по выборке, равной 10 смежным выстрелам. Ресурс работы катода считался завершенным, если возникло 10 холостых выстрелов подряд.

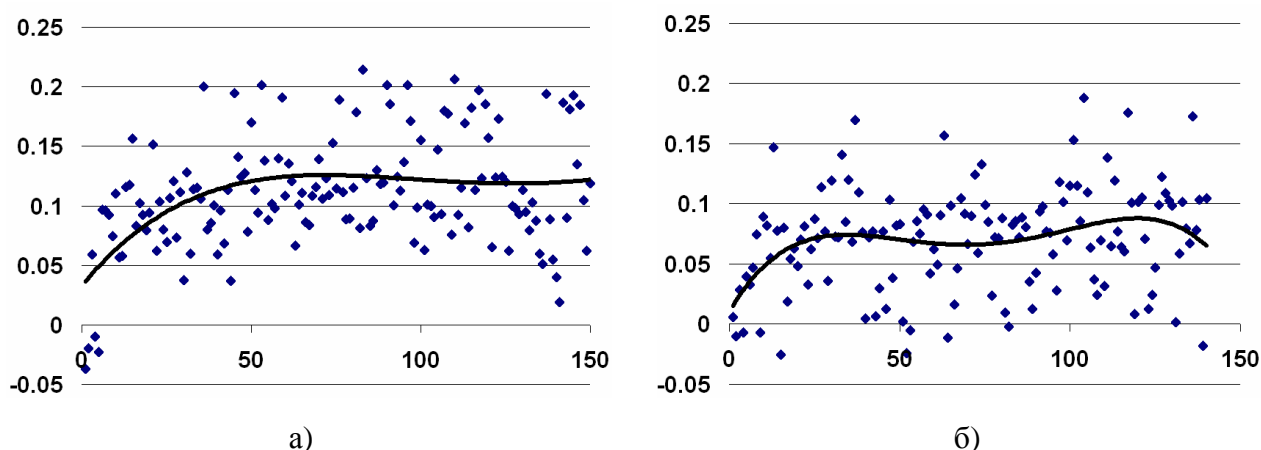


Рисунок 8.15. Задержка электронной эмиссии с плоского титанового катода (в микросекундах) в зависимости от номера импульса: а) без магнитной матрицы; б) с магнитной матрицей.

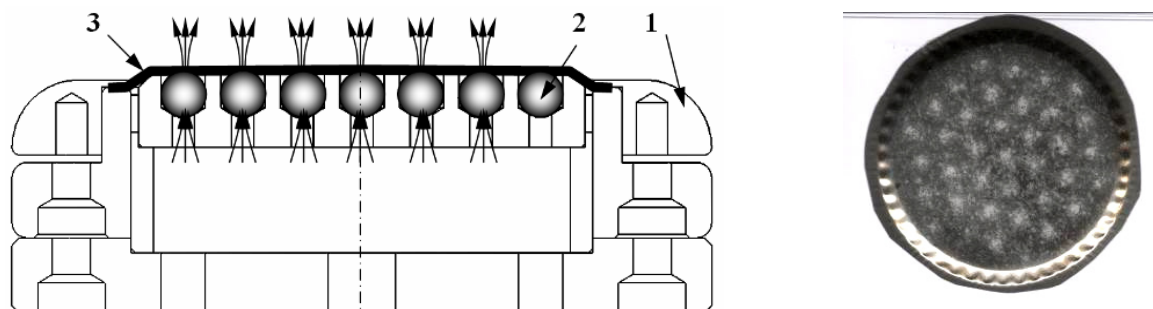


Рисунок 8.16. а) эскиз катодного узла с матрицей шаровых магнитов: 1– корпус; 2– шарообразный магнит; 3 – фольга (взрывоэмиссионная поверхность); б) следы обработки поверхности титановой фольги катода над матрицей магнитов.

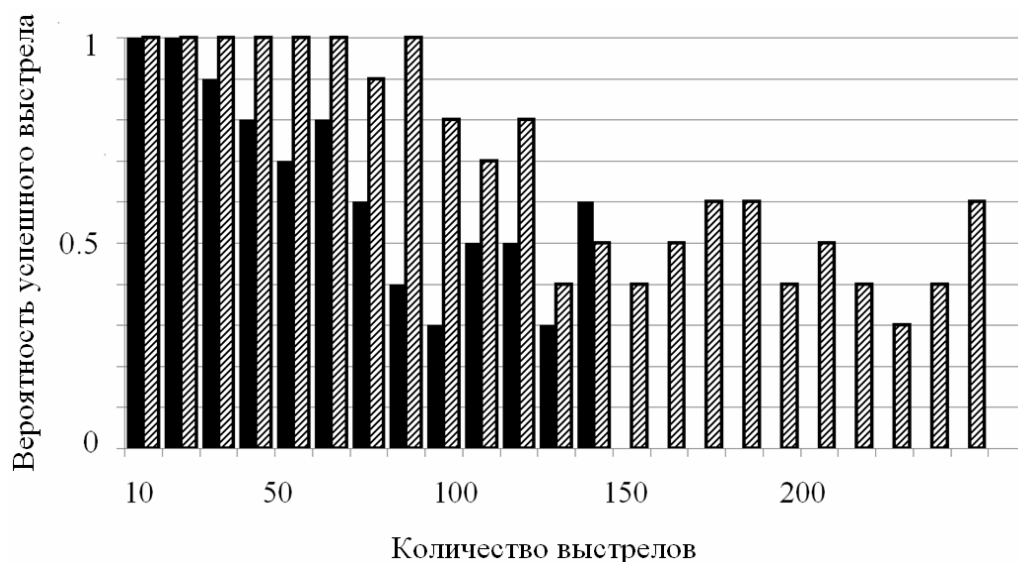


Рисунок 8.17. Зависимость статистической вероятности успешного выстрела от количества выстрелов для титановой поверхности катода. Штриховые столбцы – катоды без магнитной матрицы; закрашенные столбцы – катоды с магнитной матрицей.

Уменьшение стабильности срабатывания источника НСЭП и сокращение ресурса работы катода в присутствии магнитного поля было характерным для всех материалов, которые использовались в эксперименте. При этом независимо от наличия или отсутствия магнитной матрицы в катоде наблюдалось некоторое увеличение ресурса и стабильности срабатывания в ряду материалов катода  $\text{Cu} \rightarrow \text{SS} \rightarrow \text{Ti}$ .

Выдержка катода в атмосферных условиях в течение 1 суток, независимо от используемого материала фольги, оставляла катод в той стадии статистической активности, которая была фиксирована до разгерметизации установки. Это свидетельствует о том, что адсорбционный слой на поверхности катода не играет решающей роли в работе взрывоэмиссионных источников НСЭП.

#### 8.4.3 Влияние ионного тока на состояние поверхности катода

Взрывоэмиссионные явления на поверхности катода затушевывают следы иницирующих процессов. Эта проблема являлась одной из основных технических проблем в ходе исследования предпробойных явлений на поверхности электродов ВП (главы 3, 4). Для того чтобы исследовать следы воздействия ионного потока в КИС на металлическую поверхность, в работе [381] испытуемый электрод с фольговой поверхностью устанавливался не в позицию многопроволочного катодного узла пушки (не в цепь накопителя), а на отдельный изолятор со стороны крепления мишени. Рисунок 8.18 схематично поясняет отличие экспериментальной (а) и стан-

дартной (*б*) конфигураций источника НСЭП. После генерации плазмы многопроволочный катодный узел пушки оставался несмещенным (заземленным), то есть генерация сильноточного электронного пучка не производилась. Отрицательный импульс на катод-образец с крутизной  $\sim 10^{12}$  В/с амплитудой 25 кВ подавался от кабельного генератора, изображенного на рисунке 2.16 (последовательный резистор отсутствовал,  $R=0$ ). Пауза между импульсами составляла около 3 с. На рисунке 8.19 показаны типичные осциллограммы прямой и обратной волн напряжения, полученные на согласованной нагрузке без плазмы (*а*) и в условиях генерации плазмы ячейкой Пеннинга (*б*). Восстановить форму волны тока по формам прямой  $U_d(t)$  и отраженной  $U_r(t)$  волн при сопротивлении линии  $\rho$  можно на основе формулы (после совмещения волн  $U_d(t)$  и  $U_r(t)$  сдвигом по шкале времени):

$$I = \frac{U_d}{\rho} \cdot \frac{U_d - U_r}{U_d + U_r}. \quad (8.4.1)$$

На рисунке 8.20 показана форма волны тока, восстановленная из осциллограммы, представленной на рисунке 8.19, *б*. С учетом диаметра диафрагмы 3 (рисунок 8.18, *а*),  $D = 40$  мм, плотность тока через КИС достигает  $\sim 4\text{--}5$  А/см<sup>2</sup>, что соответствует по порядку величины данным численных расчетов формы волны ионного тока (рисунок 8.8, *а*). Таким образом, есть основание предполагать, что, если не вся, то значительная часть тока, протекающего в цепи обрабатываемого электрода 4 является током ионов. Форма волны вначале следует расчетной зависимости тока ионов от времени, однако затем спад тока становится замедленным по отношению к расчетному, и на некоторых осциллограммах можно обнаружить второй максимум. Вероятно, на временном участке второй половины импульса на поверхности катода возникают отдельные взрывоэмиссионные центры, которые в общий ток добавляют электронную компоненту. Однако визуально вспышки катодных пятен на поверхности катода не наблюдались.

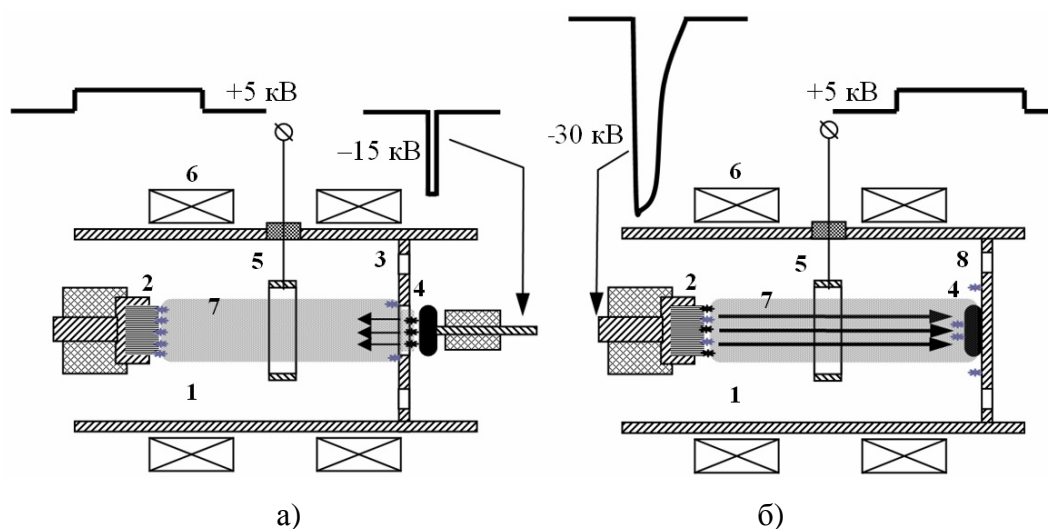


Рисунок 8.18. Обработка электродов: (а) – короткоимпульсная тренировка под плазмой, (б) – обработка НСЭП (схематично). 1 – корпус пушки; 2 – взрывоэмиссионный катод; 3 – диафрагма; 4 – обрабатываемый электрод; 5 – анод; 6 – соленоид; 7 – плазменный анод; 8 – пластина.

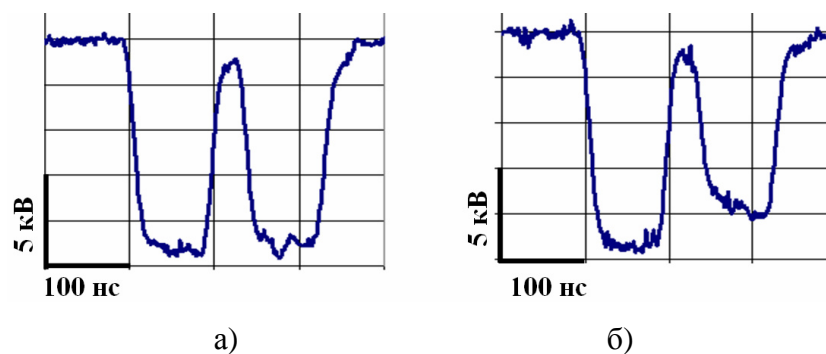


Рисунок 8.19. Осциллограммы импульсов прямой и отраженной волн напряжения кабельного генератора: а) - в режиме холостого хода (без плазмы); б) - в режиме тренировки под плазмой.

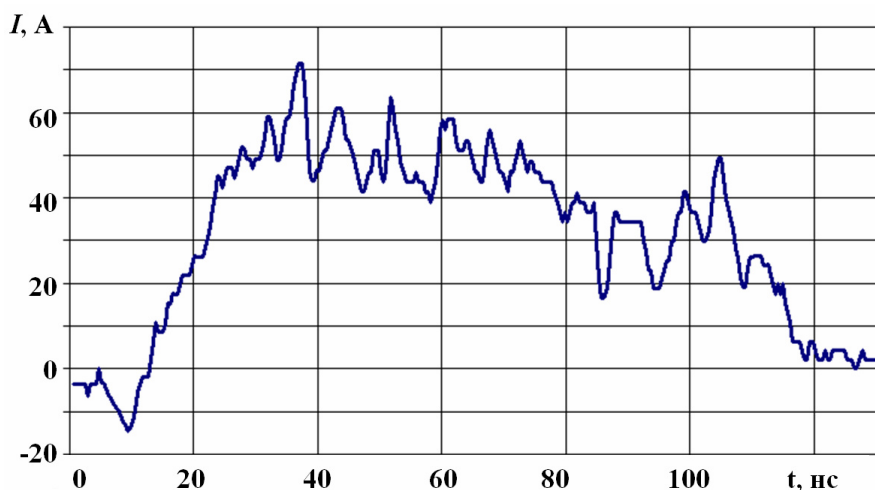


Рисунок 8.20. Волна тока через плазму, восстановленная из осциллограммы, представленной на рисунке 8.19, б).

На рисунке 8.21 показаны электронно-микроскопические снимки поверхностей фольги нержавеющей стали 12X18Н10Т (а) и титана (б) после обработки 100 импульсами под плазмой. Для нержавеющей стали характерно возникновение микроскопических полостей, оставшихся на месте включений. Их неправильный вид свидетельствует о том, что процесс удаления включений не сопровождается плавлением материала. Это также можно подтвердить следующими оценками. В соответствии с формой тока (см. рисунок 8.20), будем полагать величину электронной составляющей тока  $J \sim 10$  А. За время импульса эта составляющая переносит  $Q \sim 10^{-6}$  Кл заряда. Учитывая взрывоэмиссионное происхождение электронного тока, предполагая его строгую привязку к включениям и принимая параметр удельной эрозии  $\gamma \sim 10^{-4}$  г/Кл [195], получим, что за время импульса будет взорвано и унесено материала в количестве  $m \sim 10^{-10}$  г. Полагая плотность материала включения  $\rho = 5$  г/см<sup>3</sup>, получим унесенный объем материала  $V \sim 2 \cdot 10^{-11}$  см<sup>3</sup>. Ориентируясь на объем одного включения  $\sim 5$  мкм (рисунок 8.21, а), приходим к выводу о том, что за один импульс может быть удалено лишь 0,2 включения. Таким образом, за 100 импульсов можно ожидать удаления лишь 20 включений при условии, если они



будут удаляться последовательно и целиком. С учетом обрабатываемой площади поверхности электрода  $S \sim 10 \text{ см}^2$  и плотности включений  $\sim 10^4 \text{ см}^{-2}$  приходим к выводу, что для удаления всех включений через процесс сублимации потребовалось бы порядка миллиона импульсов. Остается предположить, что частичное или полное удаление включений в ходе воздействия короткими импульсами напряжения происходит в твердой фазе путем их откола. Известно, что откол частиц из катода под воздействием термоупругих напряжений является одной из форм искровой эрозии катода вакуумного промежутка [198]. Кроме того, на термоупругие напряжения должны накладываться локальные механические напряжения, обусловленные концентрацией электрического поля на границах включений.

В работе [381] удаление микровключений с поверхности нержавеющей стали под действием ионной бомбардировки (схема на рисунке 8.18, а) рассматривалась как предварительная очистка поверхности электродов ВП перед финишной обработкой НСЭП в стандартных условиях (схема на рисунке 8.18, б). На рисунке 8.22 показаны значения ИЭП ВП ( $E_{br}$ ), измеренные после такой комплексной обработки каждого электрода при различном количестве импульсов, поданных на КИС. Две точки при  $N = 0$ , соответствуют контрольным электродным парам, не прошедшим предварительную импульсную обработку под плазмой. Они попали в статистический интервал, ранее определенный для ВП с фольговыми электродами нержавеющей стали (рисунок 3.2), и который на рисунке 8.22 обозначен пунктирными линиями. Как следует из рисунка 8.22, с возрастанием количества импульсов ионной обработки, величина  $E_{br}$  имеет тенденцию к увеличению, но при этом увеличивается и разброс точек вдоль характеристики. С практической точки зрения, эффект нельзя признать положительным, так как для высоковольтных устройств немаловажным является стабильность величины электрической прочности. С другой стороны, результат заслуживает внимания тем, что отдельные экспериментальные точки попали в область значений ИЭП свыше 1.4 МВ/см, не свойственных ВП с широкими электродами, изготовленными из любых, в том числе наиболее качественных сталей.

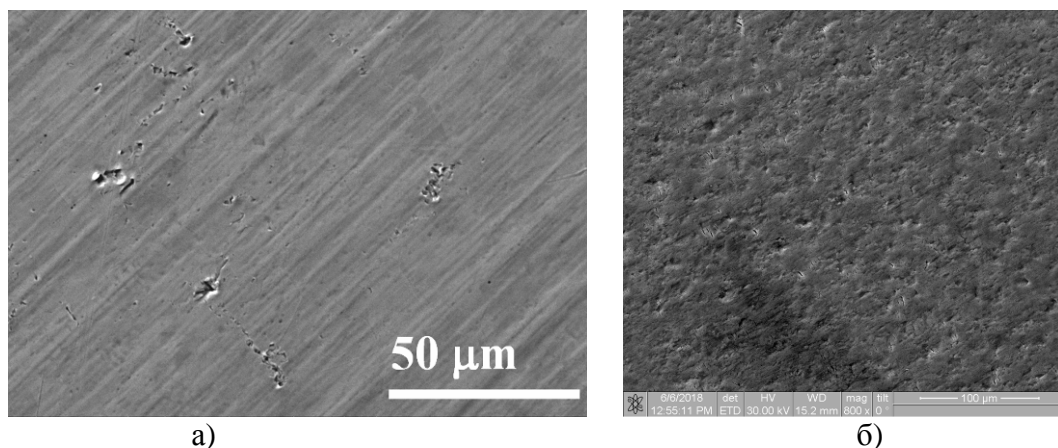


Рисунок 8.21. Результат короткоимпульсной обработки под плазмой поверхности фольги из нержавеющей стали 12X18H10T (а) и титана (б). В обоих случаях подано по 100 импульсов.



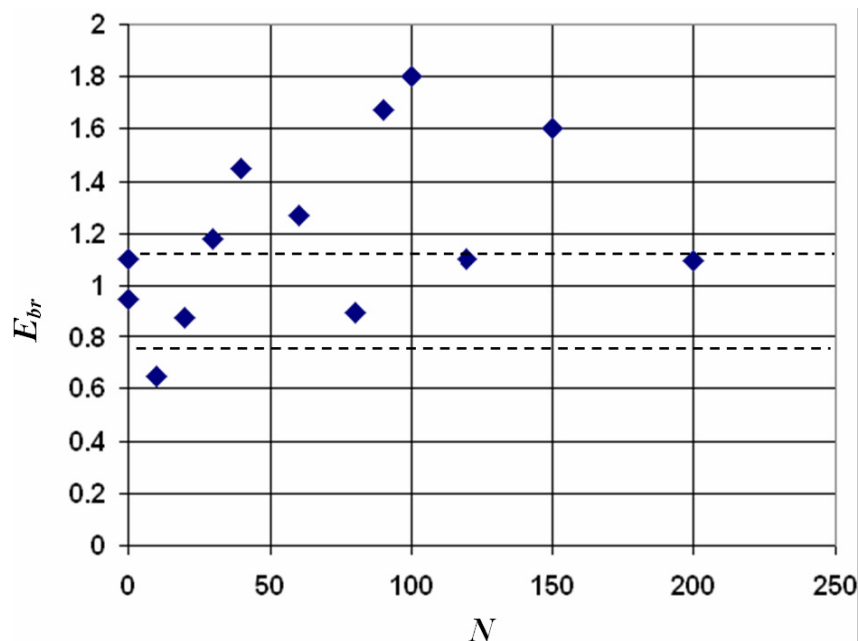


Рисунок 8.22 – Зависимость амплитуды напряженности поля первого пробоя ВП со стальными электродами от количества импульсов, поданных в ходе обработки электродов под плазмой, предваряющей обработку НСЭП.

Следует обратить внимание на то, что разброс точек вдоль характеристики  $E_{br}(N)$  выглядит как расщепление характеристики на две ветви, возрастающую и горизонтальную. Иными словами, приблизительно половина из экспериментальных ВП после тренировки под плазмой и последующей ИПП не изменила свою ИЭП по отношению к ИЭП контрольной партии. По-видимому, после тренировки основная часть включений, находящихся на поверхности стали, удаляется, но некоторая часть проблемных включений (чрезмерно больших, узких и глубоких, тугоплавких) остается. Последующая обработка НСЭП не приводит к их полному удалению в силу ограниченной глубины ИПП, составляющей порядок нескольких микрометров. Результирующее значение напряженности поля первого пробоя у части ВП остается прежним, поскольку это значение определяется не количеством, а лишь наличием слабых мест, инициирующих взрывную эмиссию. Остальная часть ВП, электроды которых оказались полностью очищенными от включений, показала, соответственно, повышенные значения ИЭП. Последнее предположение согласуется также со следующим установленным экспериментальным фактом: трехэтапная обработка электродов (ИПП + тренировка под плазмой + ИПП) привела к нулевому эффекту: все значения ИЭП оказались уложенными в интервал типовых значений ИЭП ВП, электроды которых прошли лишь одну процедуру ИПП (пунктирный коридор на рисунке 8.22). Объяснить этот факт можно на основе данных, приведенных в обзоре [163], согласно которым остатки крупных включений карбида в сталях, не растворившихся в матрице во время ИПП НСЭП, распадаются на множество мелких

субмикронных глобул и тонких прослоек. В таком состоянии очистка поверхности посредством термоударного выкалывания включений, по-видимому, невозможна.

Смена материала катода не влияла на форму импульсов тока, но влияла на характер поверхностных разрушений. После аналогичной импульсной обработки под плазмой поверхность титана оказалась покрытой сеткой микроскопических трещин, ориентированных поперек проката (рисунок 8.21, б), а на поверхности меди изменений обнаружено не было. После двухэтапной обработки титановых электродов, включающей импульсную тренировку под плазмой и последующую обработку НСЭП, вакуумные промежутки показали низкие значения ИЭП на уровне 0,8–0,9 МВ/см, что существенно ниже среднестатистического значения 1,5 МВ/см, характерного для простой обработки электродов ИПП. По-видимому, это связано с тем, что в ходе ионной бомбардировки раскрытие трещин происходит на глубину более 10 мкм, что превышает глубину плавления материала в ходе последующей ИПП НСЭП. Трехэтапная обработка титановых электродов (ИПП + тренировка под плазмой + ИПП), как и в случае стальных электродов, оказалась эквивалентной простой обработке ИПП. После тренировки под плазмой титановых электродов, предварительно облученных НСЭП, образование микротрещин не наблюдалось. Это объясняется снятием анизотропии и стабилизацией механических свойств поверхностного слоя металла на уровне высоких значений микротвердости после 30-кратного резкого расплавления и охлаждения со скоростями  $\sim 10^9$  К/с [163].

Приведенные данные свидетельствуют о том, что под действием интенсивной ионной бомбардировки в ходе формирования КИС материал катода испытывает значительные механические нагрузки. При этом наличие анизотропных остаточных напряжений в фольге способствуют образованию трещин (титан), а наличие включений и соответствующей им неоднородности теплопроводности и теплоемкости приводят к их отколу (нержавеющая сталь). Отсутствие видимых нарушений на поверхности меди после ионной обработки можно объяснить, с одной стороны, высокой теплопроводностью меди, с другой стороны, ее высокой пластичностью, позволяющей снимать наведенные напряжения в паузах между импульсами.

Ограничимся оценкой нормальных к поверхности температурных градиентов, возникающих в результате ионной бомбардировки из КИС. Для оценки избыточной температуры на поверхности воспользуемся формулой [281], описывающей действие поверхностного однородного стационарного источника тепла, подставляя в нее вместо величины плотности мощности произведение плотности тока на напряжение  $jU$ :

$$\Delta T = \frac{2jU}{\lambda} \left( \frac{at}{\pi} \right)^{1/2} \quad (8.4.2)$$

где  $\lambda$  и  $a$  – коэффициенты теплопроводности и температуропроводности, соответственно.

Глубину температурной неоднородности оценим по формуле:

$$\Delta L \approx at^{1/2}, \quad (8.4.3)$$

При длительности фронта напряжения 20 нс, на основании данных расчета, представленных на рисунке 8.8, *a*, примем для аппроксимирующего прямоугольного импульса  $t = \tau = 100$  нс,  $j = 2,5 \cdot 10^4$  А/м<sup>2</sup> (эти значения также соответствуют экспериментальным значениям, см. рисунок 8.20). Воспользовавшись таблицами [181], сравним значения избыточной температуры, поверхностного температурного градиента  $dT/dx \approx \Delta T(\tau)/\Delta L(\tau)$  и скорости роста температуры на поверхности  $dT/dt \approx \Delta T/\tau$  для меди, титана и нержавеющей стали 12X18H10T (SS) (таблица 8.4.1).

Таблица 8.4.1. Поверхностные значения избыточной температуры, температурного градиента, и скорости нагрева в результате действия импульса ионного тока в формирующемся КИС

|                                  | Cu   | Ti  | SS  |
|----------------------------------|------|-----|-----|
| $\Delta T$ , К                   | 6    | 31  | 29  |
| $\Delta T/\Delta L$ , $10^7$ К/м | 0,18 | 3,2 | 4,7 |
| $\Delta T/\tau$ , $10^8$ К/с     | 0,6  | 3,1 | 2,9 |

Из приведенных оценок следует, что за единичный импульс ионной бомбардировки из формирующегося КИС поверхность наименее теплопроводящих металлических материалов (Ti, SS) может нагреться на десятки градусов. При этом пространственно-временные градиенты температуры более чем на порядок превышают градиенты, свойственные такому теплопроводящему материалу, как медь. Как следует из оценок [198], градиенты уровня  $\sim 10^7$  К/м действительно приводят к существенным термомеханическим напряжениям уровня предела прочности, поверхностным разрушениям и откалыванию частиц, дающим, в частности, вклад в катодную искровую эрозию.

#### 8.4.4 Условия стабильного функционирования взрывоэмиссионного катода

Как следует из данных раздела 8.4.2, искровая эрозия плоского катода в системе с плазменным анодом не обеспечивает самовоспроизведение взрывоэмиссионных центров на уровне, достаточном для стабильной работы источника НСЭП. Ресурс катода ограничен электрически слабыми местами различной природы, исходно существующими на поверхности катода (дефектами структуры, частицами, диэлектрическими фрагментами), которые замещаются продуктами взрывной эрозии. Эти продукты (кратеры, застывшие струи металла, частицы) вместе с дефектами поверхности (отколотые фрагменты и микротрещины), появляющимися в ходе кратковре-

менной ионной бомбардировки, не способны поддерживать активность источника НСЭП с плазменным анодом при максимуме напряженности 0,2–0,3 МВ/см (рисунки 8.7, а и 8.12). Режим стабильного срабатывания плоского взрывоэмиссионного катода в случае вакуумного диода требует формирования импульса напряжения с большой крутизной фронта  $(1-2) \cdot 10^{13}$  В/с [392]. Однако оптимальный отбор мощности при пробое КИС обеспечивается согласованием скорости нарастания напряжения со скоростью расширения КИС [161].

Значительный ресурс и стабильность работы источника НСЭП с многопроволочным катодом свыше  $\sim 10^4$  импульсов, напротив, свидетельствует о том, что основным механизмом поддержания активности катода является самовоспроизведение взрывоэмиссионных центров. Необходимым условием этого процесса является создание на поверхности металла достаточно сильного локального электрического поля, с напряженностью свыше 1 МВ/см, а его признаком – малые времена задержек пробоя КИС, не более 50 нс [162] (см. также раздел 8.4.2). Кроме того, как следует из расчетов, представленных в разделе 8.3, в ходе формирования КИС его граница изгибается, обеспечивая кратковременную фокусировку ионного потока на вершину катода, в результате чего локальная плотность ионного потока увеличивается почти на порядок величины. Согласно формуле (8.4.2), это должно привести к такому же увеличению избыточной температуры и ее пространственно-временных градиентов (по сравнению с данными, приведенными в таблице 8.4.1) и, следовательно, к существенно более жесткому воздействию ионного потока на вершину проволочного катода. Вопрос о том, в какой мере ионная бомбардировка влияет на активность взрывоэмиссионного катода, окруженного плазмой, обсуждался в литературе. В частности, в работе [378] было установлено, что время запаздывания возбуждения ВЭЭ на многопроволочном медном катоде под плазмой слабо зависит от приложенного напряжения и в большей степени зависит от концентрации плазмы. Казалось бы, этот факт указывает на то, что именно ионный ток является основным фактором инициирования пробоя КИС, а электростатическое воздействие – вторичным. Однако в таком сложном устройстве, как генератор НСЭП, большую неопределенность в оценке значимости факторов, инициирующих пробой КИС, вносит весьма затяжной во времени этап формирования анодной плазмы в ячейке Пеннинга. В течение этого времени плазма является смещенной относительно катода на +5 кВ, и катод при этом уже оказывается под влиянием ионной бомбардировки. Поэтому к моменту подачи отрицательного импульса на катод, диэлектрическими фрагментами катода может быть накоплен значительный заряд. Более определенные выводы о роли ионного тока в короткоимпульсном пробое КИС могут дать модельные эксперименты с катодом в виде одиночного выступа, где внешняя плазма имеет минимальный потенциал, и при этом формируется в условиях высокого остаточного вакуума в течение времени, не превышающего характерные времена задержки пробоя КИС. Созданные в работе [379] такого рода экспериментальные условия позво-

лили также пространственно разделить точки максимального электрического усиления поля и максимальной плотности ионного тока на катоде.

Эксперимент проводился при остаточном давлении в вакуумной камере  $\sim 10^{-7}$  Торр. На рисунке 8.23 представлена схема эксперимента. Лазерный луч с длиной волны 1064 нм, энергией 0,28 МДж и длительностью на полувысоте 2,7 нс генерировался Nd-YAG-лазером **1**. Луч вводился в вакуумную камеру через кварцевое окно **2** и с помощью линзы **3** фокусировался на поверхности мишени **4**. Мишень представляла собой заземленную медицинскую иглу из нержавеющей стали, заполненную жидким сплавом  $\text{Ga}_{0,86}\text{In}_{0,14}$ . Благодаря использованию жидкофазного сплава в качестве материала лазерной мишени была достигнута хорошая воспроизводимость параметров лазерной абляционной плазмы от импульса к импульсу. Испытуемый разрядный промежуток был образован цилиндрическим анодом **6** с внутренним диаметром 12 мм, и проволочным катодом **8**, закрепленным на держателе **7**. Расстояние от мишени до катододержателя,  $H$ , было равно 23 мм. В качестве катодов использовались одиночные отрезки технической медной проволоки различного диаметра и длины. Диаметр проволоки  $D$  определял напряженность поля, а ее длина (точнее, расстояние от источника плазмы до вершины  $L$ ) – плотность плазмы, окружающей вершину катода. После того как лазерно-абляционная плазма **5** заполняла разрядный промежуток на катод подавался высоковольтный прямоугольный импульс отрицательной полярности, формируемый кабельным генератором, изображенным на рисунке 2.16 (при положительном зарядном напряжении и  $R=0$ ). Анод разрядного промежутка заземлялся через низкоиндуктивный шунт сопротивлением 0,05 Ом, служивший для измерения тока пробоя. Амплитуда импульса напряжения составляла 25–40 кВ, длительность 90 нс, длительность фронта  $\sim 4$  нс. Для регистрации сигналов использовался осциллограф Tektronix-2024. Частота повторения импульсов составляла 2,5 Гц.

Для выбора момента подачи высоковольтного импульса на разрядный промежуток и измерения плотности абляционной плазмы измерялся ток насыщения ионов плазмы *in situ*. Для этого высоковольтный генератор отключался, а электроды выполняли функцию зонда: на них подавалось напряжение смещения –50 В. Типичные осциллограммы ионного тока насыщения в катодной и в анодной цепях показаны на рисунке 8.24. Нулевой момент времени соответствует моменту лазерного импульса. Начало нарастания тока и момент максимума тока в катодной цепи наблюдались позже по сравнению с током в анодной цепи, что связано с различием расстояний от мишени до электродов.

Плотность плазмы оценивалась по формуле

$$NZ_i = J_{is}(t) / eV, \quad (8.4.4)$$

где  $N$ ,  $V$  и  $Z_i$  – концентрация, скорость и средний заряд ионов, соответственно, а  $J_{is}$  – плотность ионного тока насыщения.

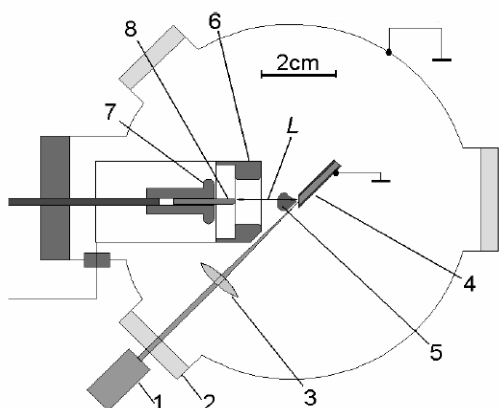


Рисунок 8.23 Схема эксперимента по возбуждению взрывной эмиссии под плазмой абляционного источника.

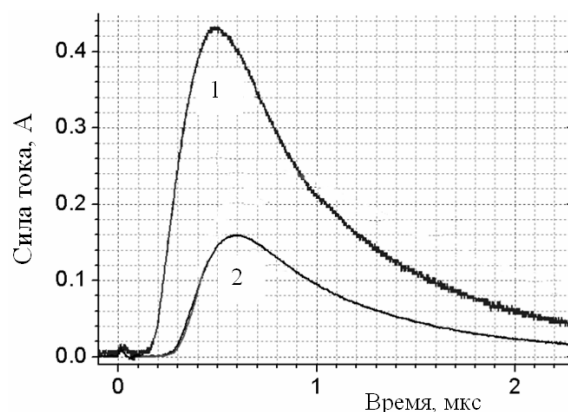


Рисунок 8.24. Типичные осциллограммы ионного тока насыщения на анод (1) и держатель катода (2).

Средний заряд ионов принимался равным  $+1.7$ , что соответствует данным экспериментов [380], где использовался тот же источник плазмы. Рассчитанная максимальная плотность плазмы в плоскости держателя катода достигала  $NZ_i = 2,5 \times 10^{17} \text{ м}^{-3}$ . Скорость ионов, оцененная по моменту максимума тока в положении катододержателя, составляла  $V = 3 \times 10^4 \text{ м/с}$ , что соответствует расчету, представленному в разделе 7.4 для случая плазмы, генерируемой сторонним точечным источником (см. рисунок 7.4.1, б, в). Момент подачи импульса напряжения соответствовал максимуму тока катода.

Вначале процесса вероятность пробоя была близка к 100% даже при минимальном напряжении  $U = 25 \text{ кВ}$  и максимальном диаметре катода  $D = 1 \text{ мм}$ . В ходе множественных пробоев (кондиционирования) эта вероятность уменьшалась. Для расстояния между источником плазмы и вершиной катода  $L = 17 \text{ мм}$  после подачи  $\sim 10^4$  импульсов вероятность пробоя становилась низкой и составляла порядок единиц процентов для максимального напряжения  $U = 40 \text{ кВ}$ . Вероятность пробоя для тонкого катода  $D = 0,2 \text{ мм}$  была в несколько раз больше, но составляла менее 10%. Состояние стабильного пробоя под плазмой с вероятностью 90% после  $6 \times 10^4$  импульсов достигалась лишь при  $L = 11 \text{ мм}$  для катода с  $D = 0,2 \text{ мм}$ . Эти параметры, по-видимому, следует связать с порогом активности обоих инициирующих факторов пробоя (соответственно, плотности ионного тока и напряженности прикатодного поля). Все данные, приведенные ниже, соответствуют этому случаю.

Формы сигналов тока и напряжения представлены на рисунке 8.25. В отличие от случая ионной обработки плоского электрода (рисунок 8.19), при пробое КИС форма отраженного сигнала искажалась сильно с изменением полярности. Электронный ток достигал нескольких сотен ампер. Задержка начала роста тока взрывной электронной эмиссии, как правило, лежала в диапазоне 10–20 нс.

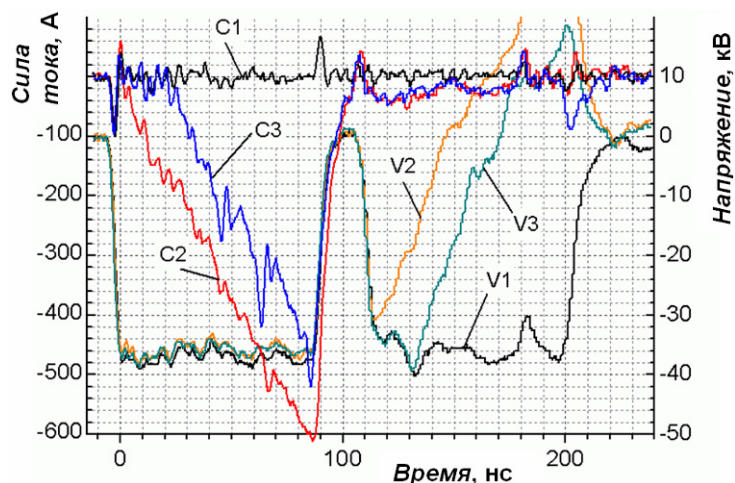


Рисунок 8.25. Типичные осциллограммы анодного тока (кривые C) и импульсов прямой и отраженной волн напряжения (кривые V) на согласованной нагрузке в отсутствии (C1, V1) и присутствии взрывной эмиссии (C2-C3, V2-V3).

СЭМ-изображения поверхности катода после обработки импульсами представлены на рисунке 8.26. Поверхность верхней части катода и его боковая поверхность вплоть до расстояния от вершины  $\sim 3$  мм были полностью покрыты кратерами (а, б). Эта поверхность выглядит многократно оплавленной. По мере дальнейшего смещения от вершины катода, доля площади, занимаемой кратерами, заметно уменьшалась.

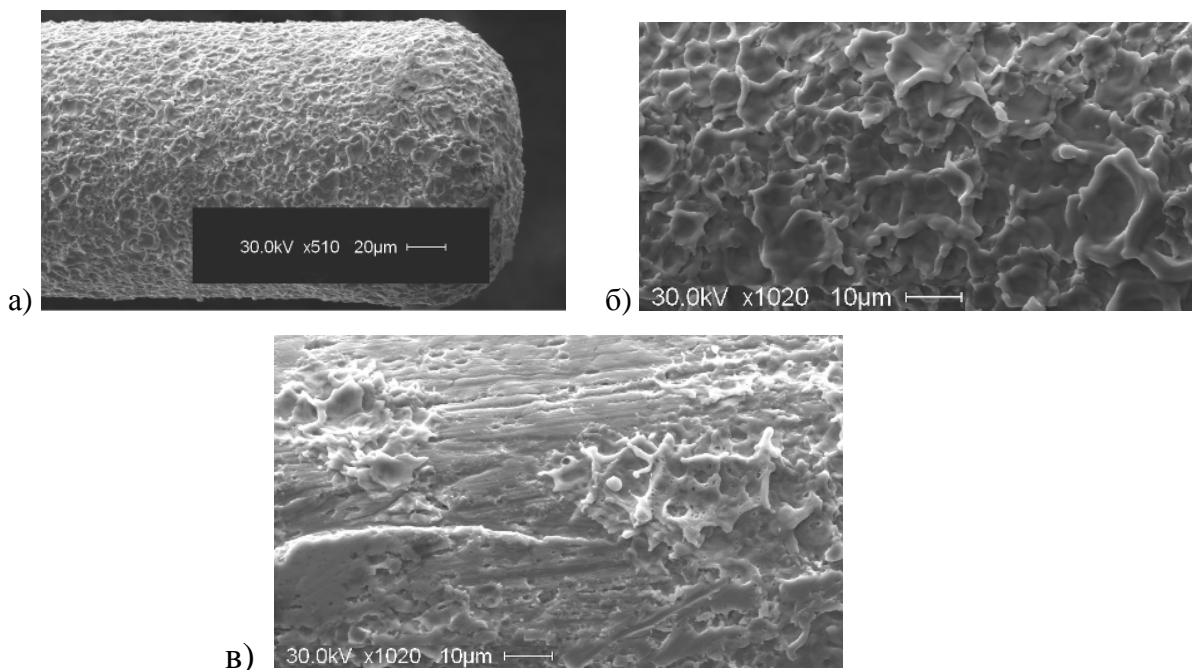


Рисунок 8.26. СЭМ-изображения катодной поверхности после  $6 \times 10^4$  импульсов: а) вершины катода; б) на уровне 3 мм от вершины; в) на уровне 6 мм от вершины.

В расчетах, моделирующих предпробойное состояние КИС в данном эксперименте, была использована математическая модель (8.3.1)–(8.3.4) с той лишь разницей, что плазма изначально считалась подвижной относительно электродов. С учетом удаленности источника плазмы от

вершины проволоочки в начальный момент времени  $t = 0$  концентрация плазмы в пределах нескольких миллиметров считалась постоянной  $N(z, r, 0) = N_0 = 1 \cdot 10^{18} \text{ м}^{-3}$ , а поле скоростей в начальный момент времени считалось однородным с направлением скорости, совпадающим с осью  $Z$  электродной системы :  $V_Z(z, r, 0) = -V_0 = -3 \times 10^4 \text{ м/с}$ .

На рисунке 8.27, а представлены временные зависимости напряженности прикатодного электрического поля  $E_C$  и нормальной составляющей плотности ионного тока  $J_C$  на поверхности катода в отдельных точках, находящихся на различных расстояниях от вершины. Максимум напряженности электрического поля, как и в случаях, представленных выше (раздел 8.3), достигается к концу фронта напряжения на вершине катода (рисунок 8.27, а, верхний график). После этого, в пределах времени задержки пробоя КИС (20 нс) напряженность поля можно считать постоянной. В отличие от расчетов, представленных в разделе 8.3, в данном случае величина плотности ионного тока достигает своего максимального значения в момент времени 8 нс, причем на боковой поверхности катода (рисунок 8.27, а, нижний график), что обусловлено значительной скоростью абляционной плазмы, направленной вдоль оси катода. Распределение концентрации ионов для этого момента времени показано серой палитрой на рисунке 8.27, б. Точка максимальной плотности ионного тока показана стрелкой. Окрестность этой точки, как следует из микрофотографии рисунка 8.26, а, соответствует зоне максимальной эрозии.

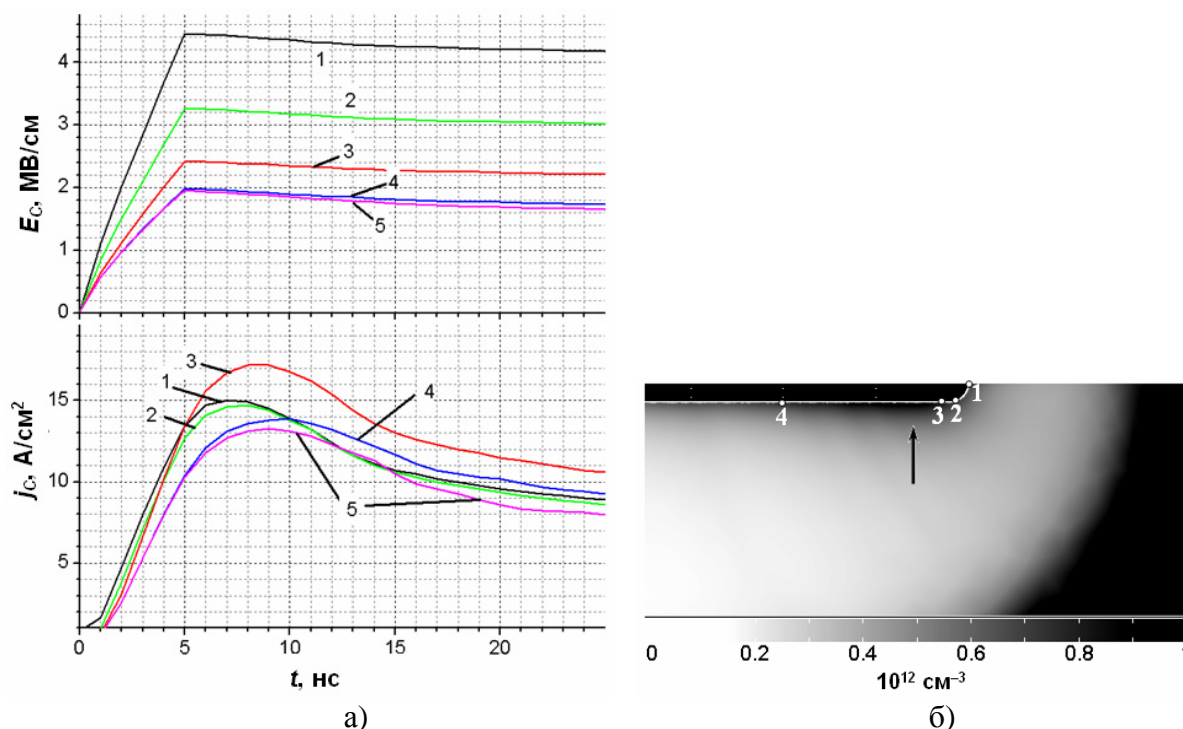


Рисунок 8.27. Зависимость от времени напряженности электрического поля и плотности ионного тока на поверхности проволоочного катода диаметром 0,2 мм на расстояниях от вершины 0 мм (1 - вершина), 0,1 мм (2 - граница скругления), 0,2 мм (3), 1 мм (4), и 5 мм (5) (а). Пространственное распределение концентрации ионов в момент времени 8 нс (б). Стрелкой указано место абсолютного максимума нормальной составляющей плотности ионного тока.



## 8.5. Выводы по главе 8

Расчеты показали, что механизм короткоимпульсного пробоя КИС в условиях длительной эксплуатации проволочно-торцевых катодов плазмонаполненных источников НСЭП не связан с возникновением инициирующего пробоя в объеме диэлектрических фрагментов. Более того, само предположение о наличии диэлектрических фрагментов на многократно обработанной множественными пробоями поверхности проволочно-торцевого катода является противоречивым.

С учетом экспериментальных данных, полученных в ходе исследования импульсного пробоя миллиметровых вакуумных промежутков (главы 3–5), следует считать, что кратковременное увеличение напряженности электрического поля на катоде свыше 1 МВ/см в ходе формирования КИС является достаточным условием возникновения взрывоэмиссионных центров под плазмой. Однако причастность ионов плазмы к инициированию короткоимпульсного пробоя сводится не только к усилению прикатодного поля в результате его искажения коллективным объемным зарядом ионов. Кроме электростатического эффекта, плотный ионный поток создает термоударные механические напряжения, достаточные для возникновения микронарушений поверхностных слоев металла, а также инициирует такие вторичные процессы, как катодное распыление и ионно-электронная эмиссия. Вероятно, совокупность этих процессов способствует перерождению разрядов отдельных групп взрывоэмиссионных центров на поверхности катода в общий сильноточный разряд, обеспечивающий номинальную работу катода как источника НСЭП. Экспериментально показано, что длительная и устойчивая работа взрывоэмиссионного катода в качестве источника НСЭП характеризуется сочетанием условий  $E_C > 1$  МВ/см и  $J_C > 10$  А/см<sup>2</sup>, которые для плотности плазмы  $10^{18}$ – $10^{19}$  м<sup>-3</sup> могут быть реализованы лишь вблизи торцов проволочного катода диаметром не более 0,2 мм.

Плоский катод при прочих равных условиях не обеспечивает возможность достижения электрофизических параметров  $E_C$  и  $J_C$ , достаточных для его длительной работы в составе источника НСЭП с плазменным анодом. Пробой плоского КИС обусловлен ограниченным числом имеющихся на поверхности катода электрически слабых мест (микроострий, диэлектрических включений, структурных дефектов, частиц), несмотря на то, что, ионная бомбардировка обеспечивает возникновение новых микроскопических нарушений поверхности таких материалов как титан и нержавеющая сталь.

Параллельное исследование условий короткоимпульсного вакуумного пробоя в электродных системах металл-металл и металл-плазма может быть плодотворным при изучении новых эффектов. Так, при работе с плоскими КИС, с одной стороны, был подтвержден эффект снижения электрической прочности вакуумного промежутка при воздействии локальных маг-

нитных полей на материал катода. С другой стороны, открылась возможности управлять распределением плотности НСЭП по сечению путем размещения в теле взрывоэмиссионного катода постоянных магнитов различных форм с различной ориентацией намагниченности, а также матрицы магнитов малых размеров с различным взаимным расположением и ориентацией.

Эффект дополнительного электрического упрочнения вакуумных промежутков на основе электродов из нержавеющей стали после их короткоимпульсной ионной обработки под плазмой, также может иметь важное практическое применение. Литературные данные свидетельствуют о том, что именно поверхностные включения содержащие углерод и другие химические элементы, являются причиной внезапного отказа рентгеновских трубок и других отпаянных устройств после достаточно продолжительной эксплуатации [136]. Таким образом, продолжение исследовательских работ по извлечению микровключений из поверхностных слоев материалов методом короткоимпульсной ионной обработки (раздел 8.4.3)<sup>12</sup>, наряду с методом тренировки в постоянном электрическом поле через вакуумный промежуток с использованием высокоомного анода (раздел 3.4), является актуальным.

В свете представлений о возможности перехода части энергии электрического поля в энергию механически напряженных участков электродов (глава 5), можно предложить следующую гипотетическую схему пробоя КИС, подобную схеме пробоя ВП, данной в разделе 5.6.2. Сильное электрическое поле и механические термонапряжения, вызванные плотным потоком ионов, приводят к генерации линейных дефектов, которые сосредоточивают вокруг себя энергию упругих полей высокой плотности. В дальнейшем ускоренные ионы плазмы, попадающие в ядра этих дефектов, инициируют микроскопическую возгонку материала, которая, в свою очередь, в условиях действия сильного поля приводит к взрывной электронной эмиссии.

---

<sup>12</sup> Недавно, в результате дальнейшей оптимизации режимов короткоимпульсной ионной обработки, получены новые данные (по отношению к уже опубликованным данным раздела 8.4.3), позволяющие сделать заключение о высокой эффективности такой обработки в отношении электрического упрочнения ВП с электродами, изготовленными из нержавеющей стали.

## Заключение

Концентрируя обсуждения и выводы, представленные в конце глав 3–8, кратко отметим ключевые результаты диссертационной работы, а также отметим некоторые важные, на взгляд автора, направления развития представленных тематик.

В главах 3–5 представлены экспериментальные исследования, нацеленные на выявление факторов ограничения импульсной электрической прочности вакуумной изоляции. Объектами исследований являлись плоские миллиметровые и субмиллиметровые вакуумные промежутки, электроды которых были изготовлены из материалов, имеющих различный состав, кристаллический порядок и структуру. Электроды были подвергнуты специальным процедурам очистки: импульсной переплавке приповерхностных слоев ( типовые поликристаллы), вакуумному отжигу и электрохимической полировке (крупнозернистые поликристаллы, монокристаллы). Микрокартографирование всей поверхности электродов, использование специальных приемов ограничения электрофизического воздействия на вакуумные промежутки и использование методов (электро)химической обработки поверхности позволили выявить внешне маловыразительные и скрытые нарушения кристаллического порядка, предшествующие или сопутствующие появлению первой катодной плазмы.

Получены свидетельства, подтверждающие связь импульсной электрической прочности вакуумного промежутка с кристаллическим строением материалов электродов, а также отсутствие положительной корреляционной связи между импульсной электрической прочностью вакуумного промежутка и работой выхода электрона из металла. В ходе выполнения работы получены некоторые экспериментальные подтверждения дислокационной гипотезы вакуумного пробоя. Во-первых, на некотором множестве электродных металлов был подтвержден монотонный рост импульсной электрической прочности вакуумного промежутка в ряду кристаллических структур ГЦК–ОЦК–ГПУ, который соответствует спаду дислокационной пластичности материала. Во-вторых, установлено, что взрывоэмиссионные центры на поверхности монокристаллического медного катода появляются преимущественно на выходах линейных дефектов. В-третьих, получены свидетельства развития микропластических явлений, определяющих предискровую стадию вакуумного пробоя, а также передачи взрывоэмиссионной активности вдоль поверхности катода посредством распространения механических взаимодействий. Таким образом, на пути к теоретическому пределу электрической прочности плоского вакуумного промежутка  $E_0 \sim 30$  МВ/см, который связывают с появлением интенсивной автоэлектронной эмиссии на геометрически ровной поверхности металла, стоит практически непреодолимый барьер, обусловленный изменениями кристаллического порядка приповерхностного слоя металла под воздействием электрического поля весьма умеренной напряженности  $E_1 < 2$  МВ/см.

Этот вывод подтверждают также исследования импульсных эмиссионных карт катода и эмиссионного тока после его полировки широкоапертурным низкоэнергетическим электронным пучком. Установлено, что инициирование первого электрического пробоя вакуумного промежутка в условиях импульсного перенапряжения возможно без изначальной эмиссионной активности катода того уровня, который соответствует активности известных эмиссионных центров (микроострий, загрязнений, включений). Развитие электронной эмиссии до появления первой искры на изначально гладкой и чистой поверхности катода характеризуется резким, приблизительно, параболическим возрастанием тока во времени при практически неизменном напряжении, что может быть объяснено внезапным нарушением рельефа катода (например, появлением автоэммиттера в виде отслоения). Эрозионный рельеф, сформированный первым и последующими пробоями, приводит уже к появлению строго локализованных и интенсивных точек на эмиссионных картах, а также к появлению дополнительной составляющей эмиссионного тока на предпробойной характеристике, имеющей более слабый участок роста тока.

В дополнение к известным механизмам вакуумного пробоя, предполагающим наличие на поверхности электродов явных провокаторов пробоя, предложены два конкурирующих друг с другом механизма инициирования первой вакуумной искры, связанные с: 1) бомбардировкой катода плотными группами ионов, испускаемых в ходе релаксации микропластических деформаций на аноде и 2) отслоениями и микротрещинами, обеспечивающими снятие нарастающих механических напряжений на катоде и выступающими в качестве кратковременных источников автоэлектронной эмиссии высокой плотности.

Обнаружено влияние локального магнитного поля с индукцией порядка долей Тесла и выше на электрическую прочность вакуумного промежутка в пределах диапазона электрических полей, соответствующих короткоимпульсному перенапряжению. Место инициирования пробоя привязывается к точке максимума составляющей магнитной индукции, ортогональной поверхности катода. Было выдвинуто предположение, что снижение электрической прочности ВП в присутствии магнитного поля – это проявление магнитопластического эффекта, то есть, влияния магнитного поля на стопорящие парамагнитные центры дислокаций (что также согласуется с дислокационной гипотезой). Эффект магнитного поля отчетливо проявляет себя также при пробое катодных ионных слоев (этот материал представлен в главе 8).

В дальнейших исследованиях возможности повышения импульсной электрической прочности вакуумных промежутков следует обратить внимание на использование в качестве электродов материалов, обладающих низкой дислокационной пластичностью, причем не только гомогенных металлов с со структурой ГПУ (Mg, Ti, Zr, Co и др.), но и их сплавов. Перспективными в этом отношении, по мнению автора, являются объемные или поверхностные сплавы различного состава, обработанные короткоимпульсной ионной бомбардировкой в плазме (см.

главу 8), а также аморфные сплавы.

В 6 главе теоретически исследованы электрофизические условия, возникающие вокруг сферической многоатомной частицы, отрывающейся от электрода электростатической силой в период нарастания электрического поля в вакуумном промежутке. Постановка этой задачи связана с известной проблемой сильного снижения электрической прочности межэлектродного промежутка частицами, осевшими на электродах вакуумных и газонаполненных электрофизических установок, эксплуатируемых в условиях действия импульсных и переменных электрических полей, когда частицы не могут выступать в качестве снарядов, запасавших энергию при перелете ВП и бомбардирующих противоположный электрод. Расчеты показали, что между частицей и электродом, который частица стремится покинуть в ходе изменения внешнего электрического поля, возникает локальное сверхсильное электрическое поле и автоэмиссионный ток. Определены оценочные критерии возвращения частицы на электрод в ускоряющем электрическом поле. Продемонстрирована возможность удержания частицы на электроде в течение фронта импульса посредством ее многократного возврата на электрод. Даны оценки факторам влияния частицы на импульсную электрическую прочность вакуумных промежутков.

Научная значимость полученных в главах 3–6 результатов связана не только с вопросами физики вакуумного пробоя, но и с вопросами материаловедения, в частности, влияния внешних электрических и магнитных полей на механические свойства металлов. Исследования механизмов вакуумного пробоя в дальнейшем должны учитывать достижения в области микро-, мезо- и нано-механики поверхности металлов и включать в себя молекулярно-динамические методы моделирования дефектообразования на поверхности металлов в условиях воздействия сильных электрических полей.

В 7 главе представлены результаты теоретического исследования динамики разлета токонесущей плазмы взрывоэмиссионного центра в искровой стадии пробоя миллиметровых вакуумных промежутков. Для учета разделения зарядов на границе расширяющегося плазменного облака и перехода электронов из плазмы в эмиссионный поток в качестве математической модели использовалась система уравнений, описывающая динамику и теплосодержание каждой из взаимодействующих друг с другом массово-зарядовых компонент без наложения условия квазинейтральности (с включением уравнения Пуассона). Основная часть решений получена для сферически симметричного случая в виде зависимостей концентрации  $N$ , направленной скорости  $V$ , и температуры  $T$  от времени  $t$  и радиальной координаты  $r$  на отрезке от  $r_0 = 10$  мкм (источник) до  $r_1 = 1$  мм (анод).

Несмотря на заданное условие неограниченной поставки частиц в плазму из сферы источника  $r = r_0$ , расчет показал малую ( $\sim 10^3$  м/с) скорость формирования стабильной внутренней части профиля концентрации частиц, где устанавливается зависимость  $N \sim r^{-2}$ , по

сравнению со скоростью расширения границы  $r_b \sim (1-2) \cdot 10^4$  м/с, окаймляющей более широкую нестационарную часть плазмы, где  $N \sim r^{-(6+8)}$ . В наибольшей степени скорость расширения границы плазмы зависит от среднего заряда и массы ионов, в наименьшей – от напряжения на промежутке и условий на границе инжекции  $r_0$  (фактически, от условий эксперимента). Слабую зависимость скорости расширения границы плазмы от условий эксперимента можно объяснить возникновением вблизи катода максимума потенциала, регулирующего поставку частиц из прикатодной в основную часть катодного факела.

При отсутствии напряжения на вакуумном промежутке и, соответственно, при отсутствии протекания сильного тока через плазму, динамика расширения внутренних слоев плазменного облака практически та же, что и в токнесущей плазме (при равных условиях разогрева плазмы вблизи источника). Структура и динамика внешних слоев при этом различна. У токнесущей плазмы граница является резкой, что связано с вытягиванием электронов на анод на уровне концентраций  $\sim 10^{19} \text{ м}^{-3}$ , при этом движение ионов различной зарядности вплоть до границы плазмы является практически синхронным. При отсутствии напряжения граница плазмы формируется в области относительно низкой концентрации частиц  $\sim 10^{17}-10^{18} \text{ м}^{-3}$ , где возникает возможность разделения ионов по зарядовому составу, а также характеризуется несколько большей скоростью расширения  $\sim (2-4) \cdot 10^4$  м/с.

Показано, что разгон и транспортировка ионов в плазменном облаке взрывоэмиссионного центра в основном контролируется силой взаимодействия с потоком электронов. Электрическая сила, обусловленная небольшим объемным зарядом в разреженной части плазмы, на некотором ее участке может превысить силу взаимодействия с электронами, в результате чего появляются условия для развития неустойчивости, которая, в конечном счете, приводит к разрыву потенциала периферийной части токнесущей плазмы на уровне киловольт. Таким образом, расчеты показали, что плазменная коммутация миллиметрового вакуумного промежутка при достаточно высоких напряжениях включает в себя переход в режим неустойчивости, который может проявляться в экспериментах в виде всплесков тока и светового потока. В дальнейшем предстоит разработать обоснованные аналитические подходы к изучению критериев возникновения неустойчивостей внутри расширяющегося плазменного облака, не связанных с нестабильностью поставки материала катода в катодный факел.

В 8 главе представлены результаты теоретических и экспериментальных исследований условий возникновения короткоимпульсного пробоя нестационарного катодного ионного слоя, формирующегося в плазме с плотностью заряженных частиц  $10^{18}-10^{19} \text{ м}^{-3}$ , при подаче на катод импульса напряжения с крутизной фронта выше  $10^{11}$  В/с. Расчет динамики формирования катодного ионного слоя и соответствующей эрозии внешней (анодной) плазмы проведен на основе математической модели, в которой подсистема электронов плазмы считалась

термодинамически равновесной. Основными целевыми параметрами являлись максимально достигаемые значения напряженности электрического поля  $E_C$  и плотности ионного тока  $J_C$  вблизи поверхности катода, имеющего разную конфигурацию: в виде плоскости и в виде цилиндрического выступа. Показано, что переходные всплески ионного тока и прикатодной напряженности электрического почти на два порядка величины превышают, соответственно, ток Бома и напряженность электрического поля в равновесном слое Чайлда-Лэнгмюра. При этом, как следует из расчетов, характерное время формирования равновесного слоя несоизмеримо больше характерного времени пролета иона через слой.

Ионы плазмы играют важнейшую роль в инициировании короткоимпульсного пробоя на проволочно-торцевом взрывоэмиссионном катоде, используемом в источниках низкоэнергетических (10–40 кэВ) сильноточных электронных пучков (НСЭП), поскольку, как минимум, собственным электрическим полем обеспечивают кратковременный подъем напряженности прикатодного поля до критических значений  $\sim 1 \text{ МВ/см}$ , достаточных для возбуждения взрывной эмиссии на металлической поверхности. Кроме того, нестационарный режим ионной проводимости и фокусировка ионного потока с расширяющейся чашеобразной границы плазмы вокруг проволочного торца катода приводят к кратковременному увеличению плотности ионного тока до уровня десятков  $\text{А/см}^2$  и значительным термомеханическим напряжениям на поверхности катода. Несмотря на эффективную фокусировку ионного потока, в соответствии с расчетами, собранного поверхностью диэлектрика в течение нескольких десятков наносекунд ионного заряда недостаточно для объемного пробоя диэлектриков. Таким образом, известный механизм пробоя катодных ионных слоев, обусловленный поджигающим пробоем диэлектрического фрагмента на катоде, в рассматриваемом случае крайне нестационарного ионного слоя основным не является.

Эксперименты с плоскими катодами показали, что даже при отсутствии геометрической фокусировки ионного потока, наносекундных всплесков плотности ионного тока до уровня единиц  $\text{А/см}^2$  достаточно для появления микроскопических разрушений поверхностных слоев таких материалов, как технический титан и нержавеющая сталь. Однако, как следует из экспериментов, эти разрушения, способствуя пробоем катодного ионного слоя, не являются достаточными для стабильной генерации электронного пучка плоским катодом в составе источника НСЭП. Экспериментально показано, что длительная и устойчивая работа взрывоэмиссионного катода в качестве источника НСЭП реализуется при сочетании условий  $E_C > 1 \text{ МВ/см}$  и  $J_C > 10 \text{ А/см}^2$ , которые обеспечиваются на проволочно-торцевом катоде, содержащем систему проволочек с радиусом кривизны торца не более 0,1 мм. Несмотря на это, на взгляд автора, имеются перспективы использования плоских металлических взрывоэмиссионных катодов с периодически расположенными в их телах источниками

локальных магнитных полей определенных конфигураций (в том числе удлинённых магнитов) при соответствующем подборе режимов генерации НСЭП.

Кроме того, автор обращает внимание на значительные перспективы использования короткоимпульсной обработки металлической поверхности через катодный ионный слой с целью повышения электрической прочности вакуумных промежутков с электродами на основе железо-никелевых сплавов.

Автор выражает глубокую благодарность и признательность доктору физико-математических наук, профессору, лауреату Государственной премии РФ, заслуженному деятелю науки РФ Дмитрию Ильичу Проскуровскому за инициирование большинства из научных изысканий, вошедших в эту работу, за плодотворные научные дискуссии, а также за полезные советы при подготовке диссертационной работы. Также автор выражает глубокую благодарность за консультационную поддержку и интерес к работе к.ф.–м.н. Александру Владимировичу Батракову, д.т.н. Григорию Евгеньевичу Озуру, д.ф.–м.н. Владимиру Петровичу Ротштейну, д.ф.–м.н. Андрею Владимировичу Козыреву, д.ф.–м.н. Игорю Валериевичу Пегелю, д.ф.–м.н. Людмиле Леонидовне Мейснер, к.ф.–м.н. Сергею Анатольевичу Попову, а также за техническую поддержку м.н.с. Сергею Александровичу Онищенко, м.н.с. Евгению Витальевичу Яковлеву, к.ф.–м.н. Константину Владимировичу Оскомову, ведущему конструктору Александру Григорьевичу Падею, ведущему инженеру Константину Витальевичу Карлику, ведущему технологу Ирине Викторовне Никоновой.

Работа выполнялась при частичной поддержке грантов Российского фонда фундаментальных исследований 11-08-00938, 16-08-00849, 18-08-00230. Электронно-микроскопические снимки и таблицы элементного состава исследуемых объектов получены в Томском центре коллективного пользования научным оборудованием.



## Список литературы

1. Сливков И. Н. Процессы при высоком напряжении в вакууме. М.: Энергоатомиздат.– 1986.– 256 с.
2. Месяц Г. А., Проскуровский Д.И. Импульсный электрический разряд в вакууме. Новосибирск: Наука.– 1984.– 256 с.
3. Месяц Г. А. Взрывная электронная эмиссия. М.: Физматлит.– 2011.– 280 с.
4. Латам Р. Вакуумная изоляция установок высокого напряжения. М.: Энергоатомиздат.– 1985.– 192 с.
5. Месяц Г. А. Эктонны в вакуумном разряде: пробой, искра, дуга.– М.: Наука.– 2000.– 424 с.
6. High-Voltage Vacuum Insulation. Basic Concepts and Technological Practice / Edited by Latham R. London: Academic Press.– 1995.– 568 p.
7. Latham R. V. From “Whiskers” to “Dust” – the Critical Role of Dedicated Diagnostic Techniques in Promoting Paradigm Shift. Proc. 24 ISDEIV, Braunschweig, Germany, 2010, P. 1–5.
8. Anders A. and Anders S. Emission spectroscopy of low-current vacuum arcs// J. Phys. D: Appl. Phys., 1991, vol.24, 1986–1992.
9. Millikan R. A. and Lauritsen C. C. Relations of field-currents to thermionic-currents//Proc. Nat. Ac. Sci.– 1928.–V. 14.– No.1.– P.45–49.
10. Fowler R. H. and Nordheim L. Electron Emission in Intense Electric Fields.// Proc. Royal Soc. Lond. A.– 1928.– V.119.– No.781.– P. 173–181.
11. Stern T. E., Gossling B. S. and Fowler R. H. Further Studies in the Emission of Electrons from Cold Metals// Proc. Royal Soc. Lond. A.– 1929.– V. 124.– P. 699–723.
12. Фурсей Г.Н., Карцев Г.К. Стабильность автоэлектронной эмиссии и миграционные процессы, подготавливающие развитие вакуумной дуги// ЖТФ.– 1970.– Т. 40, № 2.– С. 310–319.
13. Juttner B., Rohrbeck W., Wolff H. Pressure dependence of pre-breakdown currents due to sorption processes// Proc. 5th ISDEIV. Poznan, Poland.– 1972.– P. 65–69.
14. Anderson H. W. Effect of total voltage on breakdown in vacuum// Am. Inst. Elec. Eng.–1935.– V. 54.– December.– P.1315–1320.
15. Mason R. C. Breakdown of Vacuum Spark Gaps// Phys. Rev.– 1937.– V. 52.– P.126–127.
16. Boyle W. S., Kisliuk P., and Germer L. H. Electrical Breakdown in High Vacuum // J. Appl. Phys.– 1955.– V. 26, No. 6.– P. 720–725.
17. Trump J. O. and van de Graaff R. J. The Insulation of High Voltages in Vacuum// J. Appl. Phys.– 1947.– V. 18, March.– 327–332.
18. H. C. Bourne. Composition of the Interelectrode Prebreakdown Current in High Vacuum// J. Appl. Phys.– 1955.–V. 26.–No.5.– P. 625–626.

19. McKibben J. L. and Boyer K. Current Loading in Ion Accelerating Tubes// Proceedings of the American Physical Society. Minutes of the 1951 Annual Meeting Held at New York, February 1–3, 1951.–Phys. Rev.– 1951.– V. 82.– No.21.– P. 315–316.
20. Mansfield W. K., and Fortescue R. L. Bre-breakdown conduction between electrodes in continuously-pumped vacuum systems// Br. J. Appl. Phys.– 1957.– V. 8, No. 2.– P. 73–78.
21. Ионов Н. И. К вопросу о механизме предпробойной проводимости междуэлектродных промежутков в вакууме// ЖТФ.– 1960.– Т. 30, № 5, С. 561 – 567.
22. Зандберг Э. Я., Ионов Н. И. Поверхностная ионизация// УФН.– 1959.– Т. 47, №4.– С. 581–623.
23. Пивовар Л.И., Тубаев В.М., Гордиенко В.И. Влияние электронной токовой компоненты на развитие электрического пробоя в высоком вакууме// ЖТФ.– 1957.– Т.27, №5.– С. 997–1000.
24. Пивовар Л.И., Гордиенко В.И. Микроразряды и предразрядные токи между электродами в высоком вакууме// ЖТФ.– 1958.– Т.28, №10.– С. 2289 – 2294.
25. Пивовар Л.И., Гордиенко В.И. Предпробойная проводимость между электродами в сверхвысоком и высоком вакууме// ЖТФ.– 1962.– Т.32, №10.– С. 1230 – 1236.
26. Гордиенко В.И., Пивовар Л.И. Влияние температуры электродов на микроразряды в вакууме// ЖТФ.– 1966.– Т.34, №2.– С. 374–376.
27. Cranberg L. J. The initiation of electrical breakdown in vacuum// J. Appl. Phys.– 1952.– V. 23.– No. 5.– P. 518-522.
28. Hawley R., Walley C. A. Phenomena occuring at electrically stressed metallic surfaces in vacuum// Nature.– 1961.– V. 190.– April.– P. 252–253.
29. Раховский В. И. Физические основы коммутации электрического тока в вакууме.– М: Наука.– 1970.– 536 с.
30. Розанова Н. Б. Пробой вакуума, инициируемый макрочастицами// Изв АН СССР. Сер.физ. – 1962.– Т.26.– № 11.– С. 1438–1440.
31. Пошехонов П. В., Соловьев В. И. Возникновение вакуумного пробоя на импульсном напряжении при отрыве макрочастицы от поверхности электрода// Радиотехника и электроника.– 1971.– №9.– С. 1705 – 1711.
32. Rabinowitz M. Electrical breakdown in vacuum: new experimental and theoretical observations// Vacuum.– 1965.– V. 15.– No. 2.– P. 59–66.
33. DeGeeter D. J. Photographic observation of a prebreakdown discharge transition between metal electrodes in vacuum//J. Appl. Phys.– 1963.– No. 4 (Pt.1).– P. 919–920.
34. Little R.P., Whitney W.T. Electron Emission Preceding Electrical Breakdown in Vacuum // J. Appl. Phys.– 1963.– V.34.– No. 8.– P. 2430–2432.
35. Maitland A. New derivation of the vacuum breakdown equation relating breakdown voltage and

- electrode separation// J. Appl. Phys.– 1961. –V.32.– No. 11.– P. 2399–2407.
36. Chiles J. A. A Photographic study of vacuum spark discharge//J. Appl. Phys.– 1937.–V. 8.– Sept.– P. 622-626.
37. Chatterton P. A. and Smith W. A. An investigation into Kerr cell system for photographing the breakdown phase of very short vacuum gaps// Proc. 2 ISDEIV, 1966, Massachusetts, USA, P.61–65.
38. Dyke W. P. and Trolan J. K. Field emission: large current densities, space charge, and the vacuum arc // Phys. Rev.– 1953.– V. 89., No. 4.– P. 799–808.
39. Dyke W. P., Trolan J. K., Martin E. E., and Barbour J. P.// The Field Emission Initiated Vacuum Arc. I. Experiments on Arc Initiation// Phys. Rev.– 1953.– V. 91.– No. 5.– P. 1043–1054.
40. Dolan W. W., Dyke W. P., and Trolan J. K. // The Field Emission Initiated Vacuum Arc. II. The Resistively Heated Emitter// Phys. Rev.– 1953.– V. 91.– No. 5.– P. 1054–1057.
41. Каляцкий И. И., Кассиров Г. М. Исследование влияния материала электродов на электрическую прочность высоковакуумного промежутка// 1964.– ЖТФ.– Т.34.– №2.– С. 348-351.
42. Каляцкий И. И., Кассиров Г. М. Импульсный пробой высокого вакуума при малых временах воздействия напряжения//Изв. ВУЗов. Физика.–1963.– №4, С. 78-81.
43. Олендзкая Н. Ф. , Сальман М. А. Временные характеристики электрического пробоя в вакууме// ЖТФ.– 1970.– Т. 40, №2.– С. 333-339.
44. Кассиров Г. М., Ковальчук Б.М. Исследование времен запаздывания разряда при электрическом пробое вакуумных промежутков//ЖТФ.– 1964.– Т.34, №3.– С. 484 – 487.
45. Кассиров Г. М. Влияние материалов электродов на время запаздывания разряда при электрическом пробое вакуумного промежутка.– ЖТФ.– 1966.– Т.36, № 10.– С. 1883 – 1885.
46. Кассиров Г. М., Месяц Г. А. О механизме пробоя коротких вакуумных промежутков// ЖТФ.– 1964.– Т. 34, №8.– С. 1476 – 1481.
47. Тарасова Л. В., Калинин В. Г. Исследование электрического пробоя в высоком вакууме// ЖТФ.– 1964.– Т. 34, № 4.– С. 666–675.
48. Розанова Н. Б., Грановский В. Л. О возникновении электрического пробоя вакуумного промежутка// ЖТФ.– 1956.– Т. 26, №3, С. 490.
49. Alpert D., Lee D., Lyman E., and Tomaschke H. Initiation of electrical breakdown in ultrahigh vacuum// J. Vac.Sci. Technol.– 1964.– V. 1, No.2.– P. 35–50.
50. Brodie I. Prediction of the voltage for electrical breakdown in ultrahigh vacuum // J. Vac. Sci. Technol.– 1966.– V.3.– P. 222–223.
51. Kranjec P. and Ruby L. Test of the Critical Theory of Electrical Breakdown in Vacuum // J. Vac. Sci. Technol.– 1967.– V.4.– No.2.– P. 94–96.
52. Alpert D., Lee D., Lyman E., and Tomaschke H. Vacuum Breakdown for Broad Area Tungsten

- Electrodes// Proc. 1st ISDEIV, Cambridge, Massachusetts, USA.– 1964.– P. 1-12.
53. Little R. P., Smith S. T. Electrical Breakdown in vacuum// IEEE Trans. on Electron Devices.– 1965.– V. 12.– No. 2.– P. 77–83.
54. Jedynak L. Whisker growth in high-voltage high-vacuum gaps// J. Appl. Phys.– 1965.– V.36.– P. 2587–2589.
55. Little R. P., Smith S. T. Field enhancing projections produced by the application of an electric field// J. Appl. Phys.– 1965.– V.36.– P. 1502–1504.
56. Little R. P., Smith S. T. Investigation the source of sharp protrusions// Proceedings of 2nd ISDEIV 1966, Cambridge, Massachusetts, USA.– 1966.– P. 43–52.
57. Chatterton P. A. Theoretical study of vacuum breakdown initiated by field emission// Proc. Phys. Soc.– 1966.– V. 88.– No. 1.– P. 231–243.
58. Charbonnier F. M., Bennette C. J., and Swanson L. W. Electrical breakdown between metal electrodes in high vacuum. I. Theory// J. Appl. Phys.– 1967.– V. 38, No 2.– P. 627–633.
59. Bennette C. J., Swanson L. W., and Charbonnier F. M.// Electrical breakdown between metal electrodes in high vacuum. II. Experimental// J. Appl. Phys.– 1967.– V. 38, No 2.– P. 634–640.
60. Utsumi T. Cathode-and Anode-Induced Electrical Breakdown in Vacuum// J. Appl. Phys.– 1967.– V. 38, No 7.– P. 2989–2997.
61. Глейзер И. З., Дронова Л. П., Диденко А. Н., Жерлицын А. Г., Котляревский Г. И., Окулов Б. В., Пак В. С., Ремнев Г. Е., Руденко Н. С., Тузхов В. А., Сметанин В. И., Усов Ю. П., Шатанов А. А. «Тонус» - наносекундный ускоритель релятивистских электронов// Атомная энергия.– 1974.– Т.36, №.5, С. 378-382.
62. Кассиров Г. М. Изоляционные свойства технического вакуума при мегавольтном уровне напряжения. Диссертация на соискание доктора технических наук.– Томск.– 1992. – 332 с.
63. Ettinger S. Y., Lyman E. M. Effects of gas conditioning on cathode surfaces, field emission and electrical breakdown // Proc 3rd ISDEIV, Paris.– 1968. P. 128–133.
64. Wolff H., Juttner B., Rohrbeck W. Steady high current field emission from extended metal surfaces // Proc. 5th ISDEIV, Poznan, Poland.– 1972. P.165-169.
65. Фурсей Г. Н., Воронцов-Вельяминов П. Н.. Качественная модель инициирования вакуумной дуги. I. К вопросу об определяющем механизме стимуляции пробоя // ЖТФ.– 1967.– Т. 37.– № 10.– С. 1870–1879.
66. Фурсей Г. Н., Воронцов-Вельяминов П. Н. Качественная модель инициирования вакуумной дуги. II. Автоэмиссионный механизм инициирования вакуумной дуги // ЖТФ.– 1967.– Т. 37.– № 10.– С. 1880–1888.
67. Бугаев С.П., Искольдский А. М., Месяц Г. А., Проскуровский Д. И. Электронно-оптическое наблюдение инициирования и развития импульсного пробоя короткого вакуумного проме-

- жутка//ЖТФ.– 1967.– Т. 37, № 12.– С. 2206 – 2208.
68. Maitland A. and Hawley R.. High speed photographs of vacuum sparks at voltages up to 250 kV// Vacuum.– 1968.– V. 18, No. 7.– P. 403–408.
  69. Карцев Г. К., Месяц Г. А., Проскуровский Д. И., Ротштейн В. П., Фурсей Г. Н. Исследование временных характеристик перехода автоэлектронной эмиссии в вакуумную дугу// ДАН СССР, сер. Математика. Физика.– 1970.– Т. 192.– №2.– С.309–312.
  70. Явление взрывной электронной эмиссии./С.П. Бугаев, Н. П. Воронцов-Вельяминов, А. М. Искольдский, Г. А. Месяц, Д. И. Проскуровский, Г. Н. Фурсей. – Открытие. Диплом № 176. Бюлл. Открытия., изобретения, промышленные образцы, товарные знаки. 1976, № 41, 3 с.
  71. Проскуровский Д. И. Наносекундные процессы при электрическом пробое и разряде в вакууме. Диссертация на соискание ученой степени доктора физико-математических наук. – Томск, 1980, 376 с.
  72. Guest editorial special issue on vacuum discharge plasmas/A. V. Batrakov// IEEE Trans. Plasma Sci. – 2013.–V. 41, No.8.– P. 1887–1888.
  73. Олендзская Н. Ф., Радионовский А. Л., Григоренко В. Н. Тезисы докладов и сообщений Всесоюзной научно-технической конференции по вопросам создания и методам испытания высоковольтной физической аппаратуры, Томск, 1967.– С. 58.
  74. Чистяков П. Н., Радионовский А. Л., Татаринова Н. В., Новиков Н. Е., Трещикова Д. С. Пробой вакуума при контролируемом состоянии поверхности электродов. I. //ЖТФ.– 1969.– Т. 39.– №6.– С. 1075 – 1079.
  75. Чистяков П. Н., Радионовский А. Л., Татаринова Н. В., Новиков Н. Е., Трещикова Д. С. Пробой вакуума при контролируемом состоянии поверхности электродов. II.// ЖТФ.– 1972.– Т. 42, №4.– С. 821 – 825.
  76. Davies D. K. and Biondi M. A.. Mechanism of DC electrical breakdown between extended electrodes in vacuum// J. Appl. Phys.–1971.– V.42.– No. 8.– P. 3089–3107.
  77. Cox B. M. Variation of the critical breakdown field between copper electrodes in vacuo // J. Phys. D: Appl. Phys., 1974. V. 7.– P. 143–150.
  78. Juttner B., Puchkarov V.T., Rohrbeck W., and Wolff H. Critical parameters of field emission at breakdown in UHV// Proc. 7th ISDEIV. Novosibirsk, USSR.– 1976.– P.88–91.
  79. Juttner B. Preprint 75-3. Nanosecond field emission. Production and distruction of field emitting micro-tips by catode flares. Akademie der wissenschaften der DDR. Zentralinstitut fur elektronenphysik. 108 Berlin, Mohrenstraße 40/41.
  80. Juttner B. Preprint 78-14. Erosion craters and arc cathode spots in vacuum. Akademie der wissenschaften der DDR. Zentralinstitut fur elektronenphysik. 108 Berlin, Mohrenstraße 40/41.
  81. Hantzsche E. , Juttner B., Puchkarov V. F., Rohrbeck W. and Wolff H. Erosion of metal cathodes

- by arcs and breakdowns in vacuum // J. Phys. D: Appl. Phys.– 1976.– V. 9.– No.12.– P. 1771–1781.
82. Попов А. Т., Канн К. Б., Демидов В. А. О тренировке электродов пробоем в вакууме// ЖТФ.– 1970.– Т. 40, №2.– С. 325-327.
  83. Afanas'ev V. P. Kostin A. A., Kuptsov V.A. On computation of electrostatic field strength at triple junctions // 21st ISDEV, Yalta , Ukrain.– 2004.– V.2.– P. 675–677.
  84. Farrall G. A., Owens M., Hudda F. G. Further studies of electron emission areas on electropolished copper surfaces in vacuum// J. Appl. Phys.– 1975.– V. 46, No.2.– P. 610–617.
  85. Cox B. M. The nature of field emission sites// J. Phys. D: Appl. Phys., 1975.– V. 8.– P. 2065–2073.
  86. Cox B. M., Williams W. T. Field-emission sites on unpolished stainless steel// J. Phys. D: Appl. Phys.– 1977.– V. 10, No. 3.– P. 15–19.
  87. Allen N., Cox B., Latham R. The source of high-beta electron emission sites on broad-area high-voltage alloy electrodes// J. Phys. D: Appl. Phys.– 1979.–V. 12.– P. 969 – 978.
  88. Hurley R. Electrical phenomena occurring at the surface of electrically stressed metal cathodes. I. Electroluminescence and breakdown phenomena with medium gap spacings (2-8 mm)// J. Phys. D: Appl. Phys.– 1979.– V.12.– P. 2229-2245.
  89. Latham R. E., Braun E. On the mechanism of pre-breakdown cathode microcratering // Proc. 4-th ISDEIV, Waterloo.– 1970.– P. 23–27.
  90. Xu N. S., Latham R. V. Electrical and spatial correlations between direct current pre-breakdown electron emission characteristics and subsequent breakdown events.// J. Phys. D: Appl. Phys.– 1994.– V.27.– P. 2547–2555.
  91. Hurley R. Electrical phenomena occurring at the surface of electrically stressed metal cathodes. II. Identification of electroluminescent (k-spot) radiation with electron emission on broad area cathodes// J. Phys. D: Appl. Phys.– 1979.– V.12, P. 2247-2252.
  92. Hurley R.. Electrical phenomena occurring at the surface of electrically stressed metal cathodes. III Current voltage characteristics of electroluminescent (k-spot) regions on broad area cathodes// J. Phys. D: Appl. Phys.– 1980.– V.13.– P. 1121 – 1128.
  93. Гапоненко В.М., Нефедцев Е.В., Чернявский А.В. Деградационные процессы в тонкопленочных МДМ-катодах: расчет распределения температурного поля в формованном канале и его окрестности// Изв. вузов. Физика.– 1993.– № 9.– С.73–78.
  94. Dearnaley A., Morgan D.V., Stoneham A.M. A model for filament growth and switching in amorphous oxide films //J. Non. Cryst. Sol.– 1970.– V.4.– P.593-612.
  95. Дирнлей Д., Стоунхэм А. Морган Д. Электрические явления в аморфных пленках окислов //УФН.– 1974.– Т. 112.– № 1.– С. 83–128.

96. Biederman H. Metal-insulator-metal sandwich structures with anomalous properties// Vacuum.— 1976.— V.26.— N 3.— P.513–523.
97. Ray A.K., Hogarth C.A. A critical review of the observed electrical properties of MIM devices showing VCNR //Int. J. Electronics.— 1984.— V.57.— No 1.— P.1–78.
98. Pagnia H., Sotnic N. Bistable switching in electroformed metal-insulator-metal devices //Phys. Stat. Sol.— 1988.— V.108.— No.11.— P.11–65.
99. Зандберг Э. Я. Ионов Н. И. Поверхностная ионизация.—М.: Наука.— 1969.— 432 с.
100. Тарасова Л. В. Десорбционный механизм электрического пробоя в высоком вакууме// ДАН.— 1966.— Т. 167, № 2.— С. 330–333.
101. Juttner B., Wolff H., and Altrichte B. Stability of field electron emission and vacuum breakdown. Investigations with field emission microscopy and Auger electron spectroscopy // Phys. Stat. Sol. (a).— 1975.— V.27, No. 2.— P. 403–412.
102. Rohrbeck W., Juttner B., Wolff H. Microdischarges as an instability of field emission// Proc. 5th ISDEIV, Poznan, Poland.— 1972.— P. 59–64.
103. Бабич Л. П., Тарасов М. Д. О механизме вакуумного импульсного разряда в наносекундной области// Известия ВУЗов. Радиофизика. 1980. Т. 23, № 11. С. 1365-1372.
104. Литвинов Е. А., Месяц Г. А., Проскуровский Д. И. Автоэмиссионные и взрывоэмиссионные процессы при вакуумных разрядах// УФН.— 1983.— Т.139, №. 2.— С. 265 – 302.
105. Лобов С. И., Павловская Н. Г. О возможности образования плазмы в начальной стадии высоковольтного наносекундного вакуумного разряда из газа, десорбированного с автокатада// Известия ВУЗов. Радиофизика.— 1980.— Т. 23.— № 11.— С.1373–1377.
106. Баскин Л. М., Ананьев Л. Л., Борисов Д. А., Кантонистов А. А., Фурсей Г. Н. Эффект ускорения ионной бомбардировки автоэмиссионного тока// Радиотехника и электроника.— 1983.— Т.28, №12.— С. 2462–2464.
107. Hackam R. Effects of voltage polarity, electric current, external resistance number of sparkings, supply frequency, and addition of hydrogen and air on electrical breakdown in vacuum// J. Appl. Phys.—1975.—V. 46.— No. 9.— P. 3789–3799.
108. Powell H. P. S., Chatterton P. A. Prebreakdown condition between vacuum insulated electrodes// Vacuum.— 1970.— V. 20.— No. 10.— P.419–429.
109. Hackam R., and Raju G. R. G. Electrical breakdown of a point-plane gap in high vacuum and with variation of pressure in the range  $10^{-7}$ – $10^{-2}$  Torr of air, nitrogen, helium, sulphur hexafluoride, and argon// J. Appl. Phys.— 1974.—V. 45, No.11.— P. 4784 – 4794.
110. Hackam R., and Altcheh L. AC (50 Hz) and DC electrical breakdown of vacuum gaps and with variation of air pressure in the range  $10^{-9}$ – $10^{-2}$  Torr using OFHC copper, nickel, aluminum, and niobium parallel planar electrodes// J. Appl. Phys.— 1975.— V. 46, No.2.— P. 627– 636.

111. Каляцкий И. И., Кассиров Г. М., Смирнов Г.В. Электрический пробой вакуумных промежутков при сверхвысоких импульсных напряжениях// ЖТФ.– 1974.– Т.44, № 11.– С. 2326–2328.
112. Descoeudres A., Levinsen Y., Calatroni S., Taborelli M., and Wuensch W. Investigation of the DC vacuum breakdown mechanism// Physical Review. Special Topics – Accelerators and Beams.– 2009.– V. 12.– 092001-1-11
113. Tatarinova N. V. Poro-electron emission from metal-dielectric contact. // Proc. 24th ISDEIV, Santa Fe New Mexico.– USA.– 1990.– P. 381–382.
114. Tatarinova N.V. Grigoriev Yu.V. // Proc. 26th ISDEIV. Moscow–St. Petersburg, Russia.– 1994.– P. 49–52.
115. Татаринова Н.В., Новиков Н.Е., Соколов В.С., Волков Н.В., Воробьев В.Л.// Известия РАН. Серия физическая.– 1992.– Т.56, №7.– С. 64-66.
116. Suzuki K., Kobayashi S. Effect of charge carriers on the prebreakdown current flowing through a parallel-plate vacuum gap // IEEE Trans. Electr. Insul.– 1982.– V. EI-17.– No. 5.– P. 457–462.
117. Kobayashi S. Research on vacuum insulation properties–in situ measurements and surface analysis // Proc. 27th ISDEIV, Suzhou, China, 2016.– V. 1.– P. 1–8.
118. Allen R.J., Hinshelwood D.D., Jackson S.L., Ottinger P.F., Rittersdorf I.M., and Schumer J.W. Effects of anode and cathode surface treatments on vacuum breakdown between metal electrodes with 50-ns high voltage pulses// Proc. 21st conf. Pulsed Power & Plasma Science 2017.
119. Allen R.J., Hinshelwood D.D., Jackson S.L., Ottinger P.F., Rittersdorf I.M., and Schumer J.W. Determination of the particles involved in anode initiated vacuum breakdown using a 1-MV, 50-nanosecond pulse generator// Proc. 22nd conf. Pulsed Power & Plasma Science.– 2019.
120. Wuensch W., Degiovanni A., Calatroni S., Korsbäck A., Djurabekova F., Rajamäki R., and Giner-Navarro J. Statistics of vacuum breakdown in the high-gradient and low-rate regime// Phys. Rev. Accelerators and Beams.– 2017.– V.20.– 011007 (1–11).
121. Barenholts S. A., Barenholts Yu. A., Mesyats V. G. and Tsventoukh M M. On the initiation of explosive emission processes in the accelerating structures of compact linear colliders//OP Conf. Series: Journal of Physics: Conf. Series.– 2018.– 946 012132
122. Barenholts S. A., Mesyats V. G., Oreshkin V. I., Oreshkin E. V., Khishchenko K. V., Uimanov I. V., and Tsventoukh M. M. Mechanism of vacuum breakdown in radio-frequency accelerating structures.//Phys. Rev. Accelerators and Beams.– 2018.– V.21.– 061004 (1-11).
123. Batrakov A. V., Onischenko S. A., Kurkan I. K., Rostov V. V., Yakovlev E. V., Nefedtsev E. V., Tsygankov R. V. Comparative study of breakdown strength of vacuum insulation in gap with electron-beam polished electrodes under pulsed DC and microwave electric fields// Proc. 28th ISDEIV, Creifswald, Germany, Sept. 23–28 .– 2018.–V. 1.– P. 77–80.



124. O'Shea P.G. and Freund H. P. Free-Electron Lasers: Status and Applications// Science.– 2001.– V.292, No.8.– P. 1853–1858.
125. Holtkamp N. The status of the ITER design// Fusion Engineering and Design.– 2009.– V. 84.– P. 98–105.
126. Lyon D. and Hubler A.. Gap size dependence of the dielectric strength in nano vacuum gaps//IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.– 2013.–V. 20, No.4.– P. 1467-1471.
127. Muzykov P. G., Ma X., Cherednichenko D. I., and Sudarshan T. S.. High field breakdown of narrow quasi uniform field gaps in vacuum// J. Appl. Phys.– 1999.– V. 85.– No. 12.– P. 8400–8404.
128. Ang L. K., Kwan T. J. T., and Lau Y. Y. New scaling of Child-Langmuir law in the quantum regime// Phys. Rev. Lett.– 2003.– V. 91.– No. 20.– P. 208303–1–4.
129. Bhattacharjee S. and Chowdhury T. Experimental investigation of transition from Fowler–Nordheim field emission to space-charge-limited flows in a nanogap// Appl. Phys. Lett.– 2009.– V.95.– P. 061501-1-3.
130. Meng G., Cheng Y., Chen L., Chen Y., Wu K. Discharge behaviors of electrical breakdown across nanometer vacuum gaps// IEEE Int. Conf. on Solid Dielectrics, Bologna, Italy, June 30 – July 4.– 2013.– P. 662–665.
131. Meng G., Cheng Y., Wu K., and Chen L. Electrical characteristics of nanometer gaps in vacuum under direct voltage// IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.– 2014.– V. 21.– No. 4.– P. 1950–1956.
132. Barendolts S. A., Shmelev D. L., and Uimanov I. V. Pre-Explosion Phenomena Beneath the Plasma of a Vacuum Arc Cathode Spot// IEEE Trans. Plasma Sci.– 2015.– V.43, No. 8.– P. 2236 – 2240.
133. Batrakov A.V., Onischenko S.A., Proskurovsky D.I., Johnson D.J. On priorities of cathode and anode contaminations in triggering the shot-pulsed voltage breakdown in vacuum// IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.– 2006.– Vol.13, No. 1.– P. 41-51.
134. Pikuz S. A., Shelkovenko T. A., Tilikin I. N., Parkevich E. V., Mingaleev A. R., Agafonov A. V., and Hammer D. A. Studying of explosive electron emission from “whisker” cathode using X-ray point-projection radiography// IEEE Trans. Plasma Sci.– 2018.– V. 46.– No.1.– P. 3815 – 3819.
135. Latham R. High-Voltage Vacuum Insulation: A New Perspective. AuthorHouse, Bloomington, Indiana.– 2006.– 100 p.
136. Behling R. Electric Field Enhancing Artifacts as Precursors for Vacuum High-Voltage Breakdown// Instruments.– 2019.– V.3, No.4.– 64 (P. 1–25).
137. Descoeudres A., Ramsvik T., Calatroni S., Taborrelli M., and Wuensch W. DC breakdown conditioning and breakdown rate of metals and metallic alloys under ultrahigh vacuum.// Phys. Rev. ST – Accel. Beams.– 2009.– V. 12.– 032001(1-8).

138. Djurabekova F., Ruzibaev A., Holmstrom E., Parviainen S., Hakala M.. Local changes of work function near rough features on Cu surfaces operated under high external electric field//J. Appl. Phys.– 2013.– V.114.– 243302(1-7)
139. Calatroni S., Descoeures A. , Kovermann J. W., Taborelli M., Timko H., Wuensch W., Djurabekova F., Nordlund K., Pohjonen A., Kuronen A.. Breakdown studies for the CLIC accelerating structures// Proc. of Linear Accelerator Conference LINAC-2010, Tsukuba, Japan MOP070.– P. 217 – 219.
140. Хирт Дж., Лоте И. Теория дислокаций.– М: Атомиздат.– 1972.– 599 с.
141. Nordlund K., Djurabekova F.. Defect model for the dependence of breakdown rate on external electric fields// Phys. Rev. Special topics – Accelerators and Beams.– 2012.– V.15.– 071002 (1-7)
142. Engelberg E. Z., Ashkenazy Y., and Assaf M. Stochastic model of breakdown nucleation under intense electric fields// Physical Review Letters.– 2018.– V.120, 124801(1-6).
143. Engelberg E. Z., Yashar A. B., Ashkenazy Y., Assaf M., and Popov I.. Theory of electric field breakdown nucleation due to mobile dislocations// Phys. Rev. Accelerators and Beams.– 2019.– V.22.– 083501-1-16.
144. Pohjonen A. S., Djurabekova F., Nordlund K., Kuronen A., and Fitzgerald S. P. Dislocation nucleation from near surface void under static tensile stress in Cu// J. Appl. Phys.– 2011.– V. 110.– 023509-1/6.
145. Pohjonen A. S., Parviainen S., Muranaka T., and Djurabekova F.. Dislocation nucleation on a near surface void leading to surface protrusion growth under an external electric field// J. Appl. Phys.– 2013.– V.114.– 033519-1/8.
146. Vigonski S., Djurabekova F., Veske M., Aabloo A. and Zadin V.// Molecular dynamics simulations of near-surface Fe precipitates in Cu under high electric fields.// Modelling Simul. Mater. Sci. Eng.– 2015.–V.23.– P. 025009 (1–17).
147. Pupeter N., Göhl A., Habermann T., Kirschner A., Mahner E., Müller G., Piel H. // Proc. 7th Workshop on RF Superconductivity.– Gif-sur-Yvette, France.– 1995.– P. 67-77.
148. Neidermann Ph., Renner C.H., Kent A.D., Fischer F. Study of fieldemitting microstructures using a scanning tunneling microscope // J.Vac. Sci. Technol.– 1990.– V. A8.– No. 1.– P. 594-597.
149. Korsbäck A., Djurabekova F., Morales L. M., Profatilova I., Castro E. R., Wuensch W., Calatroni S., Ahlgren T. Vacuum electrical breakdown conditioning study in a parallel plate electrode pulsed dc system // Phys. Rev. Accel. Beams.– 2020.– V. 23.– 033102 (1–13).
150. Saressalo A., Kyritsakis A., Djurabekova F., Profatilova I., Paszkiewicz J., Calatroni S., and Wuensch W. Classification of vacuum arc breakdowns in a pulsed dc system// Phys. Rev. Accelerators And Beams.– 2020.– V. 23.– 023101 (1–11).
151. Anders A. Cathodic Arcs From Fractal Spots to Energetic Condensation.– Springer.–2008, 540 p.

152. Antoine C.Z., Peauger F., Le Pimpec F. Electromigration occurrences and its effects on metallic surfaces submitted to high electromagnetic field: A novel approach to breakdown in accelerators// Nuclear Instruments and Methods in Physics Research.– 2011.– V. A 665.– P. 54–69;  
Erratum: Nuclear Instruments and Methods in Physics Research.– 2012.– A 670.– P. 79–94.
153. Batrakov A. V., Nazarov D. S. Ozur G. E., Popov S. A., Proskurovsky D. I., and Rotshtein V. P. Increasing the electric strength of vacuum insulation by irradiating the electrodes with a low-energy high-current electron beam// IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul. – 1997.– V. 4.– P. 857 – 862.
154. Proskurovsky D.I., Batrakov A.V. Treatment of the electrode surface with intense charged-particle flows as a new method for improvement of the vacuum insulation// Proc. 19th ISDEIV. Xi'an, China, 2000.– P. 9–16.
155. Johnson D. J., Savage M. E., Sharpe R. A., Batrakov A. V., and Proskurovsky D. I. Pulsed HV vacuum breakdown of polished, powder coated, and e-beam treated large area stainless steel electrodes with 0.5 to 7 mm gaps// IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.– 2006.– V.13, No.1– P. 52–64.
156. Batrakov A.V., Onischenko S.A., Proskurovsky D.I., Johnson D.J. On the Variety of Triggering Mechanisms of High-voltage// IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.– 2007.– V. 14, No. 3.– P. 544-552.
157. Tsong T. and Kellogg G. Direct observation of the directional walk of single adatoms and the adatom polarizability.– Phys. Rev.B.– 1975.– V. 12, No. 4.– P. 1343-1353.
158. Wang S. and Tsong T. Field and temperature dependence of the directional walk of single adsorbed W atoms on the W (110) plane// Phys. Rev. B.– 1982.– V. 26, No. 12.– P. 6470–6475.
159. Уйманов И. В. Численное моделирование быстропротекающих процессов в вакуумном разряде/ Электрофизика на Урале: четверть века исследований/ Отв. ред. В. Г. Шпак.– Екатеринбург: УрО РАН.– 2011.– 456 с.
160. Mesyats G. A. Pulsed power. – Springer, USA.– 568 p.
161. Озур Г.Е., Проскуровский Д.И. Источники низкоэнергетических сильнотоочных электронных пучков с плазменным анодом. Новосибирск, "Наука".– 2018.– 176 с.
162. Озур Г.Е., Проскуровский Д.И., Карлик К.В. Источник широкоапертурных низкоэнергетических сильнотоочных электронных пучков с плазменным анодом на основе отражательного разряда// ПТЭ.– 2005.– № 6.– С. 58-65.
163. Ротштейн В. П., Проскуровский Д. И., Озур Г. Е., Иванов Ю. Ф. Модификация поверхностных слоев металлических материалов низкоэнергетическими сильнотоочными электронными пучками. Новосибирск, "Наука".– 2019.– 348 с.
164. Blell U., Florenkowski J., Kopf U., Mühle C., Petryk M., Petzenhauser I., Spiller P., Batrakov A.,

- Onischenko S.A., Ozur G.E. Development of the injection- and extraction systems for the upgrade of SIS18.// Proc. PAC07, Albuquerque, New Mexico, USA, 2007.– P. 167–169.
165. Дударев Е.Ф., Марков А.Б., Почивалова Г.П., Проскуровский Д.И., Ротштейн В.П. Микропластическая деформация поликристаллов железа и молибдена, облученных сильноточным электронным пучком// Изв. высш. учебн. завед. Физика.– 1996.– Т. 39, № 3.– С.126-132.
166. Дударев Е. Ф., Корниенко Л. А., Лыков С. В., Марков А. Б., Почивалова Г. П., Ротштейн В. П., Чубенко Т. Ю. Дислокационная субструктура, сформировавшаяся в результате облучения железа низкоэнергетичным сильноточным электронным пучком.// Известия ВУЗов. Физика. – 1993.– №5.– С.42–47.
167. Шубин А. Ф., Ротштейн В. П., Проскуровский Д. И. Пластическая деформация металла под действием интенсивного электронного пучка длительностью  $10^{-8}$ – $10^{-7}$  сек//Известия ВУЗов. Физика.– 1974.– С. 50–53 (с иллюстрацией).
168. Pogrebnyak A. D., Proskurovsky D. I. Modification of metal surface layer properties using pulsed electron beams// Phys. stat. Sol.– 1994.– № 7.– 145, P. 9–49.
169. Месяц Г.А. Эктоны, Часть.1.– Екатеринбург, УИФ «Наука».– 1993.– 184 с.
170. Проскуровский Д. И., Янкелевич Е. Б. Генератор для формирования на несогласованной нагрузке одиночных высоковольтных импульсов// ПТЭ.– 1973, №5.– С. 108–111.
171. Ang L. K., Lau Y. Y., Gilgenbach R. M., Spindler H. L., Lash J. S., and Kovaleski S. D. Surface instability of multipulse laser ablation on a metallic target// J. Appl. Phys.–1998.– V. 83, No. 8.– P. 4466–4471.
172. Faruk Yigit. Sinusoidal perturbation solution for solidification of pure materials on a planar mold of finite thickness.– International Journal of Thermal Sciences.– 2008.– V. 47.– P. 25–34.
173. Huang F. Y., Hwang H. H., and Kushner M. J., A model for transport and agglomeration of particles in reactive ion etching plasma reactors// J. Vac. Sci. Technol. A.–1996.– V. 14, P. 562–566.
174. Onischenko S. A., Nefyodtsev E. V., Batrakov A. V., Proskurovsky D. I. Influence of a thin dielectric film on electrical insulation in vacuum gaps at the pulse voltage // Proc. 24th ISDEIV, Mumbai, India, 2014.– P. 49–51.
175. Нефедцев Е. В., Онищенко С. А., Батраков А. В. Особенности короткоимпульсной электрической прочности вакуумной изоляции // Известия вузов. Физика.– 2017.– Т. 60, №8.– С. 159–169.
176. Onischenko S.A. and Nefyodtsev E.V. Change of electric strength of vacuum insulation after the action of atomic hydrogen on the electrodes // Proc. 25th ISDEIV, Tomsk, Russia, 2012.– P.33–35.
177. Марков А. Б., Мейснер Л. Л., Яковлев Е.В., Мейснер С. Н., Гудимова Е. Ю., Петров В. И. Кратерообразование на поверхности нержавеющей стали и никелида титана, облученных

- низкоэнергетическим сильноточным электронным пучком: морфология и топография// Известия ВУЗов. Физика.– 2015.– № 9/3.– С. 173–177.
178. McCoy F., Coenraads C., and Thayer M. Some effects of electrode metallurgy and field emission on high voltage insulation strength in vacuum// Proc. of 1<sup>st</sup> ISDEIV, Cambridge, Massachusetts, USA., 1964.– P. 259 (1–24).
179. Onischenko S., Grenadyorov A., Oskomov K., Nefedtsev E. V., Batrakov A. V. Short pulse dielectric strength of vacuum gaps with different electrode materials // Proc. 27th ISDEIV, Suzhou, China, 2016.– V.1.– P. 64 – 67.
180. Фоменко В.С. Эмиссионные свойства материалов. Справочник.– Киев, «Наукова думка».– 1981.– 339 с.
181. Физические величины. Справочник./ А. П. Бабичев, Н. А. Бабушкина, А. М. Братковский и др.; под ред. И. С. Григорьева, Е. З. Мейлихова. – М.; Энергоатомиздат, 1991. – 1232 с.
182. Oliver W.C., Pharr G.M. Measurement of hardness and elastic modulus by instrumented indentation: Advances in understanding and refinements to methodology// J. Mater. Res. .– 2004.– 19(1): 3–20.
183. Paraliev M., Gough C., Ivkovic S., Le Pimpec F. Experimental study of diamond like carbon (DLC) coated electrodes for pulsed high gradient electron gun // Power Modulator and High Voltage Conference Atlanta, GA, USA, 2010.– <http://arxiv.org/pdf/1006.2001v1.pdf>
184. Lebedynskiy S., Karpenko O., Kholodov R., Baturin V., Profatilova I., Shipman N., Wuensch W. DC vacuum breakdown in an external magnetic field// Nuclear Inst. and Methods in Physics Research. A.– 2018.– V. 908 .– P. 318–324
185. Onischenko S. A. , Nefedtsev E.V., Proskurovsky D.I. Magnetic field effect on the pulsed breakdown strength of vacuum gaps // Proc. 27th ISDEIV, Suzhou, China, 2016.– V. 1.– P. 13–16.
186. Onischenko S. A., Nefedtsev E. V. Treatment of the vacuum gap electrodes in a state of delayed breakdown // Proc. 7th International Congress on Energy Fluxes and Radiation Effects, September 14 – 26, 2020. –P. 731–736.
187. Проскуровский Д. И. Эмиссионная электроника. Учебное пособие для вузов.– Томск: ТГУ.– 2010.– 272 с.
188. Любимов Г. А., Раховский В. И. Катодное пятно вакуумной дуги//УФН.– 1978.– Т. 125, №4.– С. 665– 706.
189. Проскуровский Д. И., Пучкарев В. Ф. Образование новых эмиссионных центров на катоде в процессе коммутации электрического тока в вакууме. I. Закономерности образования новых эмиссионных центров// ЖТФ.– 1979.– Т. 49, № 12.– С. 2611–2618.
190. Проскуровский Д. И., Пучкарев В. Ф. Образование новых эмиссионных центров на катоде в процессе коммутации электрического тока в вакууме. II. Проявление установленных зако-

- номерностей в вакуумных разрядах// ЖТФ.– 1979.– Т. 49, № 12.– С. 2619–2622.
191. Lutz M.A. The glow to arc transition - a critical review// IEEE Trans. Plasma Sci.– 1974.– V. 2, No. 1.– P. 1–10.
  192. Проскуровский Д. И., Пучкарев В. Ф. Образование новых эмиссионных центров на катоде в процессе коммутации электрического тока в вакууме. III. Влияние поперечного магнитного поля// ЖТФ.– 1980.– Т. 50, № 10.– С. 2120–2126.
  193. Гашков М. А., Зубарев Н. М., Зубарева О. В., Месяц Г. А., Уйманов И. В. Модель расщепления жидкого металла в катодном пятне вакуумного дугового разряда// ЖЭТФ.– 2016.– Т. 149, № 4, С. 896–908.
  194. Gashkov M. A., Mesyats G.A., Zubarev N. M., Zubareva O.V. Model of the formation of liquid-metal jets in the cathode spot of a vacuum arc discharge // 28th ISDEIV, Greifswald, Germany, 2018.– V. 1.– P. 337–340.
  195. Daalder J. E. Erosion and the origin of charged and neutral species in vacuum arcs // J. Phys. D: Appl. Phys.– 1975.– V. 8, No. 14.– P. 1647–1659.
  196. Daalder J.E. Components of cathode erosion in vacuum arcs// J. Phys. D: Appl. Phys.– 1976.– V. 9.– P. 2379–2395.
  197. Палатник Л. С., Левченко А. А. О характере электрической эрозии на монокристаллах// Кристаллография.– 1958.– Т. 3.– № 9.– С. 612–616.
  198. Раховский В. И., Ягудаев А. М. К вопросу о механизме разрушения электродов в импульсном разряде в вакууме// ЖТФ.– 1969.– Т. 39.– №2.– С. 317– 320.
  199. Onischenko S. A., Nefyodtsev E. V., Batrakov A. V., Proskurovsky D. I. Erosion traces on a single-crystal Si cathode in an undeveloped nanosecond vacuum breakdown// Proc. 24th ISDEIV, Mumbai, India, 2014, P. 5 – 8.
  200. Нefёдцев Е. В., Онищенко С. А., Батраков А. В. Места инициирования взрывоэмиссионных процессов на поверхности монокристаллической и крупнозернистой поликристаллической меди// Известия вузов. Физика.– 2019.– Т. 62, №7.– С. 31 – 38.
  201. Nefedtsev E. V., Onischenko S. A.. Marks on single-crystal copper cathodes after short-pulse voltage impact on vacuum gaps // Proc. 7th International Congress on Energy Fluxes and Radiation Effects. Tomsk, September 14 – 26, 2020. – P. 927–931.
  202. Nefedtsev E. V., and Onischenko S. A. Pre-breakdown markers on the surface of copper cathodes of vacuum gaps//Proc. 29th ISDEIV, Padova, Italy, September 26–30, 2021.– P. 23–26.
  203. Арапов С.С., Волков Н.Б. О формировании и структуре токовых ячеек катодного пятна вакуумной дуги. Письма в ЖТФ// 2003.– Т. 29.– № 1.– С. 3–12.
  204. Батраков А.В., Попов С. А., Проскуровский Д. И. Наблюдение предвзрывного состояния и начального момента взрыва автоэмиссионного центра в электронном проекторе// Письма в

- ЖЭТФ.– 1998.– Т.67.– № 4.– С. 280–285.
205. Алехин В.П. Физика прочности и пластичности поверхностных слоев материалов. – М.: Наука, 1983.– 280 с.
206. Liu Y., Van der Giessen E., Needleman A. An analysis of dislocation nucleation near a free surface// International Journal of Solids and Structures.– 2007.– V. 44.– P. 1719–1732.
207. Шаскольская М. П. Кристаллография.– М: ВШ.– 1976.– 391 с.
208. Хоникомб Р. Пластическая деформация металлов. М: "Мир".– 1972.– 408 с.
209. Новиков И.И. Дефекты кристаллического строения металлов. – М: «Металлургия», 1983. – 232 с.
210. Пшеничников Ю. П. Выявление тонкой структуры кристаллов. М.: «Металлургия», 1974, 528 с.
211. Dash W. C. Copper Precipitation on Dislocations in Silicon// J. Appl. Phys.– 1956.– V. 27, No. 10, P. 1193 – 1195.
212. Onischenko S. A., Nefyodtsev E. V., Batrakov A. V., Proskurovsky D. I. Symmetrical erosion patterns on single-crystal silicon cathodes after high-voltage vacuum breakdowns// Proc. 10th Intern. Vacuum Electron Sources Conf. and 2nd Intern.Conf. on Emission Electronics, St–Petersburg, Russia, June 30– July 4, 2014.– P. 199 – 200.
213. Tsygankov R.V., Onischenko S.A., Rostov V.V., Batrakov A.V., Nefyodtsev E.V., Proskurovsky D.I., Gunin A.V.// Oxide-coated Al cathode for decreasing the electron leakage and increasing the electric strength of vacuum insulation in the nanosecond pulse range // IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation.– 2011.– V. 18, No. 6.– P. 2143-2150.
214. Ryssel H., Ruge I. Ion implantaion.– New York: John Wiley and Sons.– 1986.
215. Уэрт Ч., Томсон Р. Физика твердого тела. М: Мир.– 1969.– 558 с.
216. Орлов А. Н. Введение в теорию дефектов в кристаллах. М: ВШ.– 1983.– 144 с.
217. Павлов П. В., Хохлов А. Ф. Физика твердого тела. М: ВШ.– 1985.– 384 с.
218. Молоцкий М.И. Дислокационный механизм люминесценции металлов при разрушении// ФТТ.– Т. 20, №6.– 1978.– с. 1651–1656.
219. Абрамова К.Б., Русаков А.И., Семенов А.А., Щербаков И.П. Люминесценция металлов, возбуждаемая при быстром неразрушающем нагружении// ФТТ.– 1998.– Т. 40, № 6.– С. 957–965.
- 220.. Абрамова К.Б, Щербаков И.П., Русаков А.И., Семенов А.А. Эмиссионные процессы, сопровождающие деформирование и разрушение металлов// ФТТ.– 1999.– Т. 41, № 5.– С. 841–843
221. Juttner B. On the nature of arc cathode spots in vacuum and plasmas//Plasma Physics and Control Fusion. – 1984.– V. 26.– No. 1A.– P. 249–258.

222. Daalder J. E. Erosion structures on cathodes arced in vacuum// J. Phys. D : Appl. Phys.– 1979.– V. 12, No. 10.– P. 1769–1779.
223. Баскин Л.М., Нейтгаанмяки П., Пламеневский Б.А. Влияние дипольных структур на поле-  
вую эмиссию широкозонных полупроводниковых катодов// ЖТФ.– 2010.– Т. 80, № 12.–  
С. 86–89.
224. Зуев Л. Б., Данилов В. И., Баранникова С. А. Физика макролокализации пластического те-  
чения.– Новосибирск: Наука.– 2008.– 328 с.
225. Панин В. Е., Панин А. В. Эффект поверхностного слоя в деформируемом твердом теле//  
Физическая мезомеханика.– 2005.– Т.8.– №5.– С. 7–15.
226. Панин В. Е., Моисеенко Д. Д., Максимов П. В., Панин А. В. Физическая мезомеханика  
деформируемого тела как многоуровневой системы III. Неупругий предвестник зарождения  
пластического сдвига// Физическая мезомеханика.– 2006.– Т.9.– №5.– С. 5–15.
227. Прочность, пластичность и разрушение: физика и инженерный подход/ Отв. ред. Л. Б. Зу-  
ев.– Томск: Изд-во НТЛ, 2009.– 200 с.
228. Троицкий О. А. Электромеханический эффект в металлах// Письма в ЖЭТФ.– 1969.–  
Т. 10.– С.18–22.
229. Зуев Л. Б., Громов В. Е., Курилов В. Ф., Гуревич Л. И. Подвижность дислокаций в моно-  
кристаллах цинка при действии импульсов тока//ДАН СССР.– 1978.– Т. 239, № 1.– С. 84–86.
230. Троицкий О. А. Электропластический эффект в металлах. Бюллетень «Черная металлур-  
гия».– 2018.– №9.– С.65–76.
231. Головин Ю.И. Магнитопластичность твердых тел// ФТТ.– 2004.– Т.46.– № 5.– С. 769–803.
232. Троицкий О. А., Баранов Ю. В., Авраамов Ю. С., Шляпин А. Д. Физические основы и тех-  
нологии обработки современных материалов (теория, технология, структура и свойства).  
Т.1.– Москва, Ижевск: Институт компьютерных исследований.– 2004.–590 с.
233. Еханин С.Г., Несмелов Н.С., Нефёдцев Е. В. Температурные зависимости квантового выхо-  
да электролюминесценции и деградационные процессы в NaCl// ФТТ.– 1990.– Т.32, № 2.–  
С. 409–412.
234. Еханин С. Г., Несмелов Н. С., Нефёдцев Е. В. О месте появления новых дислокаций при их  
электролевой генерации// Кристаллография. – 1990.– Т.35, вып.1.– С. 237–238.
235. Орлова Д. В., Данилов В. И., Зуев Л. Б., Стаскевич О. С. Влияние малых электрических  
потенциалов на микротвердость металлических материалов//ФТТ.– 2016.– Т. 58, № 1.–  
С. 11–13.
236. Коновалов С.В., Филиппев Р.А., Столбоушкина О.А., Котова Н.В., Данилов В.И., Зуев Л.Б.,  
Громов В.Е. Влияние электрического потенциала и контактной разности потенциалов на  
пластическую деформацию Al и Cu.// Фундаментальные проблемы современного материа-



- поведения.– 2009.– Т. 6, №3.– С. 118–127.
237. Гохштейн А. Я. Поверхностное натяжение твердых тел и адсорбция. М: Наука.– 1976.– 400 с.
238. Давыдов А.А., Калиниченко А.И. О механических эффектах вблизи термических пиков и треков осколков деления// Атомная энергия. – 1982. – Т.53. – №3. – С. 186–187.
239. Djurabekova F., Samela J., Timko H., Nordlund K., Calatroni S., Taborrelli M., Wuensch W. Crater formation by single ions, cluster ions and ion “showers”// Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. – 2012. – V. B 272. – P. 374–376.
240. Nefyodtsev E.V., Onischenko S.A., Batrakov A.V., and Proskurovsky D.I. Investigation of spatial correlations of pre-breakdown emission sites and breakdowns of vacuum gaps under short-pulsed testing// Proc. of 24th ISDEIV, Braunschweig Germany, 30.08–03.09, 2010.– V.1.– P 60 – 63.
241. Неведцев Е.В., Онищенко С.А., Проскуровский Д.И., Батраков А.В. Поведение предпробойных эмиссионных центров при воздействии на вакуумный промежуток 200-kV 100-ns импульсов//ЖТФ.– 2012.– Т. 82, № 9.– С. 107 – 115.
242. Nefyodtsev E.V., Onischenko S.A., Proskurovsky D.I. and Batrakov A.V. Observation of pre-breakdown emission sites and breakdowns of vacuum gaps under short-pulsed testing// IEEE Transactions on Dielectric and Electrical Insulation.– 2011.– V. 18, No. 3.– p. 929 – 936.
243. Onischenko, E. V. Nefedtsev. Short-pulse pre-explosion electron emission in vacuum gap with titanium cathode // 28th ISDEIV, Creifswald, Germany, Sept. 23–28 .– 2018.– vol. 1.– P. 43–46.
244. Farrall G.A. and Owens M. Techniques for the Study of Breakdown between Large-Area Electrodes in Vacuum // J. Appl. Phys.– 1972.– V.43, No. 3.– P. 938–943.
245. Bajic S., Latham R. A new perspective on the gas conditioning of high-voltage vacuum-insulated electrodes// J. Phys. D: Appl. Phys.– 1988.– V.21.– P. 943–950.
246. Young R.W. A technique for studying the multiple emission sites on broad area electrodes in a vacuum// Vacuum.– 1973.–V. 24.– No. 4.– P. 167–172.
247. Физическая энциклопедия/ Под ред. А.М. Прохорова. М: Большая Российская энциклопедия.– 1998.– Т.5.– С. 39.
248. Абрамян Е.А. Промышленные ускорители электронов. М: Энергоатомиздат.– 1986.– 249 с.
249. Tonks L., A Theory of Liquid Surface Rupture by a Uniform Electric Field,” Phys. Rev., V. 48, September, 1935, pp. 562–568.
250. Татарина Н. В. Вакуумная электроизоляция//Вакуумная техника и технология.–2003.–Т. 13.–№ 1.–С. 3–29.
251. Theophilus G. D., van Heeswijk R. G., Srivastava K. D. Comparative investigations of DC and 60 Hz prebreakdown behaviour of vacuum insulation// IEEE Trans. Power Apparatus and Systems.– 1975.– V. PAS-94.– No. 5.– Sept./Oct. 1975.– P. 1859–1867.

252. Theophilus G. D., van Heeswijk R. G., Srivastava K. D. Microparticles in vacuum insulated power apparatus// IEEE Power Engineering Society. Summer Power Meeting.– 1975.– Paper # A 75 554 (1-6)
253. Theophilus G. D., Srivastava K. D., van Heeswijk R. G. In-situ observation of microparticles in vacuum insulated gap using a scanning electron microscope// J. Appl Phys.– 1976.– V.47, No.3.– P. 897–898.
254. Laghari J. R., Qureshi A. H. A Review of particle-contaminated gas breakdown// IEEE Transact. Electr. Insul.– 1981.– V. EI-16, No. 5, P. 388 – 398.
255. Kuwahara H., Inamura S., Watanabe T. and Arahata Y. Effect of solid impurities on breakdown in compressed SF<sub>6</sub> gas// IEEE Trans.– 1974.–V. PAS-93, No.5, P. 1546 – 1555.
256. Cooke C.M., Wootton R.E. and Cookson A.H. Influence of particles on AC and DC electrical performance of gas insulated systems at extra-high-voltage.– IEEE Trans.– 1977.– V. PAS-96, No.3.– P. 768 – 777
257. Zhang Y., Liu Z., Geng Y. and Yang H. Mechanism of impulse voltage breakdown in high voltage vacuum interrupters with long contact gap// IEEE Trans. Dielectr. and Electr. Insulation.– 2014.– V. 21.– No. 2.– P. 906–912.
258. Лебедев Н.Н, Скальская И.П. Сила, действующая на проводящий шарик, помещенный в поле плоского конденсатора // ЖТФ.– 1962.– Т. 32, № 3.– С. 375–378
259. Eastham D. A., Chatterton P. A. Laser light scattering for the detection of microparticles in high voltage vacuum gap// Vacuum.– 1982.– V. 32.– No. 3.– P. 151–155.
260. Slivkov I.N. On the mechanism of electrical breakdown in vacuum// Sov. Phys. Tech Phys.– 1957.– V.27.– No.2.– 1928–1934.
261. Chatterton P. A., Menon M. M., and Srivastava K. D. Processes involved in the triggering of vacuum breakdown by low-velocity microparticles//J. Appl. Phys., 1972.–V.43.– No. 11.– P. 4536–4542.
262. Hurley R. E., Parnell T. M. Field emission from metal particles in a vacuum gap// J. Phys. D: Appl. Phys., Ser. 2.– 1969.– V. 2, P. 881 – 888.
263. Farrall G. A. Cranberg hypothesis of vacuum breakdown as applied to impulse voltages// J. Appl. Phys.– 1962.– V. 33.– No. 1.– P. 96–99.
264. Сливков И. Н. Минимальная энергия инициирования электрического пробоя в вакууме.– 1966.–ЖТФ.– Т.36, №6.– С. 1084.
265. Адаменко С.В., Березняк П. А., Михайловский И. М., Стратиенко В.А., Толмачев Н.Г., А.С. Адаменко, Мазилова Т. И. Инициирование электрического вакуумного разряда ускоренными наночастицами. – Письма в ЖЭТФ.– 2001.– Т. 27, № 16.– С. 15-20.
266. Hamaker H.C. The London–Van der Waals attraction between spherical particles// Physica IV.–

1937.– No.10, P.1058 – 1072

267. Nefyodtsev E.V. Detachment of a macroparticle from the electrode surface under rapidly-rising voltage conditions. Proc. 25th ISDEIV, Tomsk, Russia, 2012, V. 1.– P. 29 – 32.
268. Nefyodtsev E.V. Features of spherical particle dynamics near a plane electrode of vacuum gap in an increasing electric field// IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation.– 2014.– V. 21, No. 2.– P. 892-905.
269. Дерягин Б.В., Абрикосова И.И., Лифшиц Е.М. Молекулярное притяжение конденсированных тел// УФН.– 1958.– Т. 44, № 3.– С. 493 – 528.
270. Мартынов Е.П. К анализу электрического разряда между частицей и плоскостью. Электронная техника. Сер. “Организация и технология производства”.– № 3.– С. 3 – 13.
271. Морс Ф. М., Фешбах Г. Методы теоретической физики, Т. 2.– М: Издательство иностранной литературы.– 1960.– 886 с.
272. Смайт В., Электростатика и электродинамика. М: Издательство иностранной литературы.– 1954.– 604 с.
273. Бухгольц Г. Расчет электрических и магнитных полей.– М: Издательство иностранной литературы.– 1961.– 712 с.
274. Филиппов А. В. Влияние размера макрочастиц на их электростатическое взаимодействие в плазме// ЖЭТФ.– 2009.– Т. 136, № 3(9).– С. 601–614.
275. Щерба Е.А., Григорьев А.И., Коромыслов В.А. О взаимодействии двух заряженных проводящих шаров при малых расстояниях между ними// ЖТФ.– 2002.– Т.72, № 1.– С. 15–19.
276. Физические основы электрической сепарации/ А. И. Ангелов, И. П. Верещагин, В. С. Ершов и др. Под ред. В. И. Ревнивцева.–М: Недра.–1983.– 271 с.
277. Саранин В. А. О взаимодействии двух электрически заряженных частиц// УФН.–1999.– Т. 169, № 4.– С. 453–458.
278. Саранин В. А., Майер В. В. Теоретические и экспериментальные исследования взаимодействия двух проводящих заряженных шаров// УФН.– 2010.– Т. 180, №. 10.– С. 1109–1117.
279. Cookson A.H. and Farish O. Particle-initiated breakdown between coaxial electrodes in compressed SF6// IEEE Trans. Vol. Power App. Syst.– 1973.– V. 92.– P. 871–876.
280. Мерл В. Электрический контакт.– М.–Л., Госэнергоиздат.– 1962.–80 с.
281. Карслоу Г., Егер Д. Теплопроводность твердых тел. – М., Наука.– 1964. – 488 с.
282. Shmelev D. L., Barengolts S. A., and Tsventoukh M. M. Numerical simulation of plasma near the cathode spot of vacuum arc// IEEE Transact. Plasma Sci.–2017.– V. 45, No. 11.– P. 3046–3053
283. Anders S., and Anders A. Frozen state of ionisation in a cathodic plasma jet of a vacuum arc// J. Phys. D.– 1988.– V. 21, No.1.– P. 213– 215.
284. Shmelev D. L. and Barengolts S. A. Modeling of cathode plasma flare expansion// IEEE Trans.

- Plasma Sci.– 2013.– V. 41, No. 8.– P. 1964–1968.
285. Паркер Е. Н. Динамические процессы в межпланетном пространстве.– М: Мир.– 1965.– 362 с.
286. Parker E. N. Dynamical theory of the solar wind// Space Sci. Rev.– 1965.– V.4.– P. 666–708.
287. Parks, P.B., Turnbull R.J. Effect of transonic flow in the ablation cloud on the lifetime of a solid hydrogen pellet in a plasma// Phys. Fluids.– 1978.– V.21, № 10.– P. 1735–1741.
288. Chang, C.T., Jorgensen, L.W., Nielsen, P., Lengyel, L.L. The feasibility of pellet re-fuelling of a fusion reactor// Nuclear Fusion.– 1980.– V.20, III 7.– P. 859-893.
289. Popov S. A., Panchenko A. N., Batrakov A. V., Ljubchenko F. N., and Mataibaev V. V. Experimental study of the laser ablation plasma flow from the liquid gas-in target// IEEE Trans. Plasma Sci.– 2011.– V. 39, No.6.– P. 1412–1417.
290. Stapleton M. W., McKiernan A. P., and Mosnier J.–P. Expansion dynamics and equilibrium conditions in a laser ablation plume of lithium: Modeling and experiment// J. Appl. Phys.–2005.– V. 97.– 064904(1–12).
291. Sack Ch., Schamel H. Plasma expansion into vacuum – a hydrodynamic approach// Physics Reports (Review Section of Physics Letters).– 1987.– V. 156, No. 6.– P. 311-395.
292. Гуревич А. В., Парийская Л. В., Питаевский Л. П. Автомодельное движение разреженной плазмы. // ЖЭТФ.– 1965.– Т. 49, № 2(8).– С. 647–654.
293. Гуревич А. В., Парийская Л. В., Питаевский Л. П. Автомодельное движение разреженной плазмы. II. // ЖЭТФ. –1968. Т. 54, № 3.– С. 891–904.
294. Гуревич А. В., Питаевский Л. П. Простые волны в кинетике разреженной плазмы// ЖЭТФ.– 1969.– Т. 56, № 5.– С. 1778–1781.
295. Гуревич А. В., Питаевский Л. П. Нелинейная динамика разреженной плазмы и ионосферная аэродинамика // Сб.: Вопросы теории плазмы под ред. Леонтовича М.А.– М.: Атомиздат.– 1980.– № 10.– С. 3–87.
296. Гуревич А. В., Мещеркин А. П. Ускорение ионов в расширяющейся плазме// ЖЭТФ. – 1981.– Т. 53, № 5.– С. 1810–1826.
297. Гуревич А. В., Мещеркин А. П. Сильный разрыв на фронте волны разрежения в плазме// ЖЭТФ.– 1981. Т. 81.– № 4(10).– С. 1295–1306.
298. Гуревич А. В., Мещеркин А. П. Ускорение ионов при сферическом расширении плазмы// Физика плазмы. 1983 т. 9, № 5. С. 955–963.
299. Mora P. Plasma expansion into a vacuum// Phys. Rev. Letters.– 2003.–V. 90, No. 18/– P. 185002–(1–4).
300. Crow, J. E. Auer P. L., and Allen J. E. The expansion of a plasma into a vacuum// J. Plasma Phys.– 1975.– V. 14, part 1.– P. 65–76.

301. Denavit J. Collisionless plasma expansion into a vacuum// *Phys. Fluids.*– 1979.– V22, № 7.– P. 1384-1392.
302. True M.A., Albritton, J.R., Williams E.A. Fast ion production by suprathermal electrons in laser fusion plasmas// *Phys. Fluids.*– 1981.–V. 24, № 10.– P. 1885–1893.
303. Arslanbekov R. and Kolobov V. Adaptive kinetic-fluid models for expanding plasmas// *IOP Conf. Series: Journal of Physics: Conf. Series.*– 2018.– 1031.– 012018.
304. В. В. Лоскутов, А. В. Лучинский, Г. А. Месяц. Магнитогидродинамические процессы в начальной стадии взрывной эмиссии // *Докл. АН СССР.* 1983. Т. 271, № 5. С. 1120–1122.
305. Baksht R. B., Vavilov S. P., Kudinov A. P., Litvinov E. A. Manilov V. I., Urbathaev M. N. Investigation of cathode flare plasma caused by vacuum breakdown// *Proc. 5<sup>th</sup> ISDEIV, Poznan, Poland,* 1972.– P. 139–144.
306. Shmelev D.L., Litvinov E.A. The computer simulation of the vacuum arc emission center // *IEEE Trans. Plasma Sci.* 1997. V. 25, No. 4. P. 533–537.
307. Shmelev D.L., Litvinov E.A. Computer simulation of ecton in a vacuum arc // *IEEE Trans. Dielectr. Insul.* 1999. V.6, No. 4. P. 441–444.
308. Кринберг И. А., Луковникова М. П., Паперный В. Л. Стационарное расширение токонесящей плазмы в вакуум// *ЖЭТФ.*– 1990.– Т. 97, №3.– 806–820.
309. Бейлис И. И., Зекцер М. П., Любимов Г. А. Анализ постановки и решения задачи о катодной струе вакуумной дуги//*ЖТФ.*– 1988.– Т.58, № 10.– С. 1861–1870.
310. Баренгольц С. А., Месяц Г. А., Шмелев Д. Л. Механизм генерации ионного потока в вакуумных дугах// *ЖЭТФ.*– 2001.– Т. 120, №5.– С. 1227 – 1236.
311. Hantzsche E. Theory of the expanding plasma of vacuum arcs// *J. Phys. D: Appl. Phys.*– 1991.– V.24.– 1339-1353.
312. Anders A. Ion energies in vacuum arcs:A critical review of data and theories leading to traveling potential humps// *Proc. 26th ISDEIV, Mumbai, India, 2014.*– P. VIII–X.
313. Shmelev D.L., Barengolts S.A., Tsventoukh M.M. Numerical simulation of plasma expansion at different rates of current rise in the spark stage of a vacuum arc//*27th ISDEIV, Suzhou, China,* 2016.– P. 309–312.
314. Timko H., Matyash K., Schneider R., Djurabekova F., Nordlund K., Hansen A., Descoeudres A., Kovermann J., Grudiev A., Wuensch W., Calatroni S., and Taborrelli M. A one-dimensional particle-in-cell model of plasma build-up in vacuum arcs// *Contrib. Plasma Phys.*– 2011.– V. 51, No. 1.– P. 5–21.
315. Timko H., Ness Sjobak K., Mether L., Calatroni S., Djurabekova F., Matyash K., Nordlund K., Schneider R., and Wuensch W. From field emission to vacuum arc ignition: a new tool for simulating copper vacuum arcs// *Contrib. Plasma Phys.*– 2015.– V. 55, No. 4.– P. 299–314.

316. Wang D., Wang L., Liu J. and Jia S. 2D particle-in-cell/Monte Carlo collisional simulation of the plasma initiation in the vacuum breakdown stage // J. Phys. D: Appl. Phys.– 2020.– V. 53. – 035201 (14 pp.)
317. Manfredi G., Mola S., and Feix M. R.. Rescaling methods and plasma expansions into vacuum. Phys. Fluids B.– 1993.– V.5, No2.– P. 388–401.
318. Нефедцев Е. В., Батраков А. В. Численное моделирование устойчивого расширения плазмы взрывоэмиссионного центра в вакууме // ЖЭТФ.– 2015.– Т. 148.– № 4(10).– С. 806-818.
319. Nefedtsev E.V., Batrakov A.V. Plasma expansion in vacuum gap: three-fluid hydrodynamic simulation // Proc. 27th ISDEIV, Suzhou, China, 2016.– V. 1.– P. 37–40.
320. Нефедцев Е. В., Батраков А. В. Моделирование устойчивого расширения моноэлементной трехкомпонентной плазмы взрывоэмиссионного центра// ЖЭТФ.– 2017.– Т. 153, № 4.– С. 656–665.
321. Nefedtsev E.V., Batrakov A.V., 2-D Axially Symmetric Simulation of Ecton Plasma Expansion into Vacuum Gap //28th ISDEIV.– 2018.– V.1.– P. 85–88.
322. Nefedtsev E. V., Zjul'kova L. A. Optimization of thrust based on vacuum arc by means of pulsed magnetic field// Proc. 7th International Congress on Energy Fluxes and Radiation Effects. Tomsk, September 14 – 26, 2020. – P 417–421.
323. Нефёдцев Е.В., Зюлькова Л.А. Оптимизация электрической тяги на основе импульсной дуговой плазмы с помощью импульсного магнитного поля// Известия вузов. Физика.– 2020.– Т. 63.– № 3.– С. 137–144.
324. Брагинский С. И. Явления переноса в плазме/ Вопросы теории плазмы, вып. 1, под ред. М. А. Леонтовича/ М: Госатомиздат.– 1963.– С.183–272.
325. Schade E., Shmelev D.L. Numerical simulation of high-current vacuum arc with an external axial magnetic field// IEEE Trans. Plasma Sci.– 2003.– V. 31.– No. 5.– P.890–901.
326. Beilis I. I. The vacuum arc cathode spot and plasma jet: Physical model and mathematical description// Contrib. Plasma Phys.– 2003.– V. 43, No. 3–4, P.224–236.
327. Голант В. Е., Жилинский А. П., Сахаров И. Е. Основы физики плазмы.– М: Атомиздат.– 1977.
328. Dreicer H. Electron and ion runaway in a fully ionized gas.I// Phys.Rev.– 1959.– V. 115, No. 2.– 238–249.
329. Трубников Б. А. Столкновения частиц в полностью ионизованной плазме/ Вопросы теории плазмы, вып. 1, под ред. М. А. Леонтовича/ М:Госатомиздат.– 1963.– С. 98–182.
330. Anders A. Ion charge state distributions of vacuum arc plasmas: The origin of species// Phys. Rev. E.– 1997.– V. 55, No. 1.– 969–981.
331. Yushkov G. Yu., Anders A., Oks E. M., and Brown I. G. Ion velocities in vacuum arc plasmas. J.

- Appl. Phys.– 2000.– V. 88, No. 10.– P. 5618 –5622.
332. Popov S. A., Proskurovsky D. I., and Batrakov A. V. Investigation of the characteristics of the explosive-emission plasma of a liquid Ga cathode.// Proc. 19th ISDEIV, Xi'an, China, 2000, P. 81–84.
333. Ivanov V. A., Juttner B., and Pursch H. Time resolved measurements of the parameters of arc cathode plasmas in vacuum// Proc. 9th ISDEIV, Berlin, GDR.– 1984.– V.1.– P. 157–160.
334. Месяц Г. А. Эктон – лавина электронов из металла//УФН.– 1995.– Т. 165, № 6.– 601–626.
335. Литвинов Е. А., Месяц Г. А., Парфенов А. Г. О величине катодного падения потенциала вакуумной дуги// ДАН СССР.– 1990.– Т. 310, №2.– С. 344–348.
336. Langmuir I. and Blodgett K. B. Currents limited by space charge between concentric spheres// Phys. Rev. Letters.–1924. –V. 24.– P.49–59.
337. Литвинов Е. А. Кинетика катодного факела при взрывной эмиссии электронов/ в сб. Мощные наносекундные импульсные источники ускоренных электронов, под ред. Г. А. Месяца.– Новосибирск: Наука.– 1974.– С. 23–34.
338. Kimblin C.W. Erosion and ionization in the cathode spot region of vacuum arcs // J. Appl. Phys.– 1973.– V. 44, № 7.– P. 3074–3081.
339. Литвинов Е. А., Месяц Г. А., Парфенов А. Г. Об особенностях перехода металл–плазма в начальной стадии взрывоэмиссионного цикла на катоде// ДАН СССР.– 1991.– Т. 320, №2.– С. 319–321.
340. Мойжес Б. Я., Немчинский В. А. Эрозия и катодные струи вакуумной дуги// ЖТФ.– 1980.– Т. 50, №1.– С. 78–86.
341. Hantzsche E. A revised theoretical model of vacuum arc spot plasmas// IEEE Trans. Plasma Sci.– V. 21, No. 5.– 1993.– P. 419-425.
342. Луценко Е. И., Середа Н. Д., Концевой Л. М. Исследование образования слоев объемного заряда в плазме// Физика плазмы.– 1976.– Т. 2, №1.– С. 72–81.
343. Бугаев С. П., Литвинов Е. А., Месяц Г. А., Проскуровский Д. И. Взрывная электронная эмиссия//УФН.– 1975.– Т. 115, №1.– С. 101–120.
344. Короп Е. Д., Плюто А. А. Ускорение ионов катодного материала при вакуумном пробое// ЖТФ.– 1970.– Т.40, № 12.– С. 2534–2537.
345. Баженов Г. П., Ладыженский О. Б., Литвинов Е. А., Чесноков С. М. К вопросу о формировании эмиссионной границы плазмы катодного факела при взрывной эмиссии электронов// ЖТФ.– 1977.– Т. 47, №10.– С. 2086–2091.
346. Красов В. И., Паперный В. Л. Расширение в вакуум многокомпонентной токнесущей плазменной струи// Физика плазмы.– 2017.– Т. 43, № 3.– 241–249.
347. Бакшт Р. Б., Ратахин Н. А., Каламбаев Б. А. Параметры и динамика разлета плазмы наносе-

- кундной вакуумной дуги// ЖТФ.– 1980.–Т. 50, №3.– С. 487– 491.
348. Попов С. А., Дубровская Е. Л., Батраков А. В. Экспериментальное исследование пространственно-зарядовой структуры и динамики разлета сгустка плазмы лазерной абляции// Изв. вузов. Физика.– 2020.– Т. 63, №3.– С. 145–151.
349. Ozur G. E., Proskurovsky D. I., Rotshtein V. P., Markov A. B. Production and application of low-energy high-current electron beams// Laser and Particle Beams.– 2003.– V. 21, No. 2.– P. 157–174.
350. Ryabchikov A. I. Progress in low energy high intensity ion implantation method development// Surface & Coatings Technology.–2020.– V. 388. P. 125561(1–9).
351. Collins G.A., Tendys J. Sheath development around a high-voltage cathode // Plasma Sources Sci. Technology.– 1994.– V. 3.– P. 10–18.
352. Sarrailh P., Carrigues L., Hagelaar G. J. M., Sandolache G., Rowe S., Jusselin B. and Boeuf J. P. Expanding sheath in a bounded plasma in the context of the post-arc phase of a vacuum arc // J. Phys. D: Appl. Phys.– 2008.– V. 41, 015203 (11pp).
353. Рябчиков А.И., Ананьин П.С., Дектярев С.В., Сивин Д.О., Шевелев А.Э. Плазменно-иммерсионное формирование высокоинтенсивных ионных пучков// Письма в ЖТФ.– 2017.– Т. 43.– № 23.– С. 3–10.
354. Логачев Е. И., Ремнев Г. Е., Усов Ю. П. Ускорение ионов из взрывоэмиссионной плазмы// Письма в ЖТФ.– 1980.– Т. 6, № 22.– С. 1404–1406.
355. Pushkarev A. I., Isakova Yu. I. Explosive-emission plasma dynamics in ion diode in double-pulse mode// Plasma Science and Technology.– 2011.– V.13, No.6.– P. 698–701.
356. Anders A. Breakdown of the high-voltage sheath in metal plasma immersion ion implantation.// Appl. Phys. Lett.– 2000.– V.76, No.1.– P. 28–30.
357. Анищик В.М., Углов В.В. // Модификация инструментальных материалов ионными и плазменными пучками.– Минск: Изд-во БГУ.– 2003.– 177 с.
358. Валеев Т. И., Кривобоков В. П., Янин С. Н. Молекулярно-динамическая модель диффузии в металле при мощных импульсных взаимодействиях пучка заряженных частиц// Письма в ЖТФ.– Т.15.– № 12.– С. 37–41.
359. Шалимова К. В. Физика полупроводников.–1985.– М.: Энергоатомиздат.– 392 с.
360. Нефёдцев Е. В. Электроника твердого тела: учебное пособие.– Томск: Изд-во ИОА СО РАН, 2017. – 184 с.
361. Andrews I. G., Varey R. H. Sheath growth in a low pressure plasma // Phys. Fluids.– 1971.– V.14, No.2.– P. 339–343.
362. Child C. D. Discharge from hot CaO// Phys. Rev.– 1911.– V. 32.– P. 492–511.
363. Langmuir I. The effect of space charge and residual gases on thermionic currents in high vacuum//



- Phys. Rev.– 1913.–V.2, No.6.– P. 450–486.
364. Langmuir I. The interaction of electron and positive ion space charges in cathode sheaths// Phys. Rev.– 1929.– V. 33.– June.– P. 954–989.
365. Widner M., Alexeff I., Jones W.D., Lonngren K.E. Ion acoustic wave excitation and ion sheath evolution// Physics of Fluids.– 1970.– V. 13, No.10.– P. 2532–2540.
366. Stewart R. A., Lieberman M. A. Model of plasma immersion ion implantation for voltage pulses with finite rise and fall times// J. Appl. Phys.– 1991.– V. 70, No.7.– P. 3481–3487.
367. Крейнделъ М.Ю., Литвинов Е.А., Озур Г.Е., Проскуровский Д.И. Нестационарные процессы в начальной стадии формирования сильноточного электронного пучка в плазмонаполненном диоде. I. Динамика поля на катоде и возбуждение взрывной эмиссии// Физика плазмы.– 1991.– Т. 17, № 12.– С.1425–1432.
368. Крейнделъ М.Ю., Литвинов Е.А., Озур Г.Е., Проскуровский Д.И. Нестационарные процессы в начальной стадии формирования сильноточного электронного пучка в плазмонаполненном диоде. II. Протекание тока в нестационарном двойном слое// Физика плазмы.– 1991.– Т. 17, № 12.– С.1433–1439.
369. Nefyodtsev E. V. and Ozur G. E. Field Enhancement and Ion Flow Focusing at the Multiemitter Cathode of a High-Current Plasma-Filled Diode// Proc. of 23-rd ISDEIV, Bucharest, Romania, 15-19 September, 2008.– V.1.– P. 235 – 238.
370. Nefyodtsev E. V. and Ozur G. E. Some regularities of ion sheath dynamics at high voltage pulses // Proc. of 15th International Symposium on High Current Electronics. Tomsk, Russia, 21-26 September, 2008.– P. 53 – 56.
371. Нефедцев Е. В., Озур Г. Е. Усиление поля и фокусировка ионного потока на многоэмиттерном катоде сильноточного плазмонаполненного диода// Физика плазмы.– 2008.–Т. 34, №8.– С. 707 – 715.
372. Нефедцев Е. В., Озур Г. Е. Некоторые закономерности динамики ионного слоя при воздействии импульсного напряжения// Физика плазмы.– 2009.– Т. 35, № 8.– С. 700–703.
373. Nefyodtsev E.V. and Ozur G. E. Field enhancement and ion flow focusing at the multiemitter cathode of a high-current plasma-filled diode// IEEE Trans. Plasma Sci.– 2009.– V. 37, No. 8.– P. 1367 – 1374.
374. Лифшиц Е. М., Питаевский Л. И. Физическая кинетика. (Сер. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Теоретическая физика. Т. 10).– М.: Наука.– 1979.– 527 с.
375. Bohm D. The Characteristics of Electrical Discharges in Magnetic Fields// McGraw-Hill, New York.– 1949.
376. Стальмахов В. С. Основы электроники сверхвысокочастотных приборов со скрещенными полями. М: "Советское радио".– 1963.– 366 с.

377. Воробьев Г.А., Мухачев В.А. Пробой тонких диэлектрических пленок.— Москва: Сов. Радио.— 1977.— 70 с.
378. Ozur G. E., Proskurovsky D. I., and Karlik K. V. Peculiarities of the Exciting of Explosive Emission in High-Current Electron Gun with Plasma Anode Based on a Reflective Discharge// Изв. ВУЗов. Физика.— 2006.— № 11, Приложение. — С. 22–25.
379. Popov S., Nefyodtsev E., Proskurovsky D., Uimanov I. Initiation of explosive emission centers assisted by laser ablation plasma// Proc. of 24<sup>th</sup> ISDEIV, Braunschweig, Germany, 30.08–03.09.— 2010.— V.1.— P. 80 – 83.
380. Popov S. A., Panchenko A. N., Ljubchenko F. N. and Mataibaev V. V. Investigation of ion charge composition and energy distribution of laser ablation plasma from liquid metal// Proc. of 24<sup>th</sup> ISDEIV, Braunschweig, Germany, 30.08–03.09.— 2010.— V. 2.— P. 544 – 547.
381. Nefedtsev E. V., Onischenko S.A., Ozur G. E., Proskurovsky D.I. Improvement of Electrical Insulation in Vacuum by Comprehensive Treatment of Electrodes under Plasma// Proc. 28th ISDEIV, Germany, Greifswald .— 2018.— V. 1.— P. 97-100.
382. Williams D. W., Williams W. T. Vacuum breakdown between outgassed molybdenum electrodes Proc. IEE.— 1974.— V. 121.— No.10.— P.1197–1200.
383. Baker R. J., Weber A. H. Field emission measurements and electrical breakdown in vacuum// J. Vac. Sci. Techn.— 1972.— V. 9, No.1.— P. 366–369.
384. Справочник по специальным функциям/ Под редакцией М. Абрамовица и И. Стиган. — М: "Наука".— 1979.— 832 с.
385. Warren E. W. and Cuthrell R. E. Electrostatic Forces between conducting spheres at constant potentials// J. Appl. Phys.— 1975.— V. 46, No. 10.— P. 4597–4599.
386. Васильев М. А. Особенности пластической деформации металлов и сплавов в магнитном поле. Обзор// Успехи физ. мет.— 2007.— Т.8.— С. 65–105.
387. Gushenets V. I., Oks E. M., Yushkov G. Yu., and Rempe N.G. Current status of plasma emission electronics: I. Basic physical processes// Laser and Particle Beams.— 2003.— V. 21, No. 2.— P. 123–138.
388. Bugaev A. S., Vizir A. V., Gushenets V. I., Nikolaev A. G., Oks E. M., Yushkov G. Yu., Burachevsky Yu. A., Burdovitsin V. A., Osipov I. V., and Rempe N. G. Current status of plasma emission electronics: II. Hardware// Laser and Particle Beams.— 2003.— V. 21, No. 2.— P. 139 – 156.
389. Vitello P., Cerjan C., and Braun D. Flow: a two-dimensional time-dependent hydrodynamical ion extraction model// Phys. Fluids B.— 1992.— V. 4, No. 6.— 1447–1456.
390. Yakovlev E. V., Petrov V. I., Onischenko S. A. and Nefedtsev E. V. Short-pulse breakdown of near-cathode sheath in the presence of a local magnetic field// Proc. 29th ISDEIV, Padova, Italy,

September 26–30, 2021.– P. 81–84.

391. Иванов В. А., Сахаров А. С., Коныжев М. Е. Инициирование микроплазменных разрядов на краю диэлектрической пленки, нанесенной на поверхность металла// Физика плазмы.– 2008.– Т. 34, № 2.– С. 171–184.
392. Пушкарев А. И., Исакова Ю. И. , Сазонов Р. В., Холодная Г. Е. Генерация пучков заряженных частиц в диодах со взрыво-эмиссионным катодом.– М.: Физматлит.– 2013. – 240 с.

## Приложение 1. Токовый критерий вакуумного пробоя

Рассмотрим формулу (1.1), изменив ее формальной заменой  $E \rightarrow \beta E$ :

$$j = a\beta^2 E^2 \exp\left\{-\frac{b}{\beta E}\right\} \quad (\text{П.1.1})$$

В этой формулировке величина  $E$  становится "напряженностью макрополя"  $E = U/d$ , а параметр  $\beta$  "коэффициентом локального усиления макрополя", по сути, подгоночным коэффициентом при условии, что параметры  $a$  и  $b$  фиксированы при тех значениях, которые следуют из теории Фаулера–Нордгейма:

$$a = \frac{q_e^3}{16\pi^2 \hbar} \frac{1}{\varphi}; \quad b = \frac{4\sqrt{2m_e}}{3q_e \hbar} \varphi^{3/2} \quad (\text{П.1.2})$$

где  $q_e$  и  $m_e$  – заряд и масса электрона;  $\varphi$  – работа выхода электрона из металла.

Поскольку экспериментально установлено, что величина  $\beta E_{br} = E_0$  определяется материалом катода, коэффициент  $\beta$  можно исключить из формулы (П.1.1), заместив его величиной напряженности макрополя  $E_{br}$ , при котором происходит пробой. В итоге, получим выражение:

$$j = j_0 \frac{E^2}{E_{br}^2} \exp\left\{b' \left(1 - \frac{E_{br}}{E}\right)\right\}, \quad (\text{П.1.3})$$

где  $j_0 = aE_0^2 \exp\{-b/E_0\}$  и  $b' = b/E_0$  – также как и  $E_0$  – константы материала. При этом величина  $j_0$  по физическому смыслу – плотность критического тока, при котором происходит развитие пробоя.

Формулу (П.1.3) можно упростить, если предположить, что диапазон рассматриваемых напряженностей макрополя довольно узок и примыкает к значению  $E_{br}$ , так что квадратичный член в предэкспоненциальном члене оказывает слабое влияние на величину плотности тока по сравнению с экспонентой. Полагая в предэкспоненциальном множителе  $E/E_{br} \sim 1$ , запишем

$$j/j_0 \approx \exp\{-b'\delta(E)\}, \quad (\text{П.1.4})$$

где  $\delta(E) = (E_{br} - E)/E_{br} = \delta(U) = (U_{br} - U)/U_{br}$  – относительная разница между напряженностью поля (напряжением) и напряженностью (напряжением) ожидаемого пробоя.

Зависимости (П.1.3), (П.1.4) не содержат параметров  $d$  и  $\beta$  то есть, становятся не привязанными к какой-либо теории предпробойной проводимости типа Фаулера–Нордгейма. Воспользовавшись экспериментальными данными работ, в которых определены значения  $E_0$ , например данными [51], можно определить величины  $b'$  и  $j_0$  для разных материалов (см. таблицу).

Таблица П.1.1. Параметры предпробойной характеристики (П.1.4)

|    | $b'$ , | $j_0, \text{A/m}^2$ |
|----|--------|---------------------|
| Cu | 6.673  | $4.3 \cdot 10^{10}$ |
| Al | 5.6    | $1.5 \cdot 10^{11}$ |
| Ti | 9.927  | $5.4 \cdot 10^8$    |
| Ni | 6.948  | $3.0 \cdot 10^{10}$ |
| Zr | 9.612  | $8.8 \cdot 10^8$    |
| Mo | 10.499 | $3.2 \cdot 10^8$    |
| Ta | 8.101  | $5.6 \cdot 10^9$    |
| W  | 9.45   | $1.3 \cdot 10^8$    |

Из таблицы видно, что значения критической плотности тока  $j_0$ , при которых развивается пробой, на 2–3 порядка величины меньше тех значений [104], которые могут обеспечить тепловой перегрев материала и микровзрывной процесс. Значения  $j_0$  соответствуют диапазону критических предпробойных значений, данных в работах [382, 383].

Для прогнозирования значения напряжения очередного пробоя (например, в серии кондиционирующих пробоев) из формулы (П.1.4) можно выразить  $U_{br}$  через значения  $j$  и  $U$ , которые следует считать экспериментально измеренными в некоторой конкретной рабочей точке предпробойной характеристики:

$$U_{br} \approx U \left( 1 + \frac{1}{b'} \ln \frac{j_0}{j} \right) \quad (\text{П.1.5})$$

## Приложение 2. Вычисление силы между сферической металлической частицей и плоскостью

Непосредственное вычисление интеграла (6.21) по поверхности сферы и полученные выражения являются сложными. Более простым способом получения выражения для силы, действующей на сферу, является вычисление сил отдачи частицы, действующих на электродную систему. Предположим, что помимо сферы  $S$  и ближайшей плоскости  $P$  существует удаленная плоскость  $\infty$ , которая индуцирует поле средней напряженности в конденсаторе “ $P - \infty$ ”. Баланс сил в системе трех тел можно выразить следующим образом

$$F_S = -F_P - F_\infty \quad (\text{П.2.1})$$

Из-за большой (в пределе, бесконечной) удаленности верхнего электрода напряженность электрического поля вблизи этого электрода  $E$  является постоянной, и сила равномерно распределяется по поверхности с плотностью:

$$f_\infty = -\varepsilon_0 E^2 / 2 \quad (\text{П.2.2})$$

Сила, действующая на заземленную плоскость  $z = 0$ , определяется из решения (6.19) и общего выражения (6.21). В бисферических координатах выражение (6.21) для плоскости  $\mu = 0$  ( $z = 0$ ) имеет вид:

$$F_P = \frac{\varepsilon_0}{2} \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \left( \frac{\partial \psi}{\partial \mu} \right)_{\mu=0}^2 \left( \frac{1}{h_\mu^2} \right)_{\mu=0} h_\eta h_\varphi d\varphi d\eta \quad (\text{П.2.3})$$

где  $h_\mu = h_\eta = \frac{a}{\text{ch}(\mu) - \cos(\eta)}$ ;  $h_\varphi = \frac{a \sin(\eta)}{\text{ch}(\mu) - \cos(\eta)}$  – коэффициенты Ламе.

Из выражения (6.19) получаем выражение для плотности силы, действующей на заземленную плоскость:

$$\begin{aligned} \frac{\varepsilon_0}{2} \left( \frac{\partial \psi}{\partial \mu} \right)_{\mu=0}^2 \left( \frac{1}{h_\mu^2} \right)_{\mu=0} = \\ \frac{\varepsilon_0}{2} E^2 + \frac{\varepsilon_0}{2} \frac{2}{a^2} (1 - \cos(\eta))^3 \left[ \sum_{n=0}^{\infty} A_n P_n(\cos \eta) \right]^2 - \frac{\varepsilon_0}{2} \frac{2}{a^2} \sqrt{2} E a (1 - \cos(\eta))^{3/2} \left( \sum_{n=0}^{\infty} A_n P_n(\cos \eta) \right) \end{aligned} \quad (\text{П.2.4})$$

где  $A_n = [V + E a (2n + 1)] (2n + 1) \frac{1}{e^{(2n+1)\mu_0} - 1}$ .

Заметим, что первый член правой части (П.2.4) соответствует той же плотности сил, что и (П.2.2) но с противоположным знаком. Поэтому интегрирование суммы выражений (П.2.2) и

(П.2.4) по поверхности всей электродной системы “ $P - \infty$ ” с целью отыскания выражения для  $F_S$  сводится к интегрированию суммы второго и третьего членов выражения (П.2.4) по поверхности  $\mu = 0$ . После интегрирования по угловой координате и введения переменной  $t = \cos \eta$  получаем выражение:

$$F_S = F_1 + F_2 + F_3 \quad (\text{П.2.5})$$

$$\text{где } F_1 = -2\pi\epsilon_0 \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^{\infty} A_n A_m \int_{-1}^1 P_n(t) P_m(t) dt dt ;$$

$$F_2 = 2\pi\epsilon_0 \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^{\infty} A_n A_m \int_{-1}^1 t P_n(t) P_m(t) dt dt ;$$

$$F_3 = 2\pi\epsilon_0 \sqrt{2} E a \sum_{n=0}^{\infty} A_n \int_{-1}^1 (1-t)^{-1/2} P_n(t) dt .$$

Учитывая ортогональные свойства полиномов Лагранжа [384], получим упрощенные выражения, содержащие одиночные суммы. После подстановки полученных выражений в формулу (П.2.5) и перестановки членов, получаем следующее выражение:

$$\frac{F_S}{4\pi\epsilon_0} = -D_1 V^2 + 2(P_1 - D_2)VER + (2P_2 - D_3)E^2 R^2 \quad (\text{П.2.6})$$

где выражения для  $P$  и  $D$  представлены формулами (6.23).

В частном случае отсутствия внешнего поля в выражении (П.2.6) остается только первый член, который, совпадает с выражением для силы взаимодействия подобных сфер с потенциалами, равными по величине, но противоположными по знаку в положениях  $z_0 = \pm R \operatorname{ch} \mu_0$  [385].

Для дальнейших расчетов в выражении (П.2.6) имеет смысл заместить величину потенциала частицы  $V$  величиной ее заряда  $Q_S$ . Это достигается путем нахождения соотношения между  $Q_S$ ,  $V$  и  $E$ . Заряд определяется из теоремы Гаусса, которая в бисферической системе координат формулируется как:

$$Q_S = \epsilon_0 \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} \left( \frac{\partial \psi}{\partial \mu} \right)_{\mu=\mu_0} \frac{1}{h_\mu} h_\eta h_\phi d\phi d\eta \quad (\text{П.2.7})$$

Наиболее простой метод решения подобен методу вычисления силы, представленному выше: заряд сферы можно представить как заряд, наведенный ею на электродную систему, взятый с противоположным знаком. С учетом сохранения заряда, мы можем написать

$$Q_S = -Q_P - Q_\infty \quad (\text{П.2.8})$$

Плотность заряда на удаленном электроде:

$$q_\infty = -\epsilon_0 E \quad (\text{П.2.9})$$

Выражение для заряда на плоскости  $\mu = 0$  ( $z = 0$ ) имеет вид

$$Q_P = \varepsilon_0 \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \left( \frac{\partial \psi}{\partial \mu} \right)_{\mu=0} \left( \frac{1}{h_\mu} \right)_{\mu=0} h_\eta h_\varphi d\varphi d\eta \quad (\text{П.2.10})$$

Выражение для нормальной производной получается путем дифференцирования (6.19) по  $\mu$  и последующего приравнивания  $\mu = 0$ . При подстановке (6.19) в (П.2.10), можно выделить отдельный член  $\varepsilon_0 E$  под интегралом. Таким образом, бесконечные компоненты разного знака в (П.2.8) устраняются. Опуская соответствующие вычисления, которые являются значительно более простыми, чем вычисления сил, получим конечное отношение между  $Q_S$ ,  $V$  и  $E$ :

$$Q_S = 8\pi\varepsilon_0 (VRP_1 + ER^2P_2) \quad (\text{П.2.11})$$

Если выразить  $V$  из формулы (П.2.11) и сделать подстановку в (П.2.6), то после перестановки членов получаем конечное соотношение (6.22) для силы, действующей на частицу (в дальнейшем индекс  $S$  опускаем).

Для осуществления численных расчетов динамической характеристики частицы непосредственное использование выражений (6.23) для вычисления коэффициентов  $P_1 \dots D_3$  возможно лишь при достаточно больших расстояниях между частицей и электродом. При  $\chi > 5 \cdot 10^{-2}$ , для обеспечения отклонения менее 1%, достаточно учесть 10 членов сумм (6.23).

В пределе  $\chi \rightarrow 0$  все больше членов суммы коэффициентов  $P_1 \dots D_3$  должны быть взяты в расчет. В связи с этим, в области координат  $\chi < 5 \cdot 10^{-4}$  эти функции замещались асимптотическими выражениями, которые были найдены с использованием известных теорем [273]:

$$\begin{aligned} P_1 &\rightarrow \frac{1}{2} \left( C + \ln \frac{2}{\mu_0} \right) = 0.63517 \dots - \frac{1}{2} \ln \mu_0 & P_2 &\rightarrow \pi^2 / 12 = 0.82247 \dots; \\ D_1 &\rightarrow \frac{1}{2} \frac{1}{\mu_0^2} & D_2 &\rightarrow -\frac{\zeta(2)}{3} + \frac{1}{2} \left( C + \ln \frac{2}{\mu_0} \right) = 0.1703 \dots - \frac{1}{2} \ln \mu_0 \\ D_3 &\rightarrow \zeta(2) - \zeta(3) - 1/6 = 0.27621 \dots \end{aligned} \quad (\text{П.2.12})$$

где  $C = 0.5772 \dots$  - постоянная Эйлера;  $\zeta$ - дзетта-функция Римана [384].

В переходной области  $5 \cdot 10^{-4} < \chi < 5 \cdot 10^{-2}$ , использовались интерполяционные формулы, которые были получены в форме логарифмических полиномов на основе расчетов матриц Грама.

Выражения для силы (6.22) с учетом всех региональных приближений при различных значениях  $\chi$  проверены непосредственными вычислениями интегралов (6.21) в среде Comsol Multiphysics.



### Приложение 3. К определению эффективной частоты электрон-ионного кулоновского рассеяния в плазме

В гидродинамическом приближении имеются критерии, которые определяют условия, при которых становится влиятельным эффект убегания электронов. Основная причина убегания связана с уменьшением эффективного сечения рассеяния электрона на ионе при увеличении его скорости. Для слабых полей основной прицельной скоростью взаимодействия является тепловая скорость, поэтому эффектом убегания пренебрегают. В рассматриваемом случае, уже внутри плазмы, вблизи ее границы, направленная скорость электронов может превысить их тепловую скорость, поэтому в рамках данной работы этот эффект учитывается.

На основе данных работ [324, 327, 329] силу межкомпонентного трения можно представить выражением (здесь мы используем систему СИ):

$$\mathbf{R}_{pq} = -\frac{4\pi q_0^4 Z_p^2 Z_q^2 N_p N_q \ln \Lambda_{pq}}{(4\pi\epsilon_0)^2 M_{pq}} \iint \frac{(\mathbf{v}_p - \mathbf{v}_q)}{v^3} f_p(v_p) f_q(v_q) d^3 v_p d^3 v_q, \quad (\text{П.3.1})$$

где  $f_p$  и  $f_q$  – функции распределения соответствующих компонент по скоростям  $\mathbf{v}_p$  и  $\mathbf{v}_q$ .

Рассмотрим силу трения для случая максвелловских распределений в системе координат, покоящейся относительно  $p$ -потока:

$$\begin{aligned} f_p^0(v_p) &= \left( \frac{1}{\pi v_{Tp}^2} \right)^{3/2} \exp \left[ -\frac{\mathbf{v}_p^2}{v_{Tp}^2} \right] \\ f_q^0(v_q) &= \left( \frac{1}{\pi v_{Tq}^2} \right)^{3/2} \exp \left[ -\frac{(\mathbf{v}_q - \mathbf{V}_{qp})^2}{v_{Tq}^2} \right], \end{aligned} \quad (\text{П.3.2})$$

где обозначено

$$v_{Tp} = \left( \frac{2T_p}{M_p} \right)^{1/2}; \quad v_{Tq} = \left( \frac{2T_q}{M_q} \right)^{1/2} \quad (\text{П.3.3})$$

После введения безразмерных скоростей

$$\mathbf{u}_p = \frac{\mathbf{v}_p}{v_{Tp}}; \quad \mathbf{u}_q = \frac{\mathbf{v}_q - \mathbf{V}_{pq}}{v_{Tq}}; \quad \mathbf{U} = \frac{\mathbf{V}_{pq}}{v_{Tq}} \quad (\text{П.3.4})$$

и безразмерного параметра

$$\epsilon = \frac{v_{Tq}}{v_{Tp}} = \left( \frac{T_q M_p}{T_p M_q} \right)^{1/2}, \quad (\text{П.3.5})$$

интеграл (П.3.1) можно привести к виду

$$\mathbf{R}_{pq} = -\frac{q_0^4 Z_p^2 Z_q^2 N_p N_q \ln \Lambda_{pq}}{4\pi^4 \varepsilon_0^2 M_{pq} v_{Tq}^2} \mathbf{I}(\mathbf{U}, \varepsilon) \quad (\text{П.3.6})$$

где

$$\mathbf{I}(\mathbf{U}, \varepsilon) = \iint \frac{(\varepsilon^{-1} \mathbf{u}_p - (\mathbf{u}_q + \mathbf{U}))}{\left| \varepsilon^{-1} \mathbf{u}_p - (\mathbf{u}_q + \mathbf{U}) \right|^3} \exp[-\mathbf{u}_p^2] \exp[-\mathbf{u}_q^2] d^3 \mathbf{u}_p d^3 \mathbf{u}_q$$

Воспользуемся результатами работы [346], в соответствии с которыми 6-мерный интеграл  $\mathbf{I}(\mathbf{U}, \varepsilon)$ , можно преобразовать в выражение:

$$\mathbf{I}(\mathbf{U}, \varepsilon) = \mathbf{i}_U \frac{\varepsilon^2 \pi^{5/2}}{U^2} \int_0^\infty G(u\varepsilon) \left\{ \begin{aligned} &(2Uu-1) \exp[-(u-U)^2] + \\ &+ (2Uu+1) \exp[-(u+U)^2] \end{aligned} \right\} du \quad (\text{П.3.7})$$

где  $\mathbf{i}_U$  - единичный вектор, направленный по вектору относительной направленной скорости  $\mathbf{U}$ ;

$$G(x) = \frac{2}{\pi^{1/2} x^2} \int_0^x \exp(-y^2) y^2 dy - \text{функция Чандрасекара.}$$

Решением интеграла (П.3.7) является функция

$$\mathbf{I}(\mathbf{U}, \varepsilon) = 2\pi^3 \frac{\varepsilon^2}{1+\varepsilon^2} G\left[\left(\frac{\varepsilon^2}{1+\varepsilon^2}\right)^{1/2} U\right] \mathbf{i}_U \quad (\text{П.3.8})$$

Подстановка выражений (П.3.3)–(П.3.5) и (П.3.8) в выражение (П.3.6) приводит к результату

$$\mathbf{R}_{pq} = -\frac{q_0^4 Z_p^2 Z_q^2 N_p N_q \ln \Lambda_{pq}}{4\pi \varepsilon_0^2 k T_{pq}} G[z_{pq}] \mathbf{i}_U, \quad (\text{П.3.9})$$

в котором использовано обозначение (7.2.12).

В пределе высоких относительных скоростей  $G(z)_{z \rightarrow \infty} \rightarrow 1/(2z^2)$  получим выражение, описывающее силовое взаимодействие двух моноэнергетических потоков заряженных частиц [329]:

$$\mathbf{R}_{pq}^\infty = -\frac{q_0^4 Z_p^2 Z_q^2 N_p N_q \ln \Lambda_{pq}}{4\pi \varepsilon_0^2 M_{pq} V_{pq}^3} \mathbf{V}_{pq} \quad (\text{П.3.10})$$

В пределе малых относительных скоростей  $G(z)_{z \rightarrow 0} \rightarrow 2z/(3\pi^{1/2})$  получим выражение, описывающее силовое взаимодействие двух компонентов квазиравновесной плазмы в условиях низких напряженностей поля

$$\mathbf{R}_{pq}^0 = -\frac{q_0^4 Z_p^2 Z_q^2 N_p N_q \ln \Lambda_{pq}}{2^{1/2} 6\pi^{3/2} \varepsilon_0^2 (kT_{pq})^{3/2}} M_{pq}^{1/2} \mathbf{V}_{pq} \quad (\text{П.3.11})$$

В литературе часто приводится выражение для случая электрон-ионного взаимодействия ( $T_{ie} \approx T_e$ ;  $M_{ie} \approx M_e$ ) в токонесущей плазме при напряженности электрического поля, меньшего порога Дрейсера [327, 328], которое следует также из (П.3.11):

$$\mathbf{R}_{ei}^0 = -\frac{2^{1/2} 4\pi^{1/2} q_0^4 Z_i^2 N_e N_i M_e^{1/2} \ln \Lambda_{ei}}{3(4\pi\varepsilon_0)^2 (kT_e)^{3/2}} \mathbf{V}_{ei} \quad (\text{П.3.12})$$

Следует заметить, что в пределе малых относительных скоростей функции распределения во взаимодействующих потоках могут отклоняться от максвелловских [324, 327, 346]. В связи с этим следует учитывать поправочный коэффициент и силу трения представлять уточненной формулой:

$$\mathbf{R}_{ei}^{0*} = \alpha \mathbf{R}_{ei}^0 \quad (\text{П.3.13})$$

На основе данных таблиц [324], в пределах значений  $Z_i$  от +1 до +4 можно аппроксимировать выражение для коэффициента:

$$\alpha \approx 0.0127 Z_i^2 - 0.1092 Z_i + 0.6092. \quad (\text{П.3.14})$$

Для того чтобы учесть поправку  $\alpha$  и упростить вычисления, в общем выражении (П.3.9) вместо функции  $G(z)$  будем использовать выражение

$$G'(z, \alpha) = z \cdot S(z, \alpha) = \frac{2z}{3\pi^{1/2}} \frac{\alpha}{1 + \alpha \left( 0.4z - 0.4z^2 + \frac{4}{3\pi^{1/2}} z^3 \right)} \quad (\text{П.3.15})$$

которое при  $\alpha = 1$  достаточно хорошо аппроксимирует функцию  $G(z)$ , сохраняя при этом ее предельные выражения при  $z \rightarrow 0$  и  $z \rightarrow \infty$ . В общем же случае, в результате такой замены, при  $z \rightarrow \infty$  по-прежнему  $\mathbf{R}_{pq} \rightarrow \mathbf{R}_{pq}^\infty$ , а при  $z \rightarrow 0$ ,  $\mathbf{R}_{pq} \rightarrow \alpha \mathbf{R}_{pq}^0$ , в соответствии с (П.3.13).

Таким образом, с учетом выражения (7.2.12) приходим к формулам (7.2.9)–(7.2.11).