

**Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение
высшего профессионального образования
«Национальный исследовательский
Томский политехнический университет»**

На правах рукописи

Исакова Юлия Ивановна

**ГЕНЕРАЦИЯ МОЩНОГО ИОННОГО ПУЧКА ИЗ ВЗРЫВОЭМИССИОННОЙ
ПЛАЗМЫ В ИОННОМ ДИОДЕ С МАГНИТНОЙ САМОИЗОЛЯЦИЕЙ**

**Специальность: 01.04.20 – Физика пучков заряженных частиц и ускорительная
техника**

**Диссертация на соискание ученой степени
кандидата технических наук**

**Научный руководитель:
доктор физико-математических наук,
профессор Пушкарев А.И.**

Томск – 2014

ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ	4
ГЛАВА 1. Генерация МИП в диодах с магнитной самоизоляцией. Литературный обзор.....	9
ГЛАВА 2. Экспериментальная установка и используемое диагностическое оборудование ...	20
2.1. Импульсный ионный ускоритель ТЕМП -4М.....	20
2.1.1. Принцип работы и параметры ускорителя ТЕМП -4М.....	20
2.1.2. Диагностическое оборудование ускорителя ТЕМП-4М.....	23
2.2. Эффективность передачи энергии в ускорителе ТЕМП-4М	26
2.2.1. Баланс энергии при работе на согласованную нагрузку.....	26
2.2.2. Баланс энергии при генерации МИП	27
2.3. Ионный диод с магнитной самоизоляцией.....	30
2.3.1. Конструкции диодов с магнитной самоизоляцией	30
2.3.2. Определение индуктивности диодного узла	32
2.3.3. Исследование режима работы диода	33
2.4. Диагностика параметров МИП.....	36
2.4.1. Времяпролетная диагностика состава и энергетического спектра МИП.....	37
2.4.1.1. Определение состава пучка.....	37
2.4.1.2. Определение энергетического спектра ионов.....	40
2.4.2. Тепловизионная диагностика МИП	41
2.4.2.1. Методика измерения распределения плотности энергии ионного пучка	42
2.4.2.2. Расчет времени прогрева мишени по толщине	44
2.4.2.3. Исследование охлаждения мишени	44
2.4.2.4. Анализ влияния электронов на нагрев мишени	46
2.4.2.5. Влияние взрывоэмиссионной плазмы на нагрев мишени.....	50
2.4.2.6. Влияние теплового излучения диода на нагрев мишени	50
2.4.2.7. Влияние абляции материала мишени	52
2.5. Выводы по главе 2	54
ГЛАВА 3. Исследование плазмообразования и генерации ионного тока в диоде с магнитной самоизоляцией.....	56
3.1. Анализ плазмообразования в ионном диоде с взрывоэмиссионным катодом.....	56
3.1.1. Описание работы диода на первом импульсе и анализ ВАХ	56
3.1.2. Влияние анодной плазмы	62
3.1.3. Определение скорости разлета взрывоэмиссионной плазмы.....	63

3.2. Влияние условий плазмообразования на стабильность параметров МИП в серии импульсов	64
3.2.1. Работа ускорителя без зарядной индуктивности на согласованную нагрузку	66
3.2.2. Работа ускорителя без зарядной индуктивности в режиме генерации МИП	68
3.3 Исследование влияния однородности генерации плазмы на параметры МИП.....	71
3.3.1 Исследование полоскового планарного диода.....	71
3.3.2. Исследование полоскового фокусирующего диода	73
3.4. Локальное усиление плотности МИП в диоде.....	75
3.5. Выводы по главе 3	77
ГЛАВА 4. Исследование подавления электронного тока в ионном диоде с магнитной самоизоляцией.....	80
4.1. Экспериментальное исследование подавления электронного тока	80
4.1.1. Исследование работы диода в двухимпульсном режиме.....	80
4.1.2. Исследование работы диода в одноимпульсном режиме	81
4.1.3. Исследование работы диода без магнитной самоизоляции.....	83
4.2. Математическое моделирование подавления электронного тока.....	84
4.2.1. Расчет магнитной индукции в А-К зазоре.....	84
4.2.2. Исследование изменения магнитной индукции вдоль диода.....	87
4.2.3. Влияние индуктивности заземленного электрода	88
4.2.4. Расчет времени дрейфа электронов.....	90
4.2.5. Расчет времени ускорения ионов	91
4.3. Механизм подавления электронного тока.....	94
4.4. Спиральный ионный диод с магнитной самоизоляцией.....	99
4.4.1. Конструкция спирального диода и основные характеристики	100
4.4.2. Моделирование конфигурации магнитного поля в спиральном диоде.....	102
4.4.3. Исследование времени дрейфа электронов и ускорения ионов.....	105
4.4.4. Эффективность генерации МИП в спиральном диоде.....	110
4.5. Выводы к главе 4.....	111
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	113
СПИСОК ИСПОЛЬЗУЕМЫХ ИСТОЧНИКОВ	115
Приложение А	123
Приложение Б.....	125
Приложение В	126
Приложение Г	127
Приложение Д	128

ВВЕДЕНИЕ

Научная область, к которой относятся материалы, изложенные в диссертации – генерация и применение мощных ионных пучков. Объект исследований – ионный диод со взрывоэмиссионным катодом, работающий в режиме магнитной самоизоляции. Настоящая диссертационная работа посвящена экспериментальному исследованию и моделированию процессов генерации ионного пучка из взрывоэмиссионной плазмы в режиме магнитной самоизоляции электронного потока в диоде при апериодическом режиме зарядки двойной формирующей линии (в отсутствие зарядной индуктивности).

Актуальность работы

Радиационно-пучковое модифицирование металлических изделий мощными ионными пучками (МИП) обеспечивает высокие скорости нагрева и последующего охлаждения их приповерхностного слоя, превышающие 10^7 - 10^8 К/с. Это позволяет получать составы и структуры, недоступные ни одному из традиционных металлургических способов. При этом образуются твердые растворы и вторичные фазы, не характерные для равновесной диаграммы фазовых состояний. Сочетание высокого пресыщения твердого раствора, дисперсного, структурного и субструктурного строения создает уникальные эффекты повышения поверхностной прочности, износостойкости и улучшения других свойств материалов [1]. Данный метод имеет более широкие возможности модификации структуры и свойств приповерхностного слоя по сравнению с термической обработкой, поверхностным пластическим деформированием и др. [2, 3].

Первые работы по воздействию МИП на материалы с целью улучшения их физико-химических и эксплуатационных свойств появились в Корнельском университете США [4] и Томском Политехническом университете (НИИ ЯФ) [5] в начале 80-х годов. Развитие работ в НИИ ЯФ по генерации МИП и большой интерес к их практическому использованию привели к созданию серии ионных ускорителей «ТЕМП» [6], работающих в двухимпульсном режиме с ионным диодом с магнитной самоизоляцией. Ионный диод с магнитной самоизоляцией и взрывоэмиссионным катодом имеет высокий ресурс непрерывной работы, превышающий 10^6 импульсов. У диодов другого типа ресурс работы без разрушения не превышает 1000 импульсов [7]. Отличительной особенностью ускорителей серии ТЕМП является наличие зарядной индуктивности, соединяющей электрод внутренней линии ДФЛ с корпусом. Зарядная индуктивность, включенная параллельно диоду, обеспечивает зарядку внутренней линии ДФЛ после срабатывания предразрядника, но снижает эффективность передачи энергии из ДФЛ в диод. При модернизации ускорителя ТЕМП-4 в 2009 году авторами [8] предложено убрать зарядную индуктивность в ДФЛ. Зарядка происходила только через предва-

рительный газовый разрядник и диод в процессе формирования и развития взрывоэмиссионных процессов на поверхности потенциального электрода.

К началу диссертационных исследований в литературе имелись работы, посвященные ионным диодам с собственным магнитным полем. Подробный анализ работ по диодам с магнитной самоизоляцией приведен в Главе 1 диссертации. Большинство этих диодных систем используют в качестве источника плазмы пробой по мозаично-диэлектрическому покрытию анодной поверхности [9]. В литературе также имелся ряд работ, посвященных ускорению ионов из взрывоэмиссионной плазмы, которая создается за счет подачи на потенциальный электрод импульса отрицательной полярности, предшествующего положительному импульсу ускоряющего напряжения. Однако в литературе отсутствовали данные об основных механизмах влияния взрывоэмиссионной плазмы на характеристики генерируемого МИП (его пространственной однородности, состава и воспроизводимости в серии импульсов) в диодах с магнитной самоизоляцией при апериодическом режиме зарядки формирующих линий ДФЛ.

Целью настоящей работы является определение основных закономерностей процесса генерации импульсных ионных пучков диодом со взрывоэмиссионным катодом в режиме магнитной самоизоляции при апериодическом режиме зарядки ДФЛ.

Для достижения поставленной цели решались **следующие задачи**:

1. Исследование зарядки формирующих линий при работе на диод с магнитной самоизоляцией с использованием и без использования зарядной индуктивности в ДФЛ;
2. Исследование плазмообразования и генерации ионного пучка в ионном диоде в двухимпульсном режиме;
3. Статистические исследования влияния условий плазмообразования на стабильность параметров МИП в серии импульсов;
4. Исследование процессов, обеспечивающих снижение электронной компоненты полного тока в диодах с магнитной самоизоляцией;
5. Разработка и исследование новой (спиральной) конструкции диода с магнитной самоизоляцией.
6. Разработка тепловизионной диагностики полной энергии МИП и распределения его плотности энергии по сечению;

Научная новизна работы состоит в следующем:

Впервые показано, что при работе ДФЛ без зарядной индуктивности (переход от периодического режима перезарядки формирующих линий к апериодическому) на ионный диод со взрывоэмиссионным катодом в двухимпульсном режиме обеспечивается формирование первого однополярного импульса напряжения большей длительности, что

создает более благоприятные условия для плазмообразования. Кроме того, режим работы без зарядной индуктивности является более предпочтительным и с точки зрения стабильности параметров ионного пучка в серии импульсов.

Впервые разработана и исследована спиральная геометрия диода с магнитной самоизоляцией. В спиральном диоде показана возможность повышения энергетической эффективности генерации МИП до 20% за счет увеличения времени нахождения электронов в А-К зазоре над временем ускорения ионов.

Разработана тепловизионная диагностика полной энергии и распределение плотности энергии МИП по сечению. Данный метод впервые адаптирован для измерения параметров ионного пучка при двухимпульсном режиме работы диода. Исследовано влияние электронов, взрывоэмиссионной плазмы и ИК-излучения от диода на нагрев мишени, а также влияние абляции материала мишени на показания тепловизионной диагностики. Тепловизионная диагностика позволяет измерять полную энергию МИП и распределение плотности энергии на мишени в диапазоне $0.05\text{--}4$ Дж/см², с пространственным разрешением 1 мм и времени измерения менее 0.1 с.

Практическая значимость работы определяется тем, что ее результаты использованы при разработке технологического генератора МИП с большим ресурсом работы и высокой стабильностью полной энергии и плотности энергии ионного пучка в серии импульсов. Результаты диссертационной работы использованы в плановой научной деятельности Казанского ФТИ КазНЦ РАН, Института сильноточной электроники СО РАН, в учебном процессе кафедры физики твердого тела Белорусского государственного университета (имеются акты об использовании результатов НИР).

Личный вклад автора

Диссертационная работа является итогом комплексных исследований процессов генерации МИП в лаборатории пучково-плазменных технологий Института физики высоких технологий Томского политехнического университета, начатых 2009 году. При непосредственном участии автора были выполнены эксперименты и получены данные, которые позволили выявить основные закономерности генерации ионных пучков в диодах с самоизоляцией. Автор участвовал при постановке и проведении экспериментов, обработке полученных данных, а также подготовке к публикации статей.

Автором самостоятельно разработана методика измерения параметров мощных ионных пучков с помощью тепловизора. Данная диагностика впервые использовалась в лаборатории и позволила исследовать многие процессы в диодах, а также оптимизировать режим работы ускорителя для более стабильной генерации МИП. Была модернизирована времяпро-

летная диагностика МИП, позволяющая с высокой точностью определять состав и энергетический спектр ионного пучка.

Автором самостоятельно сформулированы защищаемые научные положения, сделаны выводы. Обсуждение задач исследования, проведение экспериментов и анализ результатов проводилось совместно с научным руководителем и соавторами.

Положения и результаты, выносимые на защиту

1. Изменение режима зарядки формирующих линий - переход в аperiodический режим работы при отсутствии зарядной индуктивности в ДФЛ обеспечивает формирование первого (плазмообразующего) импульса напряжения большей длительности, что создает более благоприятные условия для плазмообразования в диоде со взрывоэмиссионным катодом.

2. Генерация ионного тока в диоде со взрывоэмиссионным катодом идет неоднородно по площади диода и фокусировка МИП позволяет снизить среднеквадратичное отклонение плотности ионного тока в серии импульсов с 30-40% до 18 -20% за счет взаимной компенсации случайных флуктуаций плотности ионного тока в разных частях диода.

3. Использование спиральной геометрии катода ионного диода с магнитной самоизоляцией обеспечивает значительное увеличение времени нахождения электронов в А-К зазоре и рост эффективности преобразования энергии, подводимой к диоду, в энергию ускоренных ионов до 20%.

Степень достоверности и апробация результатов работы

Выводы, сделанные в работе, были получены на основе комплексных исследований, включающих анализ ВАХ диода, измерение плотности ионного тока, состава и энергетического спектра МИП, тепловизионную и акустическую диагностику полной энергии МИП и распределения плотности энергии МИП по сечению. При исследованиях использовались современные методики и оборудование для измерения параметров ионных пучков, адаптированные для двухимпульсного режима работы ионного диода. Калибровка диагностического оборудования показала, что оно корректно отражает работу ускорителя в режиме короткого замыкания и при работе на активную нагрузку 4 -10 Ом (ускоряющее напряжение 250-300 кВ). Точность измерения напряжения, полного тока диода, плотности ионного тока, частотные характеристики диагностического оборудования позволяют рассчитать ионный и электронный ток с погрешностью не хуже 10%.

Основные положения и выводы диссертационной работы докладывались и обсуждались на профильных международных конференциях: 18th International Conference on High Power Particle Beams EPPC-BEAMS 2010, Jeju, South Korea, 2010; IEEE Pulsed Power Conference 2011, Chicago, 2011; 4th Euro-Asian Pulsed Power Conference and 19th International Con-

ference on High-Power Particle Beams, Karlsruhe, Germany, 2012; 8-ой международной конференции Ядерная и радиационная физика, Алма-Ата, Казахстан, 2011; 3rd International Congress on Radiation Physics and Chemistry of Condensed Matter, High Current Electronics and Modification of Materials with Particle Beams and Plasma Flows, Томск, 2012, а также на конференциях студентов и молодых ученых.

Публикации

По материалам диссертации опубликовано 2 монографии и 20 статей в изданиях, входящих в перечень ВАК.

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения и списка литературы. Она изложена на 122 страницах машинописного текста, включая 99 рисунков, 10 таблиц и список литературы из 97 наименований.

Во введении обоснована актуальность диссертационной работы, сформулирована цель работы, поставлены задачи и аргументирована научная новизна результатов исследований, показана практическая значимость полученных результатов, представлены выносимые на защиту положения.

В первой главе приведен литературный обзор исследований диодов с магнитной самоизоляцией.

Во второй главе описана экспериментальная установка и основные конфигурации диодов с магнитной самоизоляцией. Приведено описание диагностического оборудования для измерения ВАХ диода и параметров МИП. Представлены экспериментальные данные баланса энергии в узлах ускорителя.

Третья глава посвящена исследованию плазмообразования и генерации МИП в диоде с магнитной самоизоляцией и взрывоэмиссионным катодом. Выполнены статистические исследования влияния условий плазмообразования и неоднородности параметров плазмы на стабильность параметров МИП в серии импульсов.

В четвертой главе приведены результаты исследования подавления электронной компоненты тока в диодах с магнитной самоизоляцией. На основе полученных данных предложена новая (спиральная) конструкция диода, в которой удалось значительно повысить эффективность генерации МИП по сравнению с другими диодами с магнитной самоизоляцией.

В заключении приведены основные результаты, полученные в диссертационной работе.

ГЛАВА 1. ГЕНЕРАЦИЯ МИП В ДИОДАХ С МАГНИТНОЙ САМОИЗОЛЯЦИЕЙ. ЛИТЕРАТУРНЫЙ ОБЗОР

Для эффективной генерации мощных ионных пучков нужно решить две задачи: сформировать плотную плазму ($n_e \geq 10^{16} \text{ см}^{-3}$) на поверхности анода и подавить электронную компоненту полного тока диода.

В литературе известны различные методы, используемые для создания плазмы на поверхности анода [9]. Хронологически самыми первыми источниками плазмы в МИД и до сих пор не утратившими своей роли являются пассивные источники плазмы, исследованные фактически на всех достигнутых уровнях мощности МИД. Они представляют собой мозаично-диэлектрическое покрытие анодной поверхности в виде отдельных элементов [10], канавок, заполненных диэлектриком, системы отверстий, игл в диэлектрике и т. д. [11]. Образование плазмы на такой поверхности происходит при возникновении поверхностных пробоев в местах неоднородностей электрического поля в результате накопления заряда электронного тока утечки, выбивания вторичных электронов и стимулированной десорбции газов с поверхности анода с последующим их пробоем в электрическом поле. Время процесса формирования анодной плазмы и начало генерации МИП в целом занимает 5—10 нс. Наиболее широкое применение для получения протонных пучков получили: полиэтилен, полистирол, эпоксидный компаунд. Анализ состава МИП, генерируемых в диодах с указанными типами покрытий с помощью масс-спектрометрии, показал, что они генерируют многокомпонентные пучки, содержание которых в значительной степени определяется адсорбируемыми газами [9]. Одним из главных недостатков данного метода образования плазмы является ограниченный ресурс работы диэлектрических покрытий, не превышающий 1000 импульсов.

В случае плазмонаполненных диодов плазма создается либо непосредственно в А-К зазоре диода (например, ионизация остаточного газа), либо инжектируется в него от сторонних источников [9].

Для формирования плотной плазмы на поверхности анода в 1980 году *Е.И. Логачев, Г.Е. Ремнев и Ю.П. Усов* предложили использовать явление взрывной эмиссии электронов [12], открытое в Томском политехническом институте в 1966 г. коллективом сотрудников под руководством Г.А. Месяца [13]. Они использовали генератор сдвоенных импульсов наносекундной длительности (без паузы между импульсами) - первый импульс отрицательной полярности и второй положительной полярности. В течение первого импульса на поверхности потенциального электрода формировалась взрывоэмиссионная плазма. В течение второго импульса ионы эмитировали из плазмы и ускорялись в А-К зазоре. Простая конструкция генератора наносекундных сдвоенных импульсов с регулируемой паузой между импульсами

была разработана *Е.И. Логачевым, Г.Е. Ремневым и Ю.П. Усовым* в 1983 году [14]. Эта конструкция генератора была модернизирована в 2009 году [8] и используется в составе ускорителя ТЕМП-4М. Главным достоинством источников плазмы взрывоэмиссионного типа, по сравнению с источниками на основе диэлектрического пробоя поверхности, является длительный ресурс работы. Самыми лучшими с точки зрения сохранения эмиссионных свойств оказываются катоды из графита, для которых деградация эмиссионных свойств начинала проявляться после 10^6 импульсов. В диапазоне $10^6 - 10^7$ импульсов наряду с непрерывным увеличением времени задержки начала эмиссии для таких катодов наблюдается некоторая стабилизация амплитуды тока диода. Такая относительно стабильная картина сохраняется до 10^8 импульсов, после чего эмиссия с катода практически прекращается [15].

Следующая проблема генерации ионного пучка в диодной системе связана с необходимостью подавления более легкой электронной компоненты, на долю которой в диоде в обычном диоде Чайльда-Ленгмюра приходится более 97% полного тока диода. При этом не существенен конкретный тип источника ионов в А-К зазоре диода и наиболее общими характеристиками такого диода являются зарядоограниченная эмиссия (напряженности электрического поля на поверхности электродов равны нулю), а также наличие коллинеарных потоков электронов и ионов. Первое свойство обеспечивается взрывной эмиссией электронов и формированием плотной плазмы на электродах ($E=0$ внутри плазмы), характерной для рассматриваемого диапазона мощностей [16], второе - отсутствием в диоде Чайльда-Ленгмюра значимых магнитных полей (как сторонних, так и собственных), способных изменить характер и геометрию электронных потоков. Приведенное выше значение (97 %) следует из хорошо известных нерелятивистских формул для плотности тока плоского диода в случае зарядоограниченной эмиссии [17, 18]:

$$J_i = \frac{\alpha \cdot 4\epsilon_0 \sqrt{2Z}}{9\sqrt{M}} \cdot \frac{U^{3/2}}{d^2(t)}, \quad (1)$$

где Z - заряд иона; M - масса иона; U - ускоряющее напряжение, приложенное к А-К зазору; d - А-К зазор, α – коэффициент, связанный с частичной нейтрализацией объемного заряда в А-К зазоре электронно-ионными потоками, $\alpha=1$ для однополярного потока в диоде. Для биполярного (встречного) потока в диоде $\alpha=1,86$.

Отношение плотности ионного тока J_i к плотности электронного тока J_e определяется соотношением:

$$K = J_i / J_e = \sqrt{\frac{m \cdot Z}{M \cdot e}}$$

где m – масса электрона; e - заряд электрона.

Для протонов $K \approx 0.0234$, следовательно, если не принимать специальных мер, то более 97% энергии, поступающей в диод, будет расходоваться на ускорение электронов, а только около 2.3% от общей энергии тратиться на ускорение ионов. Для других, более тяжелых ионов, КПД еще ниже.

Таким образом, для эффективной работы ионного диода электронный поток должен быть практически полностью подавлен. В литературе известны три основных способа, которые применяются для подавления электронного тока в диоде: многократные осцилляции электронов через прозрачный для них анод (отражательные системы); пинчевание электронов (пинч-диоды); собственное или внешнее магнитное поле, перпендикулярное электрическому полю в зазоре (магнитно-изолированные диоды). Такое деление мощных ионных диодов на типы является в некоторой мере условным, и, скорее, выделяет основной механизм, отвечающий за увеличение времени пребывания электронов в ускоряющем зазоре [19].

Идея магнитной изоляции межэлектродного вакуумного зазора впервые была предложена в работах Ф. Винтерберга [20], Н. Ростокера [21] и Р. Судана и Р. Лавлэйс [22]. Суть ее заключается в наложении на область зазора магнитного поля достаточной величины и ориентированного перпендикулярно электрическому, что подавляет прохождение электронной компоненты поперек изолируемого зазора. В этом случае электронный поток оказывается ограниченным вблизи поверхности катода, а размеры его определяются приложенным к промежутку ускоряющим напряжением, величиной и геометрией магнитного поля, геометрией зазора. Ионы, вытягиваемые электрическим полем из анодной плазмы, пересекают ускоряющий промежуток с незначительным отклонением от прямолинейной траектории благодаря значительно большей массе. Когда в ионном диоде удастся обеспечить устойчивость электронного потока, то возможна полная отсечка электронного тока на анод и практически 100% эффективность генерации ионного пучка [19].

Первые экспериментальные работы по генерации МИП на сильноточных ускорителях с использованием магнитно-изолированных диодов (МИД) были проведены в группе Р. Судана в 1973 году в Корнельском университете (США). В качестве источника образования плазмы на аноде было использовано явление поверхностного пробоя на диэлектрических анодах с металлическими вставками.

В 1977 году *S. Humphries* [23] впервые предложил конструкцию ионного диода с магнитной самоизоляцией. Поперечное магнитное поле в А-К зазоре формировалось собственным током диода при протекании по электродам. В этой конструкции диода дополнительный источник магнитного поля не требуется, что значительно упрощает конструкцию генератора мощных ионных пучков. Но эффективность генерации ионного тока в диодах с магнитной самоизоляцией не превышает 5 -10%, что ограничивает их применение. Далее приведено

описание конструкций и результатов исследований различных диодов с магнитной самоизоляцией.

В работе *J.P. VanDevender et all* [24] представлены результаты экспериментального исследования и моделирования работы квазипланарного круглого диода с магнитной самоизоляцией. Схема диода показана на рисунке 1. Ускоряющее напряжение 2 МВ, ток 400 кА, длительность импульса 35 нс с фронтом 2 нс. Диод является нагрузкой магнитоизолированной вакуумной передающей линии (MITL) с импедансом 7.6 Ом. Внутренний радиус анода 1 см, внешний радиус 11.5 см. Величина А-К зазора увеличивалась к внешнему радиусу от 0.3 см до 1.7 см.

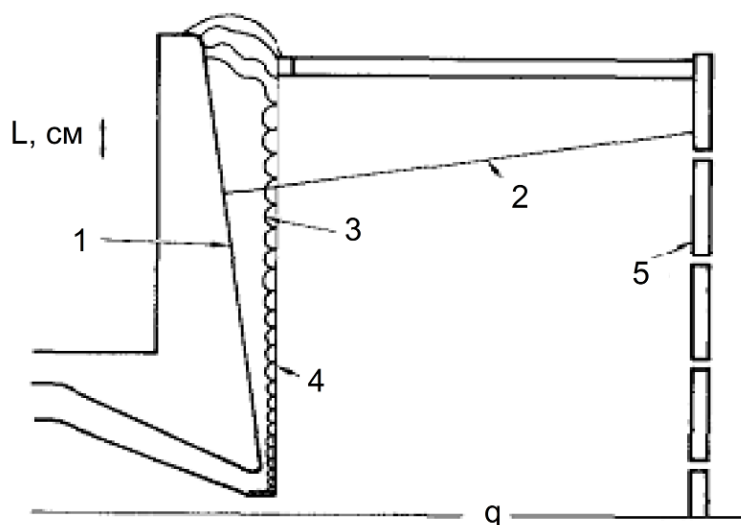


Рисунок 1 - Схема диодного узла: 1 – анод; 2 – траектория иона; 3 – траектория электрона; 4 – катод; 5 – углеродная решётка [24].

Авторы отмечают, что ионный пучок в основном состоит из протонов, ионный ток составлял 10% полного тока. В этих экспериментах удалось увеличить эффективность генерации ионов в 4.3 раза по сравнению с предельной плотностью ионного тока, ограниченной объемным зарядом (предел Чайльда-Ленгмюра для протонов равен 2.3%). Низкую эффективность генерации ионного тока авторы связывают с резким снижением магнитного поля самоизоляции на периферии диода и нарушением условия магнитной отсечки электронов.

Исследования генерации МИП в диоде сферической геометрии с пассивным анодом в режиме магнитной самоизоляции представлены в работах *В.М. Быстрицкого и А.В. Харлова* [16, 25]. Эксперименты проводились на ускорителе ПАРУС ($U= 0.8$ МВ, $\rho =2.8$ Ом, $\tau = 60$ нс). Схема диода, осциллограммы напряжения и тока приведены на рисунке 2.

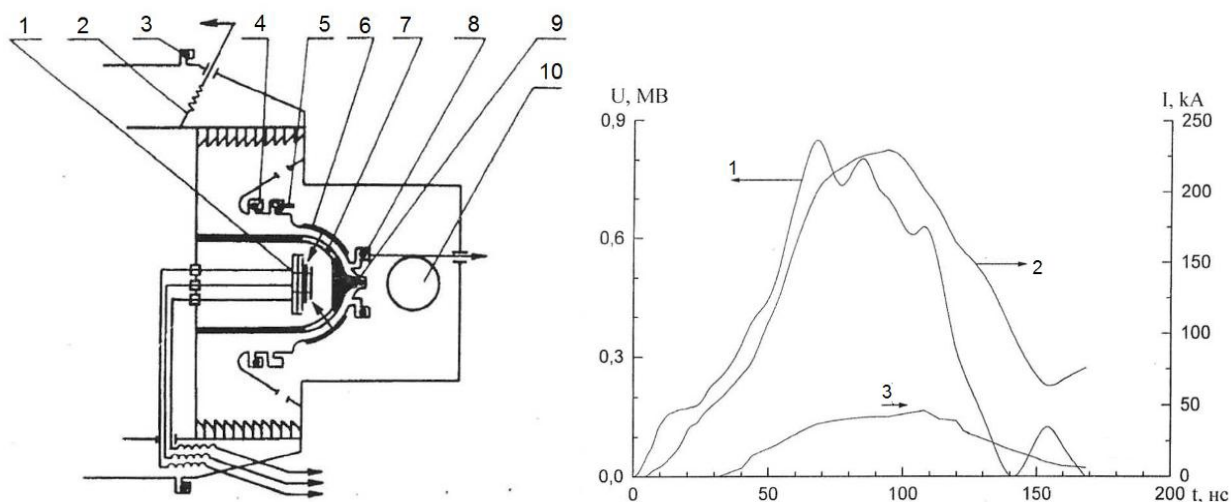


Рисунок 2 - Схема сферического диода с самоизоляцией: 1 – калориметр, 2 – активный делитель напряжения, 3, 4, 8 – пояса Роговского, 5 – петля индуктивной коррекции, 6 – анод, 7 – катод, 9 – электронный диод, 10 – фланец откачки. Осциллограммы напряжения на диоде (1), тока диода (2) и ионного тока (3) для диода с жалюзийным катодом с А-К зазором 10 мм [16].

Диод выполнен в виде полусферы с радиусом анода 90 мм. Источником анодной плазмы является часть внутренней поверхности анода с полярным углом $40^\circ < \theta < 80^\circ$. Она была покрыта слоем полиэтилена толщиной 3 мм с сеткой отверстий диаметром 1 мм, расположенных на расстоянии 3 мм друг от друга. Площадь поверхности, покрытой полиэтиленом, составляла 270 см^2 . Анод-катодный зазор менялся в пределах 8-12 мм. Вакуумный импеданс диода $Z_0 = 60d / (r \cdot \cos\varphi)$, определённый на радиусе основания катода, составлял 7.5 Ом и около 12 Ом на радиусе электронного диода. Исследовались два варианта катодов.

В первом варианте авторы использовали массивный катод из нержавеющей стали толщиной 3 мм с прорезями (общая геометрическая прозрачность катода составляла около 45%). Плотность тока на аноде, пересчитанная по данным КЦФ, лежала в диапазоне 50-100 А/см^2 , что соответствует полному ионному току 13-27 кА при условии однородной генерации МИП. Измерения калориметром с учётом геометрической прозрачности катода дали значение энерговклада МИП 0.4 – 0.7 кДж, что удовлетворительно согласуется с приведёнными значениями плотности тока. При полном токе диода 220 кА эффективность генерации МИП не превышает 12%. Измерения плотности ионного тока с использованием отсечных фольг из майлара различной толщины показало, что около 60% пучка состоит из протонов. При ускоряющем напряжении 0.8 МВ и А-К зазоре 10 мм предельная плотность тока протонов, ограниченной объёмным зарядом (предел Ч-Л) составляет 38 А/см^2 при отсутствии компенсации объёмного заряда протонов встречным потоком электронов. В этих экспериментах удалось увеличить эффективность генерации ионов в 1.3-2.6 раза по сравнению с Ч-Л. Из-за большой расходимости ионного пучка, связанной, по мнению авторов, с абберацией при про-

хождении широких щелей, дальнейших исследований распределения ионных и электронных потоком в конфигурации с данным катодом, не проводилось.

Во втором варианте конструкции диода с магнитной самоизоляцией, разработанной *В.М. Быстрицким* и *А.В. Харловым* [16, 25] использовался катод жалюзийного типа с жалюзи сферической формы. Число жалюзи варьировалось, геометрическая прозрачность катода при этом менялась в диапазоне 0.6-0.8. Полная энергия МИП составляла 0.8 -1 кДж, что соответствует средней плотности тока 120-150 А/см². На рисунке 2 приведены типичные осциллограммы напряжения на диоде и тока диода. Полный ионный ток получен интегрированием сигналов с КЦФ по площади анода. В этих экспериментах удалось увеличить эффективность генерации ионов в 3-4 раза по сравнению с Ч-Л.

В основной части диода $B \approx B_{кр}$ и рост ионного тока может быть связан с дополнительной компенсацией объемного заряда ионов замагниченными электронами.

Авторы отмечают, что калориметрические измерения удовлетворительно согласуются с данными КЦФ и соответствуют амплитуде полного тока МИП в 35-45 кА, что соответствует средней эффективности генерации МИП на уровне 15-20%. Плотность тока протонов в режиме ограничения объемным зарядом составляет 2.3% от плотности электронного тока. При увеличении эффективности генерации протонов в 3-4 раза эффективность генерации МИП должна составить 7-9%. Высокая эффективность генерации МИП, полученная авторами работ [16, 25], обеспечивается, по-видимому, снижением плотности электронного тока. Степень подавления электронной компоненты полного тока в этом диоде с магнитной самоизоляцией составляет 2-2.5.

Результаты исследования длинного полоскового ионного диода в режиме магнитной самоизоляции представлены в работах *В.М. Быстрицкого*, *А.Н. Диденко*, *Я.Е. Красика* и *В.М. Матвиенко* [26,19]. Диод выполнен в виде вакуумной полосковой линии размером 80×6 см², размещен в трубе диаметром 12 см, индуктивность диода 450 нГн. Эксперименты выполнены на ускорителе ВЕРА ($U=0.5-0.6$ МВ, $z = 8$ Ом, $\tau = 60$ нс, $\tau_{\phi}=20$ нс, энергия в импульсе 1.9 – 2.7 кДж) и на ускорителе ТОНУС ($U = 1 - 1.2$ МВ, $z = 24$ Ом, $\tau =50$ нс, $\tau_{\phi}=20$ нс, энергия в импульсе 2.1 – 3 кДж). Схема ионного диода представлена на рисунке 3.

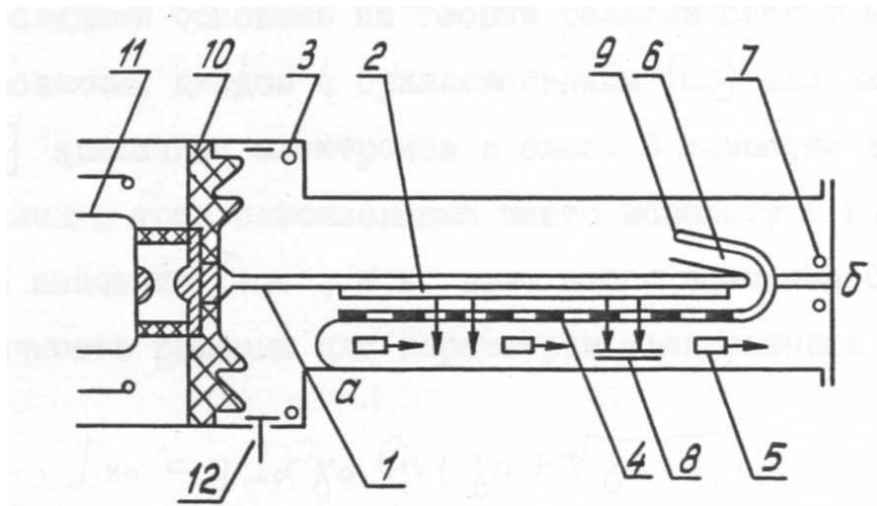


Рисунок 3 - Схема ленточного диода с самоизоляцией и диагностические средства: 1 – ленточный анод, 2 – диэлектрическое покрытие анода, 3 – анодный пояс Роговского, 4 – ленточный катод, 5 – КЦФ, 6 – дополнительный отвод, 7 – катодный пояс Роговского, 8 – мишени, 9 – участок срыва электронного потока, 10 – изолятор ускорителя, 11 – ДФЛ, 12 – делитель напряжения [19].

Источник анодной плазмы ленточной формы с площадью $70 \times 3 \text{ см}^2$ был выполнен в виде перфорированного листа полиэтилена толщиной 2 мм с сеткой отверстий диаметром 1.2 мм. Катод диода изготовлен из пластины нержавеющей стали с системой продольных щелей с общей прозрачностью 33%. Состав ионного пучка - протоны (60-70%) и однократно ионизованные ионы углерода. Эксперименты показали, что плотность ионного тока возрастала вдоль направления электронного дрейфа. При напряжении на аноде 0.8 МВ и при А-К зазоре равном 24 мм, плотность МИП увеличивалась от 26 А/см^2 в начале анода до 60 А/см^2 в его конце. Предельная плотность тока протонов, ограниченная объемным зарядом для биполярного потока в этих условиях составляет 13.7 А/см^2 (или 4.6%) без учета сокращения А-К зазора анодной плазмой. Подборка типичных осциллограмм с различных датчиков приведена на рисунке 4.

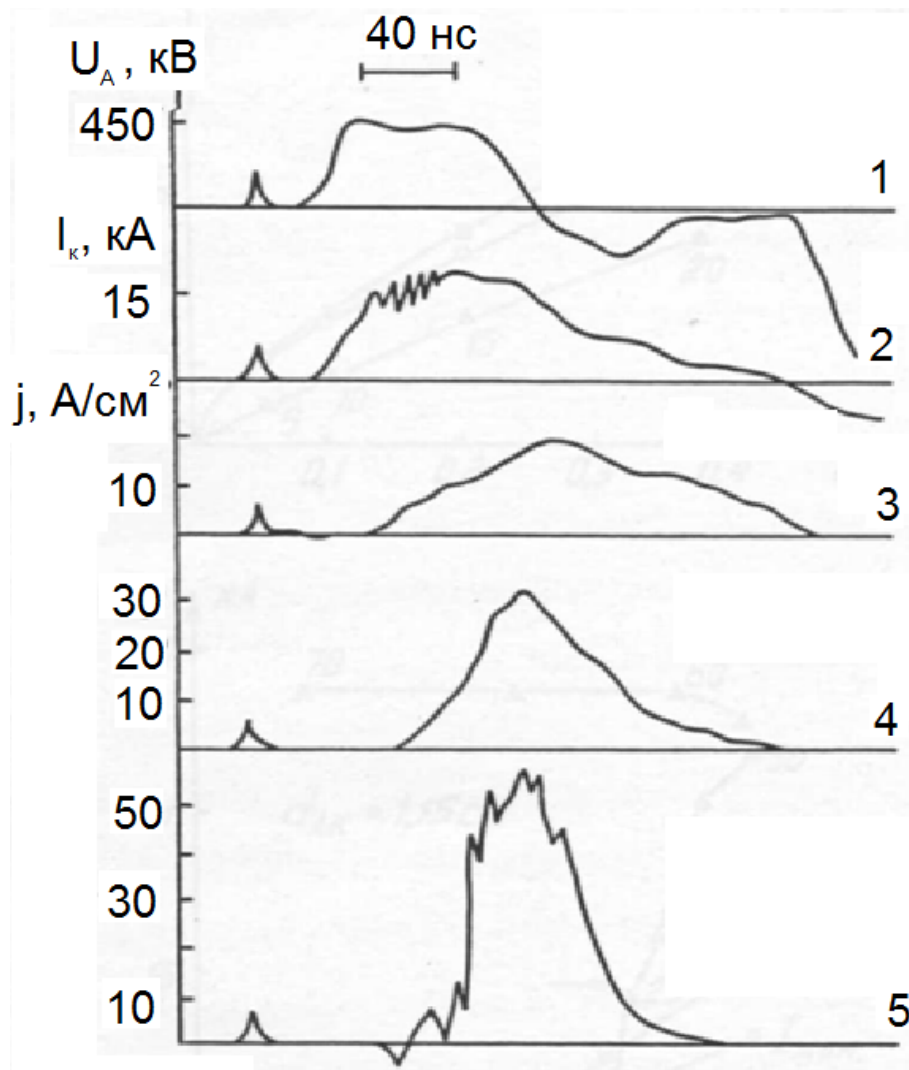


Рисунок 4 - Сигналы с датчиков для диода с самоизоляцией: 1 – напряжение на входе полосковой линии, 2 – катодный ток в конце линии, 3-5 – сигналы с КЦФ, установленных по длине диода в различных точках (3 - 4 см, 4 - 31 см, 5 - 60 см) [19].

В этих экспериментах удалось увеличить эффективность генерации ионов в 2-5 раз по сравнению с предельной плотностью тока протонов, ограниченной объемным зарядом. В основной части диода $B \approx B_{кр}$ и рост ионного тока может быть связан с дополнительной компенсацией объемного заряда ионов замагниченными электронами. Коэффициент усиления может достигать 4-6 [27]. Если в диоде нет подавления электронного тока, то эффективность генерации МИП будет составлять 14.5%.

В работе *K. Yatsui et al* [28] представлены результаты исследования плоского ионного диода с магнитной самоизоляцией. Эксперименты выполнены на ускорителе ETIGO-1 (напряжение 1.2 МВ, ток 240 кА, длительность импульса 50 нс). Алюминиевый анод покрыт полиэтиленовым покрытием размером 170×140 мм, общая площадь 238 см². Величина А-К зазора составляла 10 мм. На рисунке 5 приведены осциллограммы напряжения на диоде, тока диода, тока по катоду и плотности ионного тока.

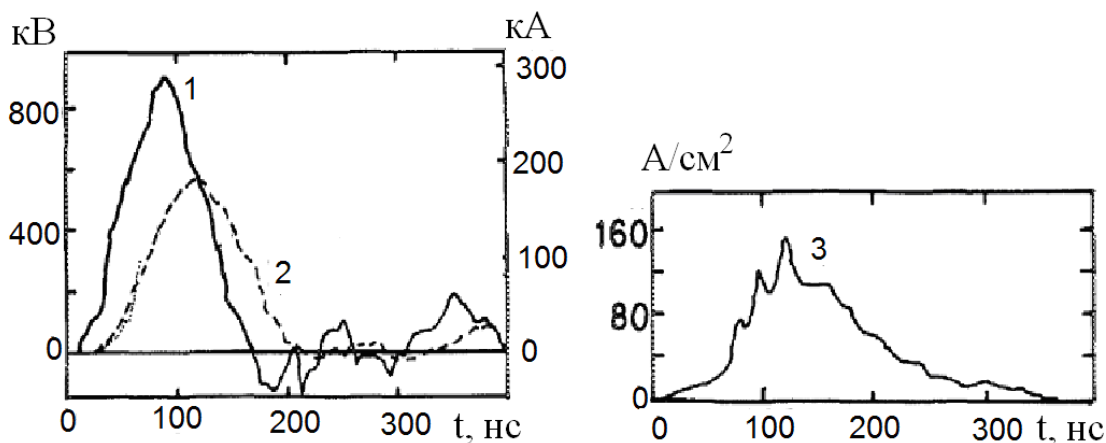


Рисунок 5 - Типичные кривые напряжения на диоде (1), тока диода (2) и плотности ионного тока (3) [28].

Исследования состава МИП с помощью спектрометра Томсона показали, что в диоде формируется в основном протонный пучок. Авторы отмечают, что с учетом падения напряжения на индуктивности катододержателя ускоряющее напряжение в А-К зазоре составляло 530 кВ. При этом средняя плотность тока протонов с учетом прозрачности катода равна 220 А/см², что превышает предел СЛ в 10 раз (плотность тока протонов 21.2 А/см²). При площади анода 238 см² расчетный ионный ток составляет 52.4 кА. Тогда эффективность генерации протонов в диоде (I_i/I_d) равна 29%.

В магнитно-изолированном диоде с самоизоляцией, исследованном *W. Bauer et al.* [29, 30], изолирующее магнитное поле, ограниченное А-К зазором, создается за счет протекания электронного тока потерь по замкнутому катодному витку, охватывающему анод (B_θ - диод). На рисунке 6 показаны схемы B_θ - диодов с магнитной самоизоляцией.

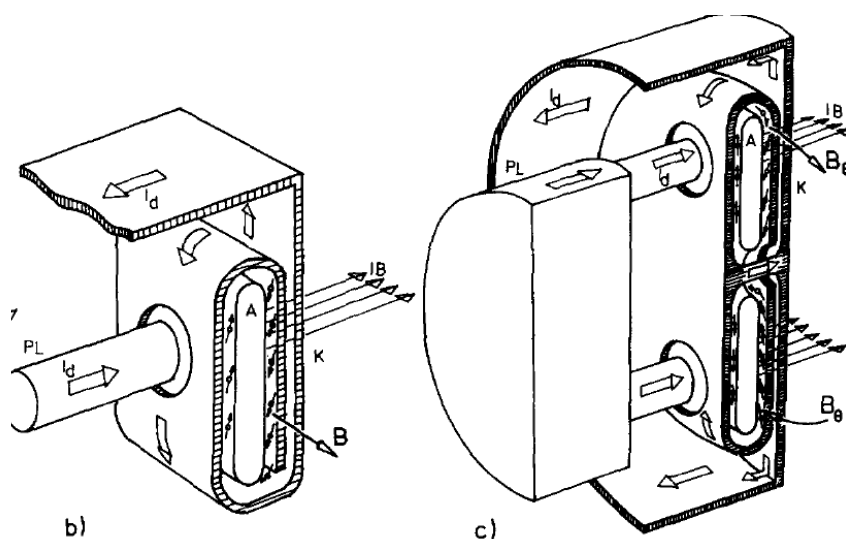


Рисунок 6 - Схемы диодов с магнитной самоизоляцией: b – плоский диод, с – осесимметричная плоская конфигурация. PL – формирующая линия, А - анод, К – полупрозрачный катод, I_B – ионный пучок, О – электроны.

Данная конструкция позволяет реализовать замкнутый дрейф электронов. Но вывод ионного пучка осуществляется через два электрода с прорезями, что резко снижает эффективность вывода МИП в область дрейфа.

Результаты систематических экспериментальных исследований динамики плазмы и величины ионного тока в диоде с магнитной самоизоляцией приведены в работах *X.P. Zhu, M.K. Lei and T.C. Ma* [31, 32]. Они изучали диод с фокусирующей геометрией, ускоряющее напряжение 250-300 кВ, длительность импульса 100 нс, плотность тока в фокусе до 200 А/см². Схема диода приведена на рисунке 7.

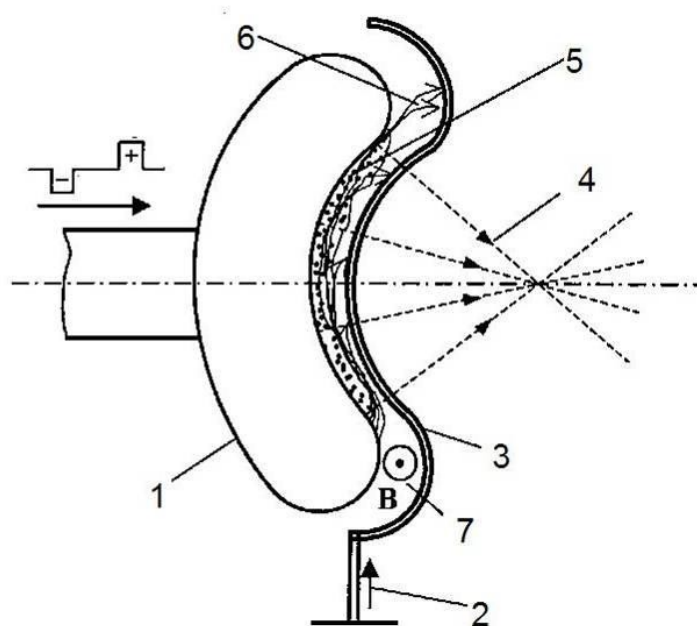


Рисунок 7 - Схема ионного диода с самоизоляцией: 1 – анод; 2 – ток; 3 – катод; 4 – ионный пучок; 5 – взрывоэмиссионная плазма; 6 – поток электронов; 7 – магнитное поле самоизоляции [31].

Графитовый анод и катод из нержавеющей стали имеют радиус изгиба 15 и 14 см соответственно для геометрической фокусировки ионного пучка. Ширина диода 4 см, длина рабочей области диода составляет 24 см. Величина А-К зазора увеличивалась от 6 мм в нижней части диода до 8 мм в конце диода. Выполнены исследования влияния длительности паузы между импульсами, величины А-К зазора и др. параметров на величину плотности ионного тока в фокусе. Но приведенные в статье данные не позволяют оценить эффективность генерации ионного тока и сравнить с пределом CL. Аналогичная конструкция ионного диода с магнитной самоизоляцией исследована нами более подробно, результаты приведены в главах 2-4.

Результаты анализа работы ионных диодов с магнитной самоизоляцией разной конструкции обобщены в таблице 1.

Таблица 1. Режим работы ионных диодов разной конструкции.

Ускоритель	тип ионов	K1	K2	K3	I_i/I_e	Ссылка
ТОНУС	C, Mg, Fe, W	2.5	-	2.5	11.5%	[33]
Mite	протоны	4.3	-	4.3	10%	[24]
ПАРУС	протоны	3-4	2-2.5	6-10	15-20%	[16, 25]
ТОНУС, ВЕРА	протоны	2-5	1.9-2.3	3.8-12	27-33%	[26,19]
ETIGO-1	протоны	10	1.26	12.6	29%	[28]

K1 – превышение плотности ионного тока предела CL

K2 – подавление электронного тока

K3 – эффективность генерации МИП по отношению к CL

Имеющиеся литературные данные позволили сделать следующие **выводы**:

1. Большинство работ было направлено на исследование диодов с диэлектрическим анодом. Для таких диодов достаточно иметь один импульс, в течении которого создается плазма и ускоряется ионы. Главным недостатком диэлектрических анодов является их недолговечность, связанная с ограниченным ресурсом работы диэлектрических покрытий.

2. Применение МИД с самоизоляцией со взрывоэмиссионным плазмообразующим электродом (катодом) представляется перспективным для технологических применений МИП, связанных с модификацией поверхности материалов.

3. К моменту начала работ по диссертации в литературе имелось недостаточно данных исследований диода со взрывоэмиссионным электродом в режиме магнитной самоизоляции. В частности, нет данных о влиянии условий плазмообразования и параметров плазмы на характеристики МИП (пространственная однородность, повторяемость в серии импульсов).

4. Выполненный анализ диодов с самоизоляцией позволяет сделать вывод о возможности получения высокой эффективности генерации МИП, сравнимой с эффективностью получаемой в МИД с внешнем магнитным полем, с учетом затрат на формирование внешнего магнитного поля.

5. Многие процессы в ионном диоде с магнитной самоизоляцией изучены недостаточно. В частности, нет сравнения времени дрейфа электронов и продолжительности ускорения ионов, нет анализа эффективности магнитной изоляции электронов в используемых диодных системах, подавления электронной компоненты полного тока.

ГЛАВА 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И ИСПОЛЬЗУЕМОЕ ДИАГНОСТИЧЕСКОЕ ОБОРУДОВАНИЕ

Экспериментальные исследования генерации импульсных ионных пучков в диодах со взрывоэмиссионным катодом, результаты которых изложены в диссертационной работе, выполнены с использованием генератора наносекундных импульсов на основе двойной формирующей линии. Такой генератор формирует импульс напряжения с крутизной переднего фронта $(1-2) \cdot 10^{13}$ В/с и обеспечивает быстрое формирование взрывоэмиссионной плазмы на всей рабочей поверхности катода. В таких условиях характеристики диода определяются только процессами в анод-катодном зазоре и не зависят от эмиссионной способности потенциального электрода. Это позволило выявить наиболее важные физические процессы при генерации импульсных ионных пучков наносекундной длительности. Были использованы современные методики и оборудование для измерения параметров ионных пучков, адаптированные для двухимпульсного режима работы генератора наносекундных импульсов.

2.1. Импульсный ионный ускоритель ТЕМП -4М

Исследования проводились на ионном ускорителе ТЕМП-4М [34, 35], который состоит из емкостного накопителя - генератора импульсных напряжений, генератора наносекундных импульсов и вакуумного диода с магнитной самоизоляцией. Генератор наносекундных импульсов формирует два биполярных высоковольтных импульса напряжения – первый отрицательный (400 – 500 нс, 100-150 кВ) и второй положительный (150 нс, 250-300 кВ), частота следования импульсов 5–10 имп./мин. Первый (отрицательный) импульс служит для образования взрывоэмиссионной плазмы на катоде диода, в качестве которого используется графит, а второй (положительный) импульс обеспечивает ускорение ионов из образовавшейся на первом импульсе плазмы.

2.1.1. Принцип работы и параметры ускорителя ТЕМП -4М

На рисунке 8 представлена функциональная схема ускорителя. Генератор импульсного напряжения (15), собранный по схеме Аркадьева-Маркса, содержит восемь ступеней конденсаторов ИК100-0.4 (100 кВ, 0.4 мкФ). Собственная индуктивность генератора импульсных напряжений составляет 7.5 мкГн. Генератор наносекундных импульсов (2) выполнен в виде коаксиальной двойной формирующей линии (ДФЛ) с жидким диэлектриком (деионизированная вода), волновое сопротивление 4.9 Ом, содержит основной (1) и предварительный (4) газовые разрядники. Вакуумный полосковый диод (12) состоит из потенциального и заземленного электродов. Потенциальный электрод диода соединен через предварительный газовый разрядник с внутренним электродом двойной формирующей линии.

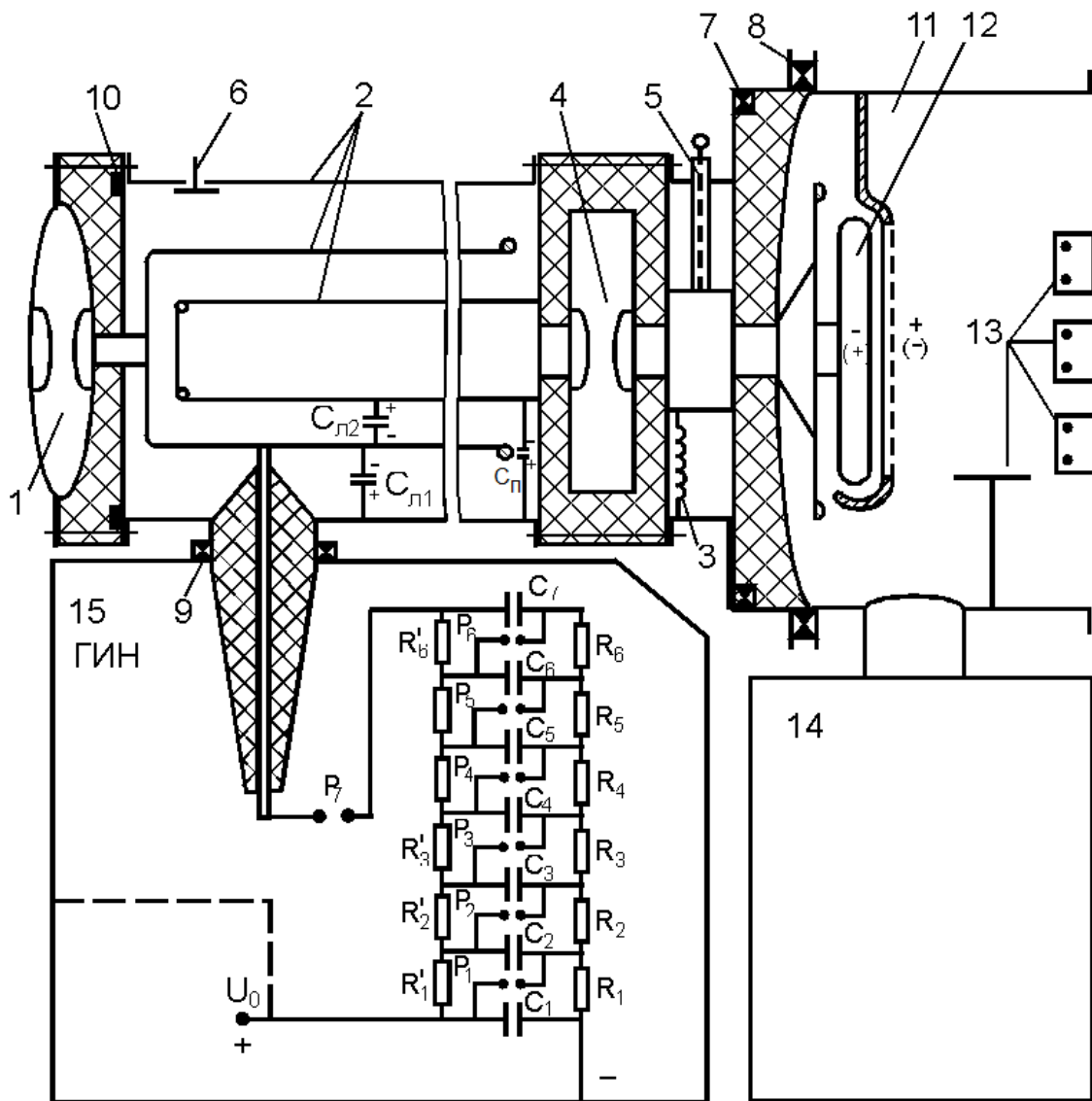


Рисунок 8 - Функциональная схема ускорителя ТЕМП-4М: 1, 4 – разрядники, 2 – ДФЛ, 3 – зарядная индуктивность ДФЛ, 5,6 – делители напряжения, 7÷10 – пояса Роговского, 11 – вакуумная камера, 12 – магнитоизолированный диод, 13 – узлы крепления облучаемой детали, 14 – вакуумный пост, 15 – генератор импульсных напряжений [36].

Средний электрод ДФЛ соединен с генератором импульсного напряжения. Заземленный электрод диода соединен с корпусом ускорителя только с одной стороны. Для создания плотной плазмы необходимого состава на поверхности потенциального электрода диода используется явление взрывной электронной эмиссии [37]. На рисунке 9 показан внешний вид ускорителя.



Рисунок 9 - Фотография ускорителя ТЕМП-4М.

Ускоритель ТЕМП-4М в двухимпульсном режиме работает следующим образом. Генератор импульсного напряжения заряжает емкость ($C_{л1}=16$ нФ), образованную средним электродом ДФЛ и корпусом ускорителя. Емкость внутреннего электрода ДФЛ относительно среднего электрода ($C_{л2}=14$ нФ) много больше паразитной емкости ($C_{п}$) внутреннего электрода ДФЛ относительно корпуса, поэтому потенциал внутреннего электрода приблизительно равен потенциалу среднего электрода. При достижении на предварительном газовом разряднике пробивного напряжения он срабатывает и происходит зарядка емкости между внутренним и средним электродами ДФЛ ($C_{л2}$). Зарядка происходит через предварительный газовый разрядник и диод. При этом на диоде формируется импульс отрицательного напряжения (400-500 нс, 100-150 кВ). В течение первого импульса на поверхности потенциального электрода диода (катод) образуется взрывоэмиссионная плазма. Пробивное напряжение основного разрядника выше, чем у предварительного разрядника, и его пробой происходит через паузу, контролируруемую давлением газа в основном разряднике. В течение паузы происходит дополнительная зарядка емкостей среднего электрода относительно корпуса ($C_{л1}$) и внутреннего электрода ДФЛ ($C_{л2}$). После пробоя основного газового разрядника генерируется второй импульс напряжения положительной полярности (150 нс, 250-300 кВ). В течение второго импульса из взрывоэмиссионной плазмы формируется пучок ионов, который ускоряется в А-К зазоре диода.

2.1.2. Диагностическое оборудование ускорителя ТЕМП-4М

Напряжение на выходе ГИН (зарядное напряжение ДФЛ) было измерено комбинированным делителем напряжения, установленным в ДФЛ (поз. 6 на рисунке 8) и дифференциальным делителем напряжения [38]. Напряжение на выходе ДФЛ измеряли делителем напряжения, установленным в переходной камере между ДФЛ и диодным узлом (поз. 5 на рисунке 8). Токи на выходе ГИН и ДФЛ измеряли поясами Роговского с обратным витком [39]. Электрические сигналы с датчиков регистрировали осциллографом Tektronix 2024B (200 МГц, $5 \cdot 10^9$ отсч./с). Погрешность синхронизации электрических сигналов не превышала 0.5 нс. В данном разделе приведены результаты калибровки диагностического оборудования ускорителя ТЕМП-4М при его работе на резистивную нагрузку или на ионный диод с магнитной самоизоляцией [39, 40].

Осциллограммы полного тока и ускоряющего напряжения (экспериментальные и расчетные значения) при работе ускорителя ТЕМП-4М на активную нагрузку 4.8 Ом приведены на рисунке 10.

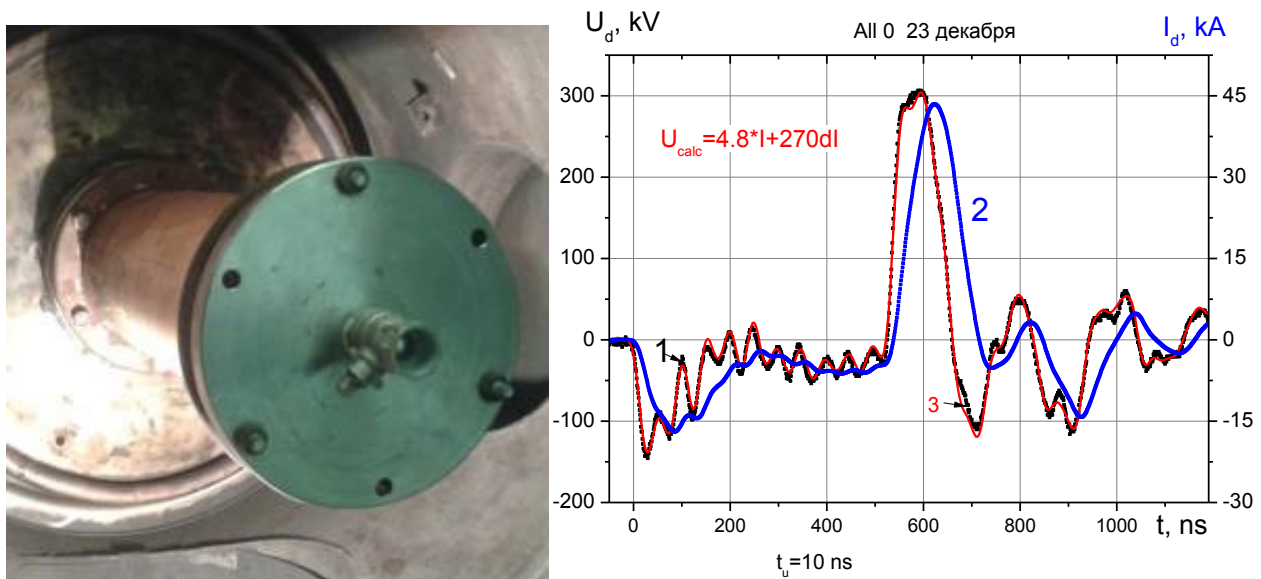


Рисунок 10 - Фотография диодной камеры с активной нагрузкой и осциллограммы напряжения на потенциальном электроде (1, точки) и полного тока (2). Кривая 3 – расчетное напряжение.

При калибровке на высоком напряжении необходимо использовать длинную трубу с водным раствором, чтобы избежать пробоя по поверхности трубы и в слое жидкости. Активное сопротивление нагрузки измеряли на переменном напряжении (50 Гц), оно составило 4.8 ± 0.1 Ом. На высоких частотах необходимо учитывать самоиндукцию тока в нагрузке, поэтому она представляет собой последовательное соединение индуктивности и активного сопротивления. Индуктивность резистивной нагрузки (без учета индуктивности крепления)

рассчитывали по соотношению для прямолинейного проводника круглого сечения на высокой частоте [41]:

$$L_1 = \frac{\mu_0 \cdot l}{2\pi} \left(\ln \frac{4l}{d} - 1 \right) = 2 \cdot 10^{-7} \cdot 0.42 \left(\ln \frac{4 \cdot 0.42}{0.11} - 1 \right) = 145 \text{ нГн}$$

где μ_0 – магнитная постоянная; l – длина проводника, м; d – диаметр проводника, м.

При расчетах L_1 принимали $d=0.011$ м; $l=0.42$ м; $\mu_0=1.26$ мкГн/м.

Напряжение, прикладываемое к нагрузке, (с учетом падения напряжения на индуктивности) можно рассчитать по показаниям пояса Роговского по формуле:

$$U = R_n \cdot I_{np} + (L_1 + L_2) \frac{dI_{np}}{dt}$$

где R_n – сопротивление резистивной нагрузки (4,8 Ом); L_1 – индуктивность резистивной нагрузки (145 нГн); L_2 – индуктивность катододержателя (100 нГн).

На рисунке 10 приведены экспериментальные и расчетные значения напряжения. Они хорошо совпадают в течение основного импульса напряжения и на послеимпульсах при $L_1=170$ нГн (индуктивность нагрузки и крепления) и $L_2=100$ нГн.

На рисунке 11 представлены экспериментальные значения напряжения и тока на выходе ГИН и расчетные значения напряжения.

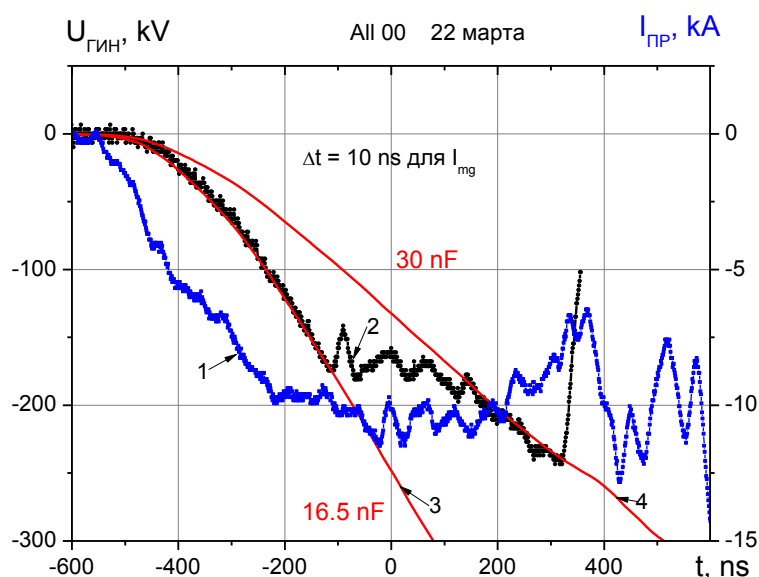


Рисунок 11 - Оциллограммы тока (1) и напряжения (2) на выходе ГИНа и расчетные значения напряжения (3 – $C=16$ нФ, 4 – $C=30$ нФ).

Зарядное напряжение ДФЛ рассчитывали по формуле [39]:

$$U_{\text{ГИН}} = \frac{1}{C} \int I_{np} dt;$$

где $U_{\text{ГИН}}$ – зарядное напряжение ДФЛ, I_{np} – зарядный ток ДФЛ, C – геометрическая емкость ДФЛ, равная 16 нФ + 14 нФ.

Особенностью работы ускорителя ТЕМП-4М в режиме формирования сдвоенных импульсов является последовательная зарядка формирующих линий. В течение начальных 300-500 нс идет зарядка емкости только между средним электродом ДФЛ и корпусом ($C_{л1}$ на рисунке 8), экспериментальные значения напряжения хорошо совпадают с расчетными (кривая 3 на рисунке 11) при $C_{ДФЛ} = C_{л1} = 16$ нФ. После пробоя предварительного газового разрядника ($-100 < t < 300$ нс на рисунке 11) идет параллельная зарядка двух формирующих линий - зарядка емкости среднего электрода ДФЛ относительно корпуса ускорителя ($C_{л1}$) и емкости относительно внутреннего электрода ДФЛ ($C_{л2}$ на рисунке 8). При этом экспериментальные значения напряжения совпадают с расчетными (кривая 4) при $C_{ДФЛ} = C_{л1} + C_{л2} = 30$ нФ. Это свидетельствует о корректности измерений выходных параметров ГИНа поясом Роговского и делителем напряжения.

Для калибровки пояса Роговского на выходе ДФЛ последовательно с активной нагрузкой поставили низкоиндуктивный шунт сопротивлением 0.05 Ом. На рисунке 12 показаны осциллограммы сигналов с пояса Роговского, установленного на выходе ДФЛ, и с низкоиндуктивного шунта. Выполненная калибровка показала хорошее совпадение формы сигналов с двух датчиков тока. По показаниям шунта был определен коэффициент для пояса Роговского.

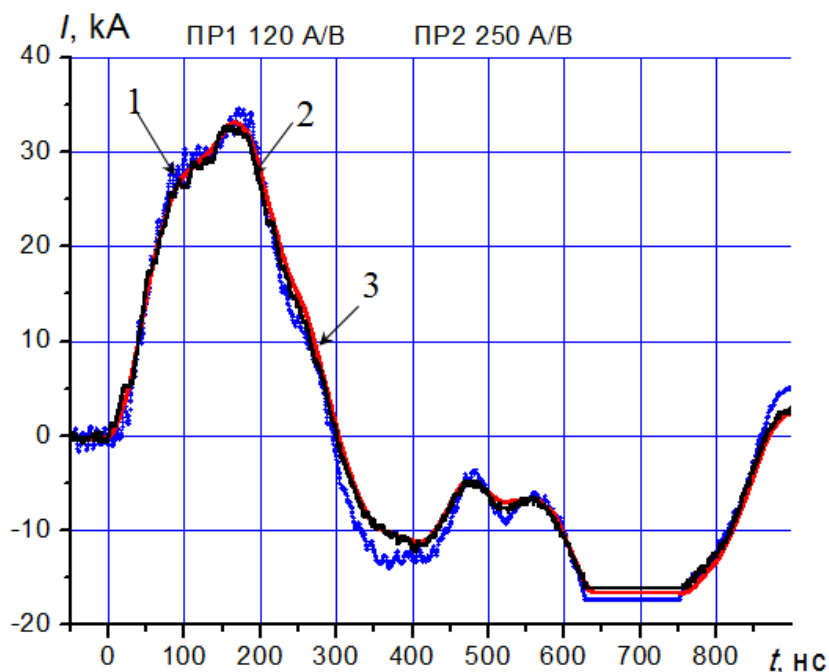


Рисунок 12 - Осциллограммы сигналов с пояса Роговского на выходе ДФЛ (1, 2) и с шунта (3).

Калибровка диагностического оборудования показала, что оно корректно отражает работу ускорителя в режиме короткого замыкания и при работе на активную нагрузку 4 -10 Ом (ускоряющее напряжение 250-300 кВ). Точность измерения напряжения, полного тока

диода, частотные характеристики диагностического оборудования позволяют рассчитать ионный и электронный ток с погрешностью не хуже 10%.

2.2. Эффективность передачи энергии в ускорителе ТЕМП-4М

Высокая эффективность передачи энергии в узлах ускорителя, снижение непроизводительных потерь является обязательным условием его применения в технологических целях. Для повышения эффективности генерации мощного ионного пучка, прежде всего, необходимо увеличить эффективность передачи энергии в самом ускорителе. В работе [42] показано, что при работе двойной формирующей линии (с зарядной индуктивностью) с волновым сопротивлением 50 Ом на низкоиндуктивную согласованную нагрузку эффективность передачи энергии составляет 65 – 85%. При этом в течение основного импульса в нагрузку поступает не более 50% энергии. При работе формирующей линии на рабочую нагрузку (discharge reactor) эффективность передачи энергии (в течение рабочего импульса напряжения) снижается до 40-60%. В данном разделе выполнен анализ баланса энергии в узлах ускорителя при работе ДФЛ с зарядной индуктивностью и без нее.

2.2.1. Баланс энергии при работе на согласованную нагрузку

Для оценки эффективности работы ускорителя без зарядной индуктивности выполнили анализ баланса энергии при работе ускорителя на согласованную резистивную нагрузку (см. Рисунок 10). Энергию, передаваемую из ГИН в ДФЛ, рассчитывали по формуле:

$$Q_{\text{ГИН}} = \int U_{\text{ГИН}} \cdot I_{\text{ПР}} dt$$

При работе ускорителя ТЕМП-4М без зарядной индуктивности зарядка внутренней линии происходила через резистивную нагрузку (или диод). Поэтому энергия, поступающая на первом импульсе из ГИН в ДФЛ, расходуется в дальнейшем не только на зарядку средней и внутренней линии, но и на резистивные потери в нагрузке. Тогда полная энергия в ДФЛ к началу генерации основного импульса напряжения равна разности энергии, передаваемой из ГИН в ДФЛ, и резистивных потерь. Резистивные потери можно рассчитать как интеграл произведения тока в диодном узле на напряжение на выходе ДФЛ в течение первого импульса.

Расчет энергии, переданной из ДФЛ в нагрузку, проводили интегрированием произведения квадрата тока на активное сопротивление нагрузки, равное в этой серии экспериментов 5.2 Ом. При анализе энергии, поступающей из ДФЛ в нагрузку, мы рассчитывали два значения - интегрирование только в течение основного (положительного) импульса напряжения и интегрирование в течение основного импульса и послеимпульсов. Результаты ис-

следования баланса энергии при работе ускорителя на резистивную нагрузку показаны на рисунке 13.

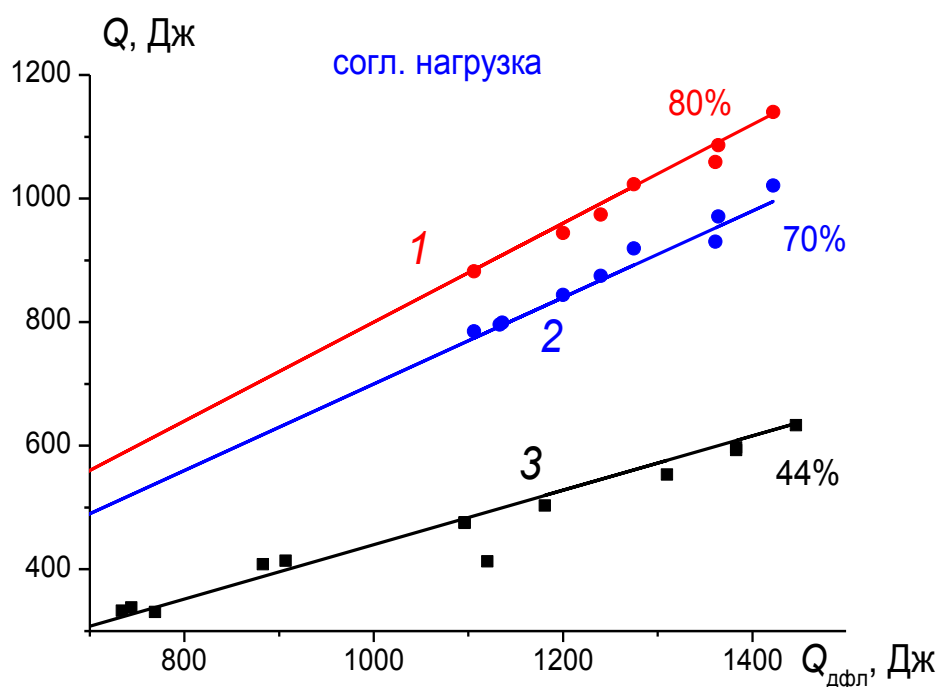


Рисунок 13 - Зависимость энергии, переданной из ДФЛ в нагрузку в течение основного импульса и послеимпульсов (1) и в течение только основного импульса (2), от энергии в ДФЛ. Зависимость 3 – данные для режима с зарядной индуктивностью (одноимпульсный и двухимпульсный режимы, основной импульс).

Выполненные исследования показали, что при работе ускорителя ТЕМП-4М с зарядной индуктивностью в резистивную нагрузку в течение генерации положительного импульса поступает $(43 \pm 1.4)\%$ энергии, накопленной в ДФЛ. При работе ускорителя ТЕМП-4М без зарядной индуктивности эффективность передачи энергии из ДФЛ в резистивную нагрузку возросла в 1.65 раза и составила $(71 \pm 0.6)\%$ [43, 44].

2.2.2. Баланс энергии при генерации МИП

При работе ускорителя в режиме генерации МИП зарядка внутренней линии происходит через предварительный газовый разрядник и диод. При этом энергия, поступающая на первом импульсе из ГИН, расходуется не только на зарядку ДФЛ, но и на формирование взрывоэмиссионной плазмы на поверхности потенциального электрода диода, эмиссию и ускорение электронов в А-К зазоре диода. Эти потери можно рассчитать как интеграл произведения тока в диодном узле на ускоряющее напряжение в течение первого импульса. Расчет энергии, переданной из ДФЛ в диод, проводили интегрированием произведения ускоряющего напряжения на полный ток диодного узла. Результаты исследования баланса энергии при работе ускорителя (без зарядной индуктивности) на диод показаны на рисунке 14. Исследования выполнены на полосковом фокусирующем диоде с магнитной самоизоляцией.

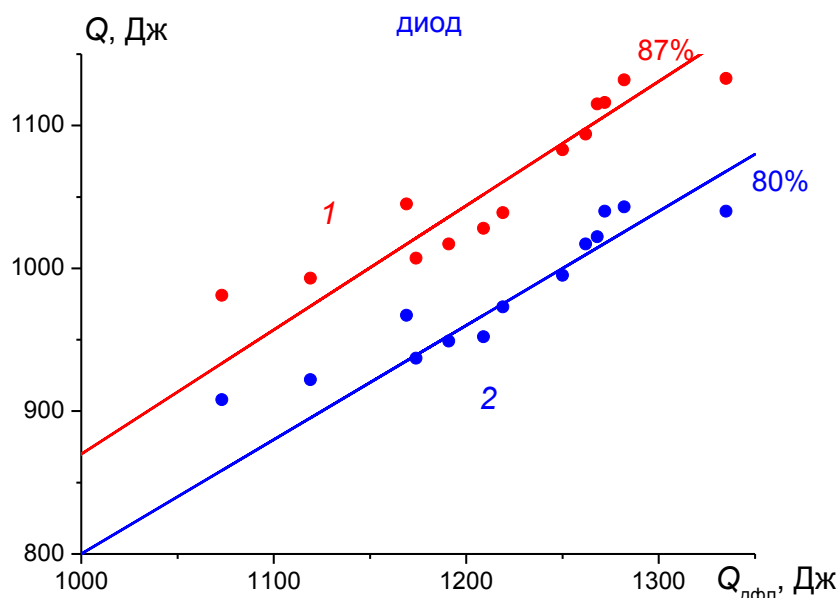


Рисунок 14 - Зависимость энергии, переданной из ДФЛ в диодный узел в течение основного импульса и послеимпульсов (1) и в течение основного импульса (2), от энергии в ДФЛ.

На рисунке 15 представлены результаты анализа полных потерь энергии в ДФЛ. Потери энергии рассчитывали по соотношению:

$$Q_{\text{п}} = Q_{\text{гин}} - Q_{\text{отр}} - Q_{\text{сум}}$$

где $Q_{\text{отр}}$ – энергия, поступающая из ДФЛ в нагрузку на первом импульсе, $Q_{\text{сум}}$ – энергия, поступающая из ДФЛ в нагрузку на втором импульсе и послеимпульсах.

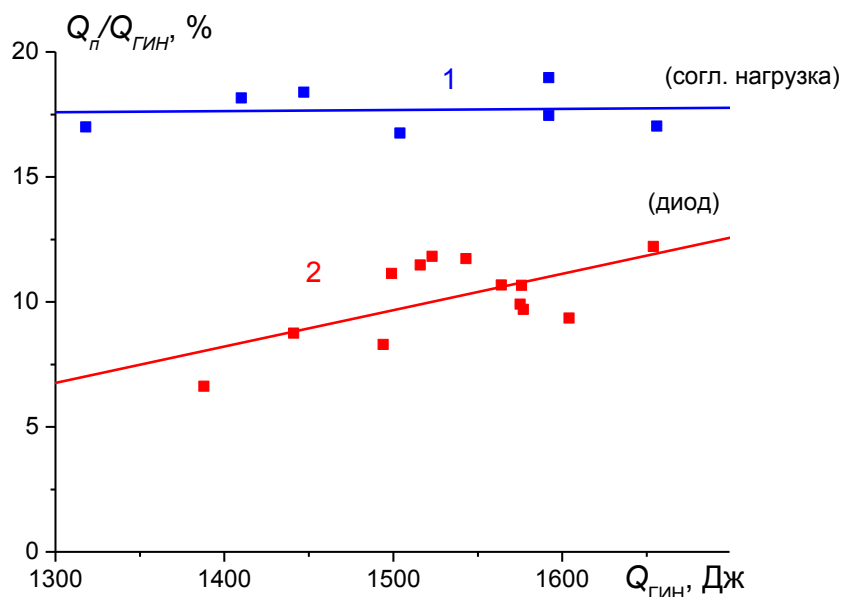


Рисунок 15 - Зависимость потерь энергии в ДФЛ от энергии, передаваемой из ГИН в ДФЛ, при работе ускорителя на резистивную нагрузку (1) и диод (2).

Выполненные исследования показали, что при работе ускорителя на резистивную нагрузку полные потери энергии в ДФЛ (утечки в диэлектрике, потери в разрядниках и др.) составляют $(18 \pm 1)\%$ и не зависят от подводимой энергии. При работе ускорителя в режиме генерации МИП потери энергии в ДФЛ уменьшились до $(10 \pm 2)\%$. Ионный диод обеспечивает лучшее согласование с наносекундным генератором, чем резистивная нагрузка.

Анализ баланса энергии в генераторе импульсных ионных пучков ТЕМП-4М показал, что эффективность передачи энергии из ДФЛ в резистивную нагрузку в течение основного импульса напряжения составляет $(71 \pm 0.6)\%$ и ниже, чем в случае генерации МИП. Это объясняется тем, что резистивная нагрузка имеет большую паразитную индуктивность, что нарушает согласование генератора с нагрузкой и затрудняет передачу энергии в течение основного (положительного) импульса напряжения. Использование зарядной индуктивности увеличивает это рассогласование, эффективность передачи энергии снижается до 45%. Значительная часть энергии поступает в диод (или резистивную нагрузку) уже на послеимпульсах. При работе ускорителя без зарядной индуктивности на диод при оптимизации анод-катодного зазора можно обеспечить лучшее согласование. На рисунке 16 показано изменение импеданса полоскового фокусирующего диода площадью 90 см^2 при А-К зазоре 9 мм.

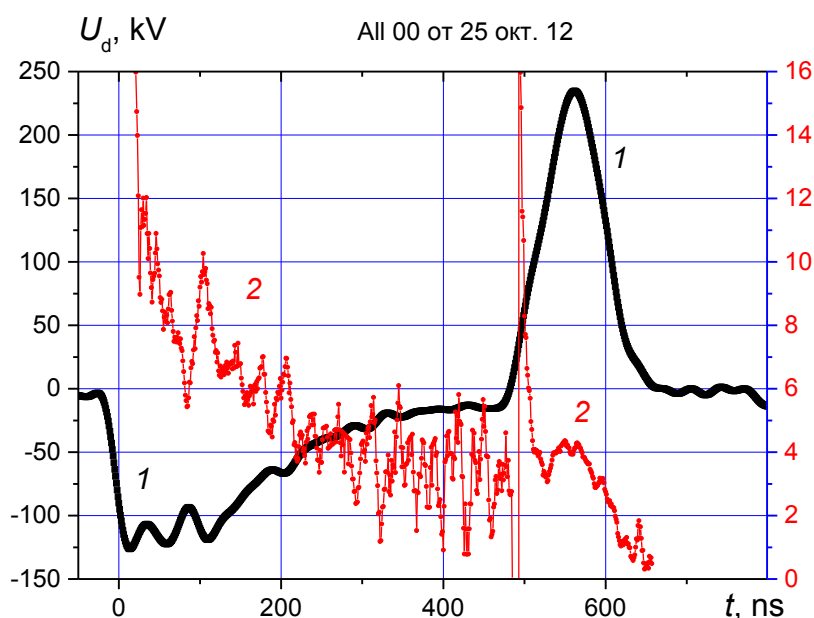


Рисунок 16 - Изменение ускоряющего напряжения (1) и импеданса диода (2).

В течение основной части первого импульса импеданс не превышает 10 Ом, что обеспечивает эффективную зарядку внутренней формирующей линии. В течение второго импульса импеданс диода близок к волновому сопротивлению ДФЛ, обеспечивая согласованный режим работы и снижение потерь энергии в ДФЛ (см. рис. 7). Паразитная индуктивность диода не превышает 100 нГн. Эффективность передачи энергии из ДФЛ в нагрузку с учетом послеимпульсов достигает 85 - 90%, что указывает на незначительные потери в формирующей линии и разрядниках.

2.3. Ионный диод с магнитной самоизоляцией

Для генерации ионного пучка в ускорителе ТЕМП-4М использовали диод с магнитной самоизоляцией электронов [23]. Для создания магнитной изоляции электронного потока в диоде собственным током, заземленный электрод (решетка) выполнен в виде полоска, который соединен к корпусу камеры только одним концом. Данный тип диода обладает важными технологическими преимуществами по сравнению с другими типами диодов. Это в первую очередь практически неограниченный ресурс работы, простота конструкции и настройки. Диоды с магнитной самоизоляцией эффективно работали при давлении 0.1 Па с ресурсом более 10^6 импульсов [45, 46]. Частота генерации импульсов ограничивалась только тепловым режимом диода.

2.3.1. Конструкции диодов с магнитной самоизоляцией

Основная часть исследований выполнена на плоском полосковом диоде размером 22 см×4.5 см. Фотография диода и осциллограммы ускоряющего напряжения и тока показаны на рисунке 17.

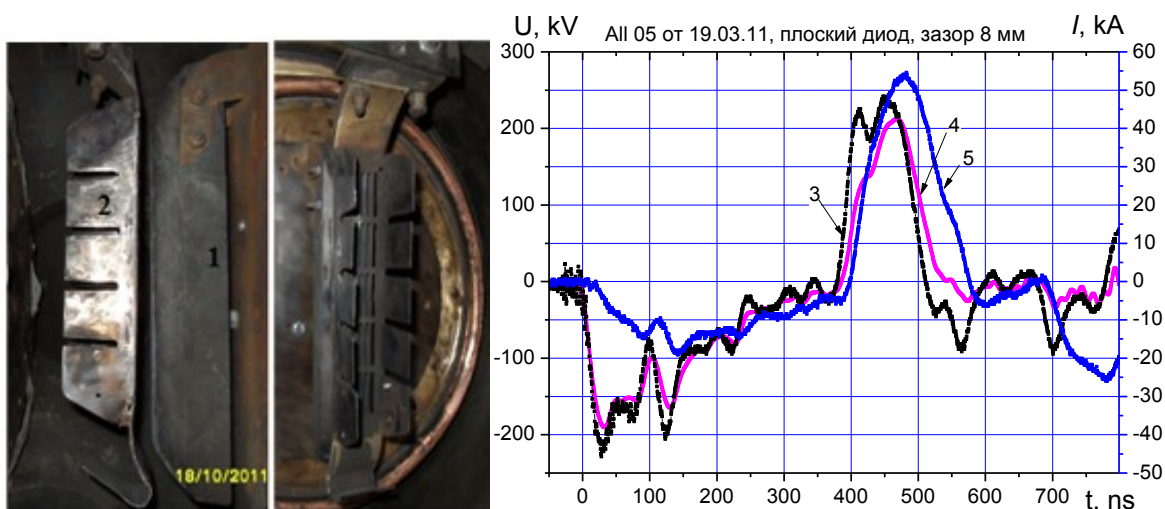


Рисунок 17 - Фотография плоского полоскового диода: потенциальный электрод (1), заземленный электрод (2), и осциллограммы ускоряющего напряжения (3), скорректированного напряжения (4) и полного тока диода (5).

Скорректированное напряжение на потенциальном электроде (с учетом падения напряжения на индуктивности катододержателя) рассчитано по соотношению $U_k = U_d - L di/dt$, где L - индуктивность катододержателя, равная 90 нГн. Индуктивности катододержателя и заземленного электрода были определены экспериментально при работе ДФЛ на диод в режиме короткого замыкания (см. раздел 2.3.2). Анод-катодный зазор выбирали из условия согласования импеданса диода с волновым сопротивлением ДФЛ, он составлял 7-10 мм. Потенциальный электрод изготовлен из графита, заземленный электрод – из нержавеющей стали с

прорезями 0.4 см×2 см, прозрачность 70%. Плотность энергии ионного пучка в плоском диоде составляла 0.3-0.4 Дж/см².

Для формирования МИП с плотностью энергии более 1 Дж/см² мы использовали полосковый диод с фокусирующей геометрией (см. Рисунок 18).

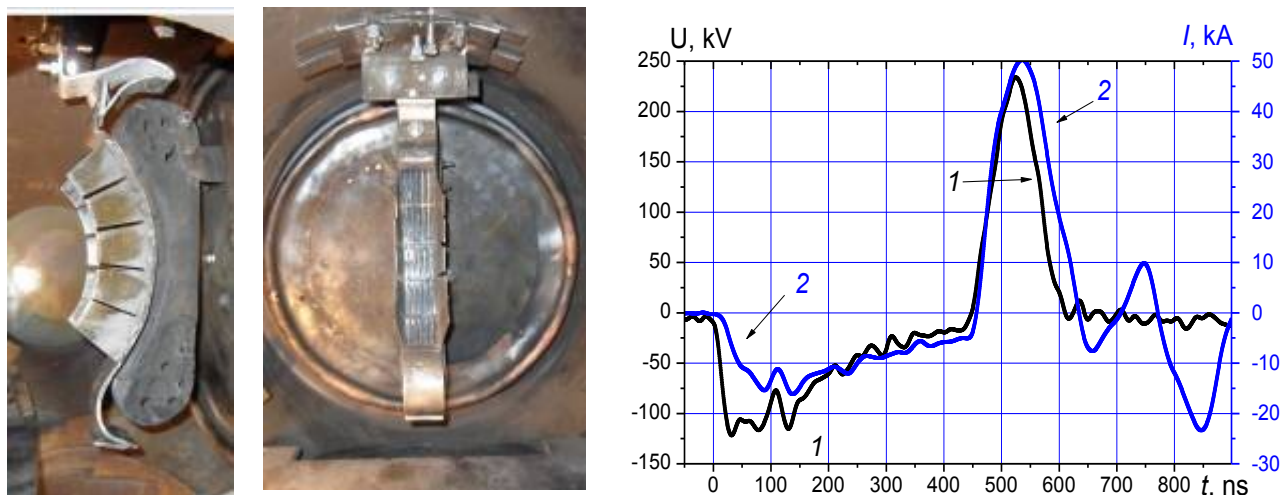


Рисунок 18 - Фотография фокусирующего полоскового диода и осциллограммы ускоряющего напряжения (1) и полного тока диода (2).

Часть экспериментов выполнена на диоде новой конструкции – кольцевом диоде [47]. На рисунке 19 приведена фотография плоского кольцевого диода и осциллограммы ускоряющего напряжения и тока.

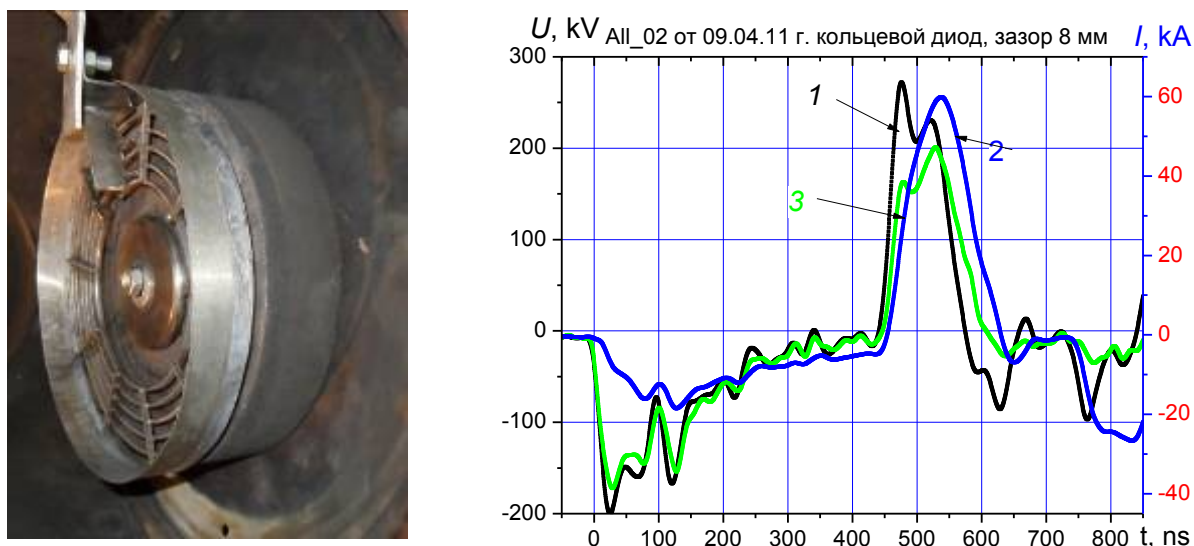


Рисунок 19 - Фотография плоского кольцевого диода и осциллограммы ускоряющего напряжения (1), полного тока диода (2) и скорректированного напряжения (3).

Потенциальный электрод кольцевого диода изготовлен из графита в виде плоского диска диаметром 230 мм и высотой 40 мм. Заземленный электрод выполнен в виде незамкнутого диска из стальных полосок, соединенных поперечными перегородками. Заземленный электрод соединен с корпусом диодной камеры с одной стороны кольца в верхней точке.

Внешний диаметр заземленного электрода 225 мм, внутренний диаметр 125 мм. Средняя длина витка электрода составляет 55 см, что в 2.5 раз превышает длину полоскового диода. Площадь заземленного электрода равна 270 см^2 . Для получения пучков кольцевого сечения с большей плотностью тока в фокусе была использована фокусирующая геометрия кольцевого диода (конусный диод).

2.3.2. Определение индуктивности диодного узла

Заземленный электрод в диоде с магнитной самоизоляцией соединен с корпусом камеры только с одной стороны (Рисунок 17 - Рисунок 19). Ток по заземленному электроду течет в направлении к точке заземления, вызывая падение напряжения на индуктивности заземленного электрода. Поэтому ускоряющее напряжение в А-К зазоре будет меняться по длине диода. Для измерения напряжения, прикладываемого к диоду, мы использовали высокочастотный высоковольтный делитель, установленный перед диодным узлом (поз. 5 на рисунке 8). Для оценки реального ускоряющего напряжения в А-К зазоре диода необходимо знать величину индуктивного падения напряжения на паразитной индуктивности диодного узла.

Падение напряжения на индуктивности оценивали по ВАХ диода в режиме короткого замыкания. Заземленный электрод диода соединяли с потенциальным диском (см. Рисунок 20).

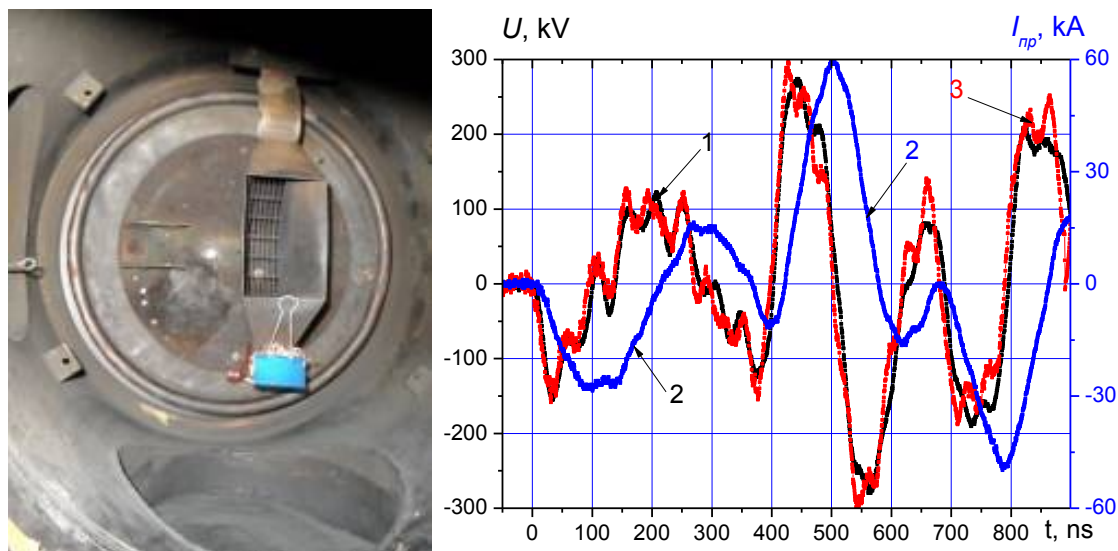


Рисунок 20 – Фотография полоскового заземленного электрода, закрепленного на потенциальный диск и осциллограммы измеренного напряжения (1, точки) и тока (2) в режиме КЗ и расчетное значение напряжения (3), $L=270 \text{ нГн}$.

В этом случае измеряемое напряжение соответствует падению напряжения на суммарной индуктивности цепи, состоящей из индуктивности катододержателя, индуктивности соединительной оплетки и индуктивности полоска заземленного электрода. На рисунке 20 приведены осциллограммы измеренного напряжения и тока в режиме КЗ и расчетное значение

ние напряжения. Расчет напряжения выполнен по соотношению $U_{\text{расч}}(t) = L \cdot di/dt$, где L – суммарная индуктивность цепи, состоящая из индуктивности катододержателя, индуктивности соединительной оплетки и индуктивности полоска заземленного электрода. Хорошее совпадение экспериментальных и расчетных значений напряжения наблюдали при $L=270$ нГн.

Для определения индуктивности катододержателя и соединительной оплетки выполнили измерения ВАХ диодного узла при работе в режиме короткого замыкания без заземленного электрода (см. рисунок 21). В этом случае измеренное напряжение соответствует падению напряжения на индуктивности катододержателя и соединительной оплетки.

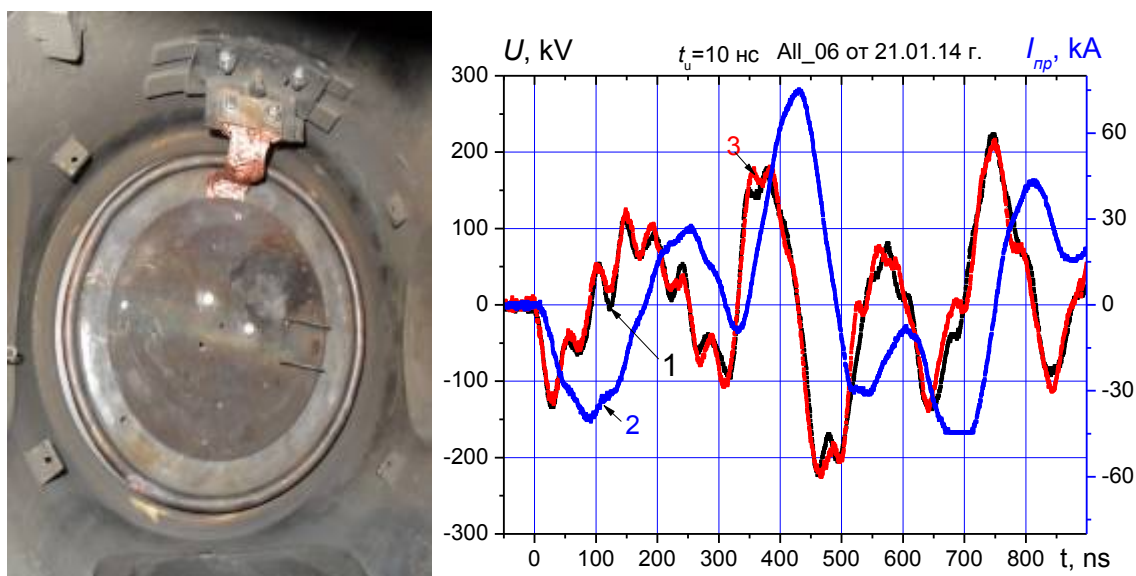


Рисунок 21 – Фотография потенциального диска, закрепленного на корпус (а) осциллограммы измеренного напряжения (1) и тока (2) в режиме КЗ и расчетное значение напряжения (3) (б), $L=140$ нГн.

Хорошее совпадение экспериментальных и расчетных значений напряжения наблюдали при $L=140$ нГн.

Выполненные исследования показали, что индуктивность заземленного электрода плоского диода равна 130 ± 5 нГн. При дальнейших расчетах ускоряющее напряжение на зазоре определили по формуле $U_{A-K}(t) = U_d - L \cdot di/dt$, где U_d – измеренное делителем напряжение.

2.3.3. Исследование режима работы диода

Особенностью конструкции ДФЛ ускорителей серии ТЕМП [35] является наличие зарядной индуктивности (поз. 3 на рисунке 8), соединяющей электрод внутренней линии с корпусом. Она обеспечивает зарядку емкости между электродами внутренней и средней формирующих линий. Эксплуатация ускорителей серии ТЕМП показала, что его существенным недостатком является низкая эффективность передачи энергии из ДФЛ в диод из-за потери энергии в зарядной индуктивности, включенной параллельно диоду. Кроме того, суще-

ственным недостатком ускорителя ТЕМП является высокая неоднородность плотности энергии ионного пучка в поперечном сечении. Это вызвано неоднородным плазмообразованием на поверхности потенциального электрода. При модернизации ускорителя ТЕМП [8] авторы убрали зарядную индуктивность в ДФЛ (см. Рисунок 8). Выполненные исследования показали, что тока, протекающего через диод в течение первого импульса, достаточно для полной зарядки внутренней формирующей линии [48]. На рисунке 22 показаны осциллограммы напряжения и тока в диоде при работе ДФЛ без зарядной индуктивности и с зарядной индуктивностью.

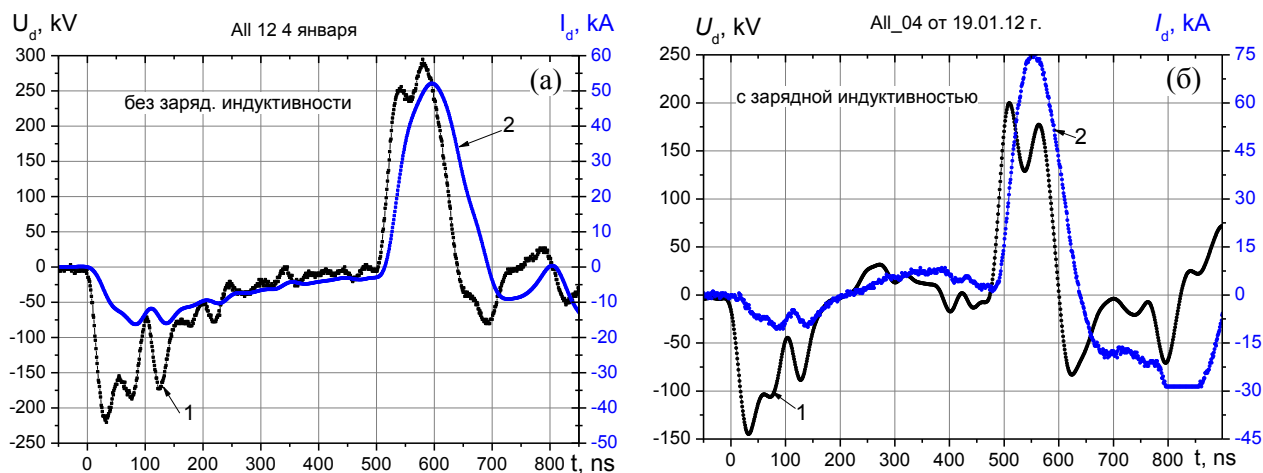


Рисунок 22 - Осциллограммы напряжения (1) и тока (2) в диоде при работе ДФЛ без зарядной индуктивности (а) и с зарядной индуктивностью (б). Полосковый МИД, зазор 8 мм.

После срабатывания предразрядника ток, протекающий в диоде в течении первого импульса, определяется разностью уровней зарядки емкостей $C_{л1}$ и $C_{л2}$ (см. Рисунок 8) формирующей линии и пропускной способностью (импедансом) диода. При использовании зарядной индуктивности происходит дополнительная зарядка емкости $C_{л2}$ через зарядную индуктивность, при этом напряжения на емкостях формирующих линий сравниваются уже через 150-200 нс после пробоя предразрядника (рис. 22б), при этом ток через диод прекращается. В отсутствие зарядной индуктивности зарядка $C_{л2}$ происходила только через диод. Ограничение тока, протекающего в диоде на первом импульсе в течение 500 нс (рис. 22а) поддерживает разницу уровней заряда емкостей формирующих линий, что обеспечивает более полную зарядку $C_{л2}$ до срабатывания основного разрядника. В свою очередь, ограничение тока через диод может быть связано с двумя процессами: 1) ограничением тока эмиссионной способностью катода и объемным зарядом в А-К зазоре и 2) ограничением тока за счет самоизоляции электронного потока.

Для анализа причин ограничения тока через диод на первом импульсе исследовали работу диода при нарушении условий магнитной самоизоляции. Для обеспечения изоляции диода собственным током заземленный электрод соединяли с корпусом камеры только с од-

ной стороны, при этом ток по полоску протекает в одном направлении (к точке заземления). На рисунке 23 приведена фотография заземления электрода в нескольких точках и соответствующие осциллограммы тока и напряжения (рисунок 24).



Рисунок 23 – Фотография фокусирующего диода с заземлением полоска в нескольких точках

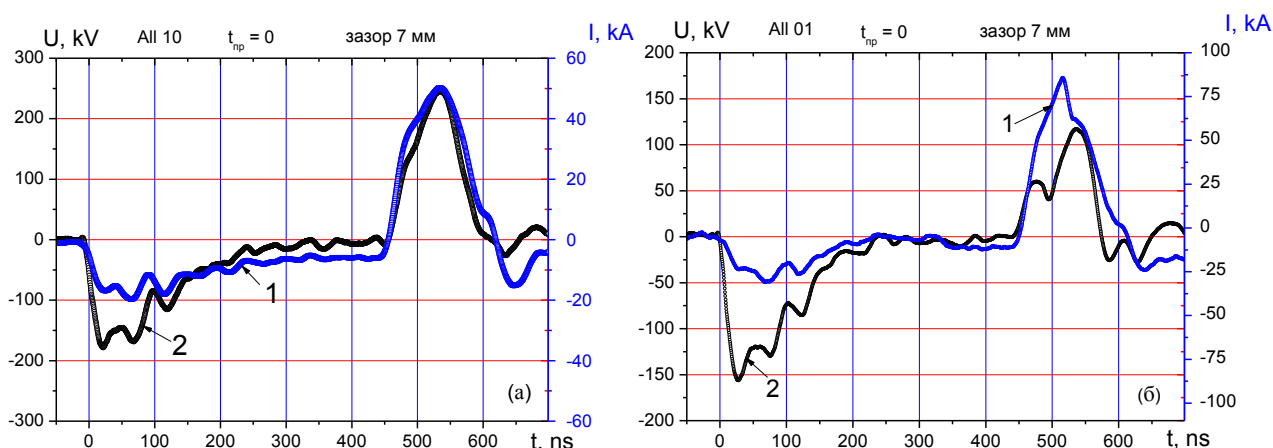


Рисунок 24 – Осциллограммы тока (1) и напряжения (2) на диоде: а) заземлено с одной стороны; б) заземлено в нескольких точках (Рисунок 23). Зазор 7 мм.

На рисунке 24б видно, что при нарушении условий самоизоляции амплитуда полного тока достигает величины 25 кА уже спустя 30 нс после приложения напряжения. Быстрый рост тока через диод обеспечивает быстрый рост потенциала на емкости $C_{л2}$, что приводит к выравниванию уровня напряжений на емкостях $C_{л1}$ и $C_{л2}$ формирующей линии через 250 нс (ток равен нулю на рисунке 24б). Работа диода в данном режиме не обеспечивает эффективную работу ДФЛ на диод без зарядной индуктивности.

Быстрое ограничение тока в течении первого импульса (при отсутствии зарядной индуктивности) за счет самоизоляции электронного потока (рисунок 24) обеспечивает медленную зарядку емкости внутреннего электрода формирующей линии и, как следствие, переход

в аperiodический режим работы ДФЛ. Изменение режима перезарядки формирующих линий обеспечивает формирование однополярного импульса напряжения большей длительности.

На рисунке 25 показаны осциллограммы напряжения на потенциальном электроде диода при работе с зарядной индуктивностью ДФЛ и без зарядной индуктивности.

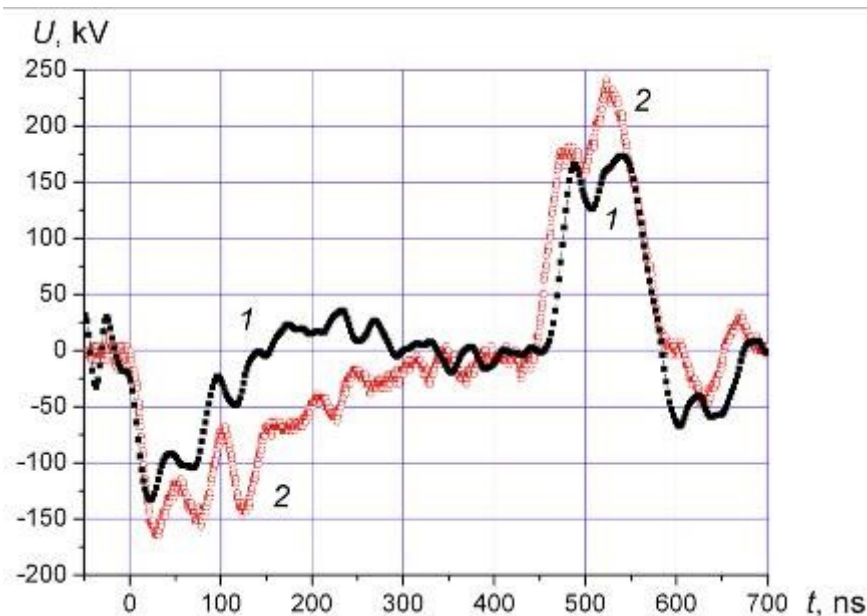


Рисунок 25 - Осциллограммы напряжения на потенциальном электроде ускорителя ТЕМП с зарядной индуктивностью (1) и без зарядной индуктивности (2).

При отсутствии зарядной индуктивности процесс зарядки емкости между средним и внутренним электродами ДФЛ продолжается более 300 нс, полярность напряжения на потенциальном электроде не меняется. Это создает более благоприятные условия для формирования сплошного эмиссионного слоя на всей рабочей поверхности потенциального электрода. Если зарядка внутренней линии идет через зарядную индуктивность и диод, то время зарядки (и соответственно длительность первого импульса напряжения) не превышает 120 нс. За это время не более 50% рабочей поверхности графитового потенциального электрода заполняется взрывоэмиссионной плазмой. Это вызывает значительную неоднородность формируемого ионного пучка в ускорителях серии ТЕМП. Кроме того, режим работы ДФЛ без зарядной индуктивности на ионный диод с магнитной самоизоляцией обеспечивает более полную зарядку ДФЛ в течение первого импульса напряжения и, в результате, обеспечивает увеличение амплитуды ускоряющего импульса.

2.4. Диагностика параметров МИП

При разработке технологических ускорителей, используемых для модификации поверхности материалов, основной задачей является получение оптимального энерговклада в мишень и, что особенно важно, однородно по всей площади изделия. Поэтому одними из

наиболее важных параметров МИП являются состав пучка, энергетический спектр ионов и распределение плотности энергии пучка по сечению. В данном разделе описаны методики измерения состава ионного пучка и контроля распределения плотности энергии пучка по сечению. Плотность ионного тока измеряли коллимированным цилиндром Фарадея с магнитной отсечкой электронов ($B=0.4$ Тл). Для измерения распределения плотности энергии ионного пучка по сечению была разработана телевизионная диагностика.

2.4.1. Времяпролетная диагностика состава и энергетического спектра МИП

Состав мощных ионных пучков определяет глубину модифицированного слоя обрабатываемого изделия и величину поглощенной дозы [49]. Поэтому в процессе оптимизации режима обработки изделия важно контролировать состав, плотность и количественное соотношение ионов в пучке. В данном разделе представлена модернизированная методика оперативного контроля параметров ионного пучка на основе одного быстродействующего датчика-цилиндра Фарадея с магнитной отсечкой. Методика позволяет определить состав пучка (тип ионов и кратность ионизации), абсолютные значения плотности тока ионов и энергетический спектр для каждого типа ионов с погрешностью не хуже 20% [50]. Использование коллимированного цилиндра Фарадея (КЦФ) и широкополосного осциллографа позволяет оперативно контролировать ионный пучок с использованием только одного датчика, установленного на достаточном расстоянии от источника ионов.

2.4.1.1. Определение состава пучка

Для анализа состава ионного пучка, формируемого диодом, использовали явление пространственного разделения разных ионов по пути движения от диода до регистрирующего устройства – КЦФ. При ускорении в А-К зазоре диода ионы разной массы и степени ионизации приобретают разную скорость. При этом предполагаем, что в диоде ионы разных типов формируются синхронно в течение импульса ускоряющего напряжения, и на пути дрейфа их скорость не меняется (безстолкновительный дрейф). Концентрация ионов в пучке, формируемом ускорителем ТЕМП-4М, не превышает 10^{12} см⁻³, поэтому вероятность их столкновения (и изменения скорости) в пространстве дрейфа низка.

Для каждого момента времени генерации ионного пучка по величине напряжения, приложенному к диоду (шаг 0.4 нс), рассчитывали плотность тока определенного типа ионов и величину задержки прихода этих ионов в КЦФ. Расчетные кривые сопоставляли с экспериментальными данными.

Задержка сигнала, вызванная движением ионов от диода до КЦФ, равна:

$$\Delta t = \frac{D}{v_i}; \quad (2)$$

где D - расстояние от КЦФ до заземленного электрода диода, v_i – скорость ионов.

При прохождении А-К промежутка диода ион приобретает кинетическую энергию, равную:

$$E = \frac{m_i \cdot v_i^2}{2} = z \cdot U; \quad (3)$$

Из соотношений (2) и (3) и получим выражение для расчета задержки прихода ионов в КЦФ:

$$\Delta t = D \cdot \sqrt{\frac{m_i}{2z \cdot U}}; \quad (4)$$

В режиме ограничения объемным зарядом, в нерелятивистском приближении величина плотности ионного тока, протекающего в диоде, определяется соотношением Чайлда-Ленгмюра (см. формулу (1) во введении). С учетом сокращения А-К зазора расширяющийся взрывоэмиссионной плазмой и эффекта плазменной эрозии [51] плотность ионного тока равна [51]:

$$J_{ion}(t) = \frac{4\varepsilon_0 \sqrt{2z}}{9\sqrt{m_i}} \cdot \frac{U^{3/2}}{[d_0 - v \cdot (t - t_0)]^2}; \quad (5)$$

где d_0 – начальный зазор анод–катод, ε_0 – абсолютная диэлектрическая проницаемость, v – скорость расширения плазмы.

Соотношения (4) и (5) использовали в дальнейшем для моделирования профиля сигнала с КЦФ. Скорость расширения взрывоэмиссионной плазмы определяли по импедансу диода по методике, изложенной в работе [52,53]. В расчетах ее принимали равной ~ 1.3 см/мкс (см. раздел 3.1.3). На рисунке 26 приведены осциллограммы ускоряющего напряжения, экспериментальные значения плотности ионного тока и расчетные значения плотности ионного тока для протонов и ионов углерода C^+ с учетом коэффициента усиления плотности ионного тока $K1=9$ (анализ эффекта усиления плотности ионного тока приведен в главе 3).

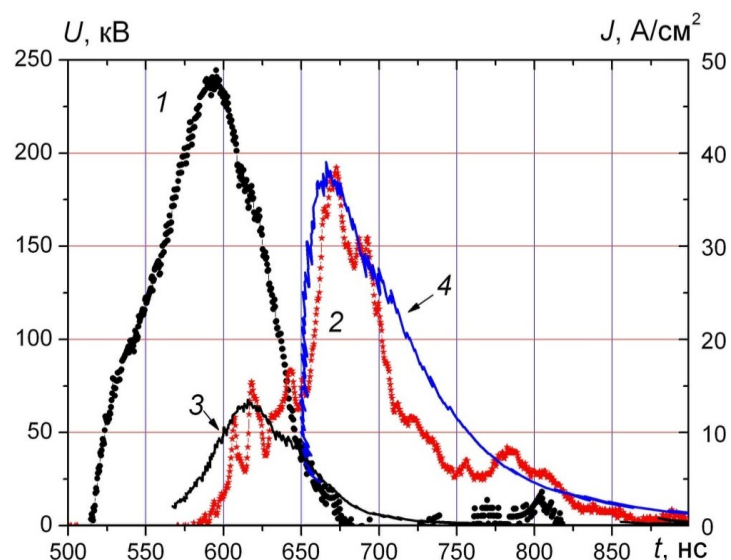


Рисунок 26 - Осциллограммы напряжения (1) и плотности ионного тока (2, точки) в плоском диоде. Кривая 3 – расчетная плотность тока протонов, кривая 4 – расчетная плотность тока ионов C^+ (с учетом коэффициента усиления $K1=9$). Расстояние до КЦФ 14 см.

С увеличением расстояния от диода до КЦФ задержка ионного тока относительно ускоряющего напряжения увеличивается. При этом экспериментальные значения плотности ионного тока и расчетные по соотношениям (4) и (5) также хорошо совпадают (см. Рисунок 27).

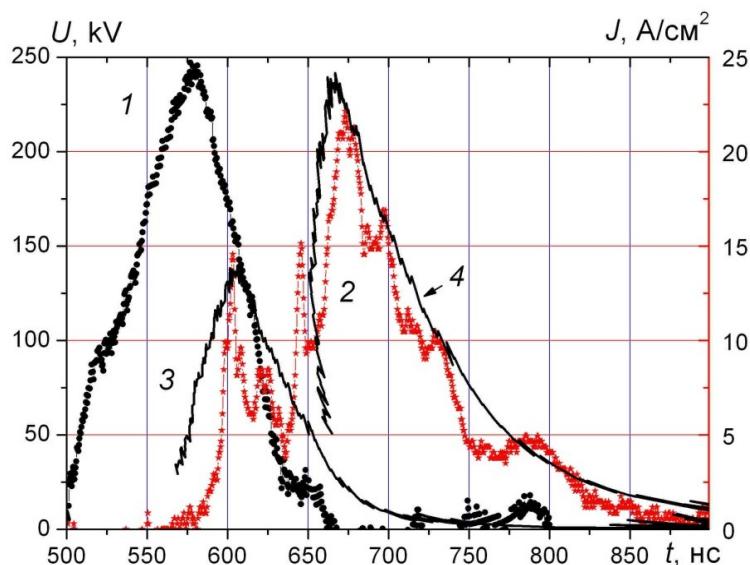


Рисунок 27 - Осциллограммы напряжения (1) и плотности ионного тока (2) в плоском диоде. Кривая 3 – расчетная плотность тока протонов, кривая 4 – расчетная плотность тока ионов C^+ . Расстояние до КЦФ 17 см.

Отсутствие изменения состава пучка в процессе транспортировки подтверждает корректность использования разработанной методики для диагностики МИП, формируемого ускорителем ТЕМП-4М.

2.4.1.2. Определение энергетического спектра ионов

Энергетический спектр ионов является одним из важнейших параметров МИП, определяющих его распределение по глубине при поглощении в конденсированной среде. Разработанная времяпролетная методика позволяет оперативно контролировать спектр отдельно для каждого типа ионов. В этом случае для каждого значения ускоряющего напряжения, регистрируемого осциллографом (шаг 0.4 нс), по соотношению (4) рассчитываем временную задержку и строим кривую изменения кинетической энергии определенного типа ионов, синхронную с осциллограммой сигнала с КЦФ. На рисунке 28 приведены расчетные значения для ионов углерода, генерируемых в фокусирующем диоде. Полученные данные позволяют определить распределение ионов по энергии. Энергетические спектры ионов, формируемые плоским и фокусирующим диодами, приведены на рисунке 29.

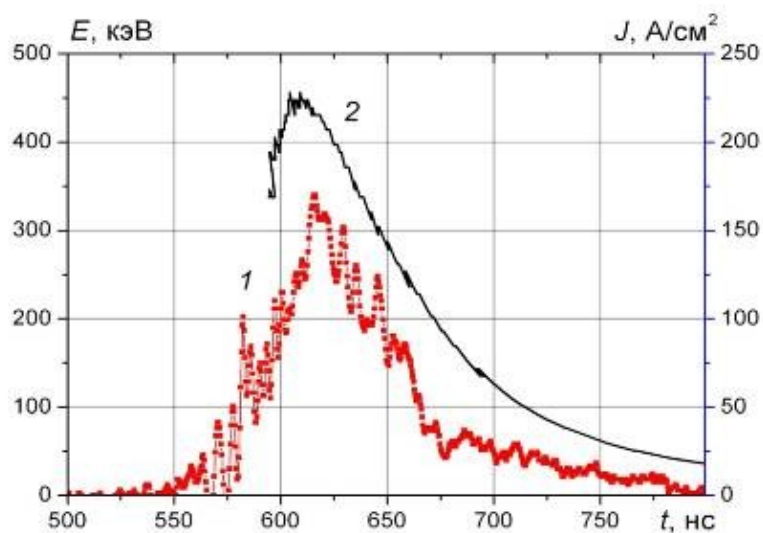


Рисунок 28 - Осциллограмма плотности ионного тока (1) и энергия ионов C^{2+} (2).

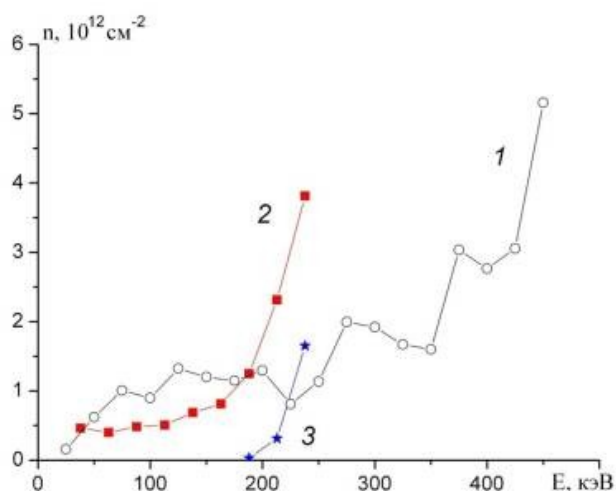


Рисунок 29 - Спектры плотности ионов C^{2+} (1), (фокусирующий диод) и ионов C^+ (2) и протонов (3), формируемых плоским диодом.

Разработанная методика оперативной диагностики параметров импульсного ионного пучка позволяет определить основные характеристики МИП сложного состава: состав пучка и абсолютные значения суммарной плотности ионов и плотности ионов разной массы и кратности ионизации, энергетический спектр каждого типа ионов. При контроле параметров МИП не требуется сложное оборудование и длительная обработка результатов измерений. Методика успешно апробирована на импульсном ионном ускорителе ТЕМП-4М, формирующем МИП сложного состава мощностью 1-3 ГВт и концентрацией ионов до $2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$.

2.4.2. Тепловизионная диагностика МИП

Концентрация ионов в импульсных ионных пучках гигаватной мощности не превышает 10^{12} см^{-3} при плотности энергии 3-5 Дж/см², поэтому основным фактором, определяющим изменение свойств изделия, является тепловое воздействие, а не имплантация ионов. Для контроля и оптимизации режима обработки изделий мощным ионным пучком необходимо регистрировать плотность энергии ионного пучка и однородность пучка по сечению. Для измерения распределения энергии пучков заряженных частиц в поперечном сечении широко применяют калориметрические методы. Впервые калориметрический метод для измерения параметров МИП был применен в 1976 году английскими учеными *C.E. Christodoulides* и *J.H. Freeman* [54]. Распределение плотности энергии пучка в поперечном сечении обычно измеряют секционированным калориметром [55]. На рисунке 30 показано распределение плотности энергии МИП, формируемого ускорителем ТЕМП-2 [56]. Измерение выполнено секционированным калориметром, содержащем 62 отдельных медных датчика с терморезисторами.

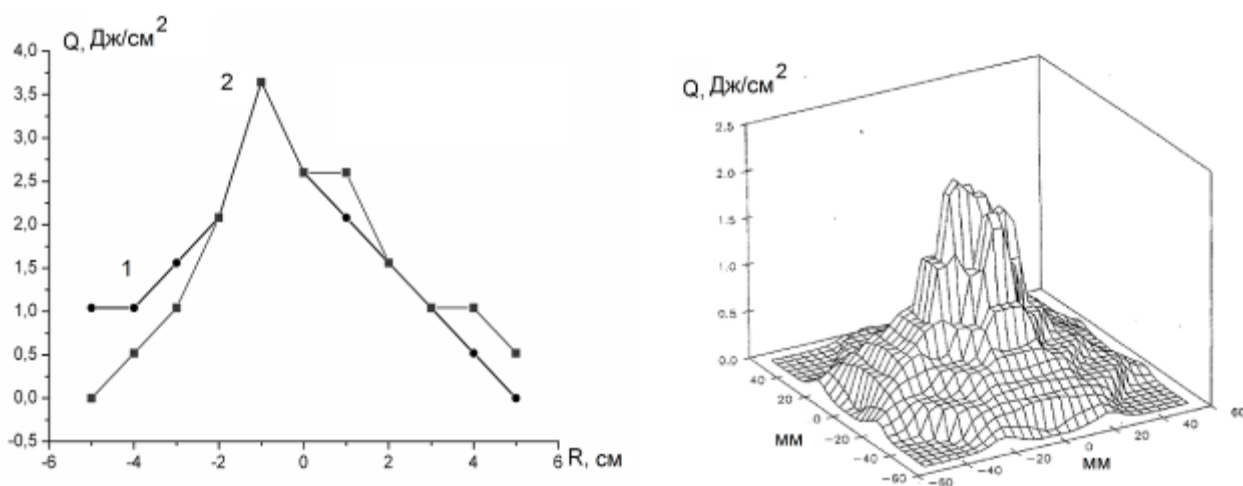


Рисунок 30 - Распределение энергии МИП в фокусе диода: 1 – горизонтальное сечение; 2 – вертикальное сечение [56].

Для обеспечения пространственного разрешения 1-2 мм при площади МИП более 20 см² требуется сложная конструкция калориметра и процесс измерения занимает много вре-

мени. Этот метод не позволяет оперативно контролировать режим работы генератора МИП при обработки деталей.

Использовать тепловизор для измерения распределения плотности энергии импульсного ионного пучка впервые предложили в 1997 году *Davis et al* [57]. Они исследовали МИП с плотностью энергии более 5 Дж/см^2 и основное внимание уделили учету влияния процесса абляции материала мишени на результаты тепловизионных измерений. Для корректного использования тепловизионной методики при контроле параметров МИП, формируемого диодом в двухимпульсном режиме, необходимо учесть вклад высокоэнергетических электронов, взрывоэмиссионной плазмы и др. в нагрев мишени [58, 59].

2.4.2.1. Методика измерения распределения плотности энергии ионного пучка

Диагностика параметров МИП проводилась по тепловому отпечатку на мишени с использованием тепловизора Fluke TiR10 (спектральный диапазон 7-14 мкм). Схема регистрации приведена на рисунке 31.

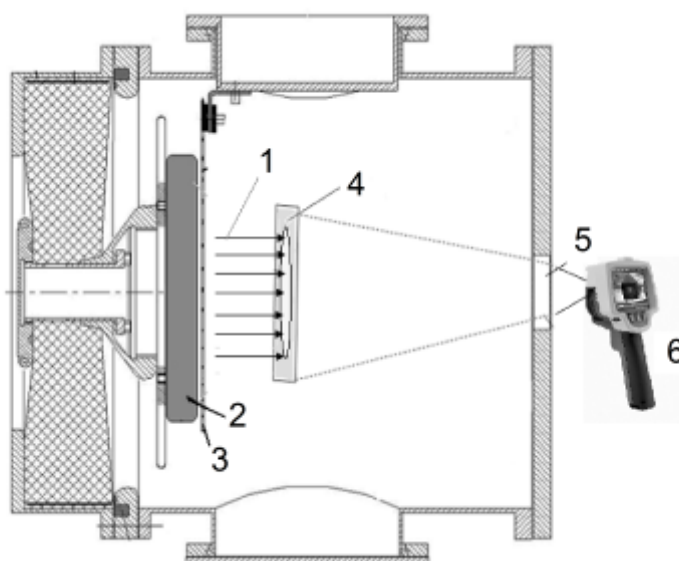


Рисунок 31 - Схема измерения распределения плотности энергии МИП: 1 – ионный пучок; 2 – потенциальный электрод; 3 – заземлённый электрод; 4 – мишень; 5 – CaF₂ окно; 6 – тепловизор.

В качестве мишени мы использовали пластинку из нержавеющей стали толщиной 100 мкм. Из широко распространенных конструкционных материалов нержавеющая сталь имеет более низкую теплоемкость и теплопроводность, что важно для тепловизионной диагностики. Для увеличения коэффициента излучения заднюю (от ионного пучка) сторону мишени покрывали черной матовой краской ($\epsilon = 0.90$). Тепловой отпечаток пучка регистрировали че-

рез выходное окно, расположенное на фланце диодной камеры. В качестве окна использовали плоскопараллельную пластину из фторида кальция (CaF_2).

Спектр пропускания оптического окна измерили на ИК-Фурье спектрометре Nicolet 5700. Фторид кальция имеет неполное пропускание в спектральном диапазоне 7-14 мкм. Поэтому показания тепловизора, регистрирующего проходящий через CaF_2 окно тепловой поток, отличаются от действительных значений температуры мишени. Перед исследованиями была выполнена калибровка диагностического оборудования. В ванночку из нержавеющей стали, внешняя сторона которой была покрыта черной матовой краской, наливали горячую воду. Ванночку устанавливали в диодную камеру на место мишени. Температуру воды измеряли тепловизором (через CaF_2 окно) и термопарой, помещенной в ванночку. Показания термопары также сверяли с показаниями ртутного термометра. На рисунке 32 приведены результаты калибровки.

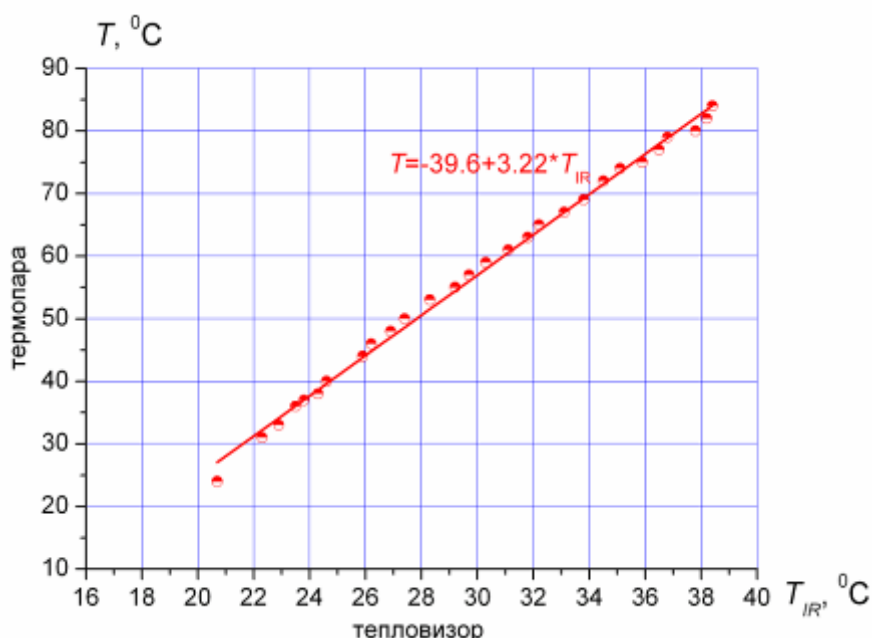


Рисунок 32 - Градуировочный график для окна из CaF_2 .

Для корректного определения спектра пропускания окна было произведено 5 одинаковых измерений. Градуировочную кривую аппроксимировали линейной функцией, коэффициенты рассчитали методом наименьших квадратов в программе Origin 8. Погрешность аппроксимации не превышала 5%. Эту линейную функцию использовали в дальнейшем для расчета плотности энергии МИП.

При угле обзора 25° и минимальном фокусном расстоянии 30 см для тепловизора Fluke TiR10 размер предмета составит 12.7 см. Для матрицы тепловизора Fluke TiR10 140×160 пикселей пространственное разрешение составит 0.8-0.9 мм.

Количество энергии Q , выделяемое в мишени при облучении, равно:

$$Q = c_v \cdot m \cdot \Delta T = c_v \cdot S \cdot d \cdot \rho \cdot \Delta T, \text{ Дж}$$

где c_v - удельная теплоемкость, S - площадь мишени, d - толщина мишени, ρ - плотность материала мишени, ΔT - нагрев мишени.

Тогда плотность энергии МИП $J(x, y)$ равна:

$$J(x, y) = \frac{Q}{S} = c_v \cdot d \cdot \rho \cdot \Delta T(x, y), \text{ Дж/см}^2$$

При минимальной температурной чувствительности тепловизора Fluke TiR10, равной 0.2 °С, минимальная плотность энергии для мишени из нержавеющей стали толщиной 0.1 мм с учетом ослабления теплового потока в выходном окне не превышает 0.05 Дж/см².

2.4.2.2. Расчет времени прогрева мишени по толщине

После нагрева мишени мощным ионным пучком мы измеряем тепловизором температуру другой (тыльной) поверхности. Время, необходимое для прогрева мишени по всей толщине, можно оценить из метода определения коэффициента температуропроводности по времени достижения тыльной поверхностью таблетки половины максимального подогрева $t_{1/2}$ (метод Паркера [60]). Время, необходимое для повышения температуры тыльной (по отношению к МИП) поверхности мишени на 50% от максимальной, можно рассчитать по соотношению [61]:

$$\tau_{0.5} = \frac{1.38d^2}{\pi^2 a}, \text{ сек}$$

где d – толщина мишени, м; a – температуропроводность, м²/с.

Для латунной мишени толщиной 220 мкм (температуропроводность латуни равна $3 \cdot 10^{-5}$ м²/с) время прогрева мишени на 50% от максимальной равно 22 мс, следовательно, время прогрева по всей толщине не превышает 50-100 мс. Для мишени из нержавеющей стали толщиной 100 мкм (температуропроводность латуни равна $1,5 \cdot 10^{-5}$ м²/с) время прогрева мишени на 50% от максимальной равно 90 мс.

2.4.2.3. Исследование охлаждения мишени

При работе ускорителя ТЕМП-4М формируется тормозное рентгеновское излучение, поглощенная доза которого превышает допустимую норму для обслуживающего персонала. За один импульс поглощенная доза на расстоянии 20 см от выходного фланца ускорителя превышает 0.5 мкЗв при дневной норме 6 мкЗв. Поэтому в момент облучения оператор находится в пультовой и между временем генерации МИП и временем измерения теплового поля на мишени существует задержка 2-3 сек. Для оценки погрешности методики из-за искажения

профиля теплового поля при охлаждении мы выполнили измерения одного и того же теплового отпечатка МИП на мишени через интервалы времени. На рисунке 33 показано изменение профиля теплового отпечатка в процессе охлаждения мишени.

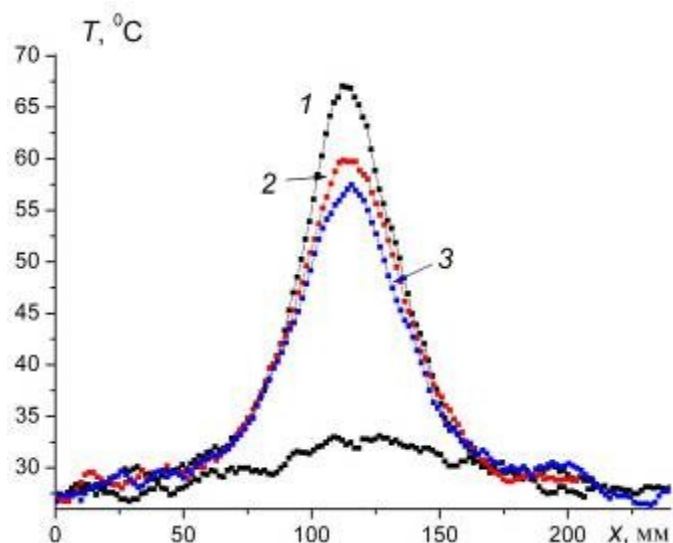


Рисунок 33 - Распределение температуры мишени из нержавеющей стали в горизонтальном сечении: 1 – $t = 2$ с; 2 – $t = 6$ с; 3 – $t = 9$ с.

На рисунке 34 показан нормированный профиль температуры мишени и результаты расчета увеличения ширины теплового отпечатка ионного пучка (на полувысоте) на мишени из нержавеющей стали толщиной 100 мкм.

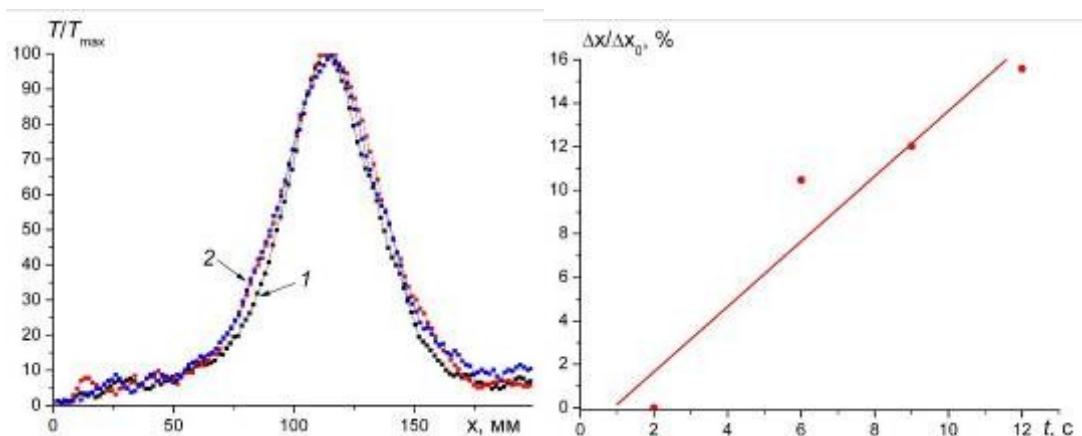


Рисунок 34 - Нормированное распределение температуры на поверхности мишени в горизонтальном сечении через 2 сек (1) и 9 сек (2). Динамика увеличения диаметра теплового отпечатка на полувысоте.

На рисунке 35 показаны результаты расчета полной энергии МИП по тепловизионной методике (интеграл плотности энергии по поперечному сечению) после одного импульса в разные моменты времени.

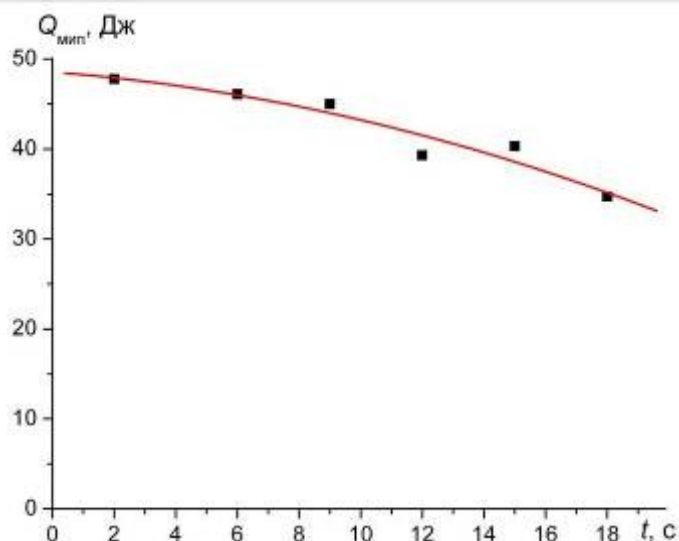


Рисунок 35 - Зависимость полной энергии МИП, измеренной по тепловизионной методике, от задержки регистрации теплового отпечатка на мишени.

Максимальная задержка между генерацией импульса МИП и измерением теплового отпечатка на мишени не превышает 3 секунды, поэтому погрешность тепловизионной методики из-за искажения профиля теплового поля при охлаждении мишени из нержавеющей стали не превышает 5%.

2.4.2.4. Анализ влияния электронов на нагрев мишени

В ионном диоде, работающем в двухимпульсном режиме, тепловой отпечаток на мишени могут формировать ускоренные электроны, достигшие мишени на первом импульсе, и ионы в течение второго импульса. Тепловизионная диагностика не позволяет разделить их вклад в нагрев мишени. На первом импульсе электроны стартуют с потенциального электрода и движутся в А-К зазоре к заземленному электроду, который соединен с корпусом диодной камеры только с одной стороны. Далее электроны движутся по электроду к точке заземления, формируя магнитное поле в зазоре, вектор магнитной индукции которого перпендикулярен вектору напряженности электрического поля. При нарушении условий магнитной самоизоляции ($I_{\text{экс}} < I_{\text{crit}}$, см. раздел 3.1.1.) влияние магнитного поля, образованного током, незначительно и электроны преимущественно движутся вдоль силовых линий электрического поля. Далее они могут попасть на мишень, вызывая ее локальный нагрев.

Для измерения плотности энергии электронов, ускоренных в А-К зазоре полоскового диода и достигших мишени, мы использовали цилиндр Фарадея без магнитной отсечки (ЦФО), выполненный на базе разъема СР50-812ФВ, диаметр коллектора составлял 8 мм, диаметр отверстия в крышке - 4 мм. Схема измерения электронного пучка, формируемого диодом на первом импульсе, и конструкция ЦФО показаны на рисунке 36.

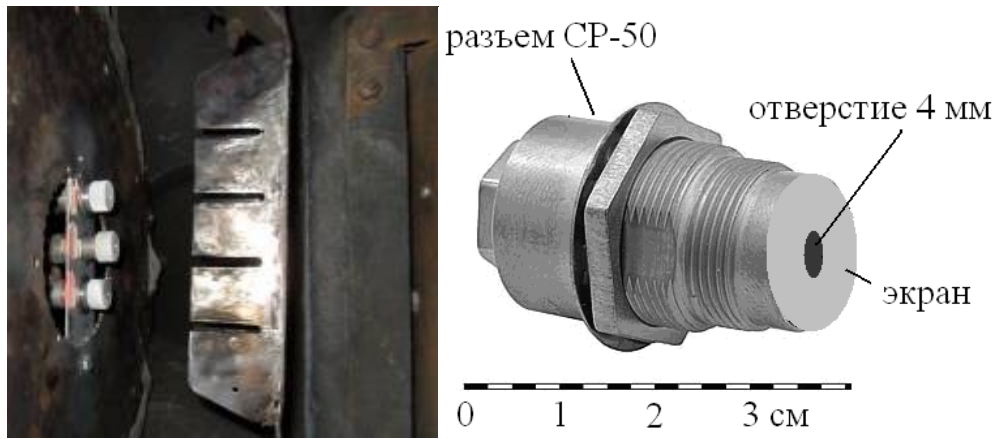


Рисунок 36 - Схема измерения, конструкция ЦФО и схема подключения к осциллографу.

На рисунке 37 приведены типичные осциллограммы ускоряющего напряжения и тока, регистрируемого ЦФО на расстоянии 12 см от плоского полоскового диода. Коллекторы ЦФО были закрыты толстой Al фольгой толщиной 220 μm для определения уровня помех (Рисунок 37 (а)). Для определения энергетического спектра электронов, генерируемых в течение первого импульса напряжения, коллекторы ЦФО были закрыты тонкой алюминиевой фольгой толщиной 10 μm . Результаты измерений показаны на рисунке 37 (б).

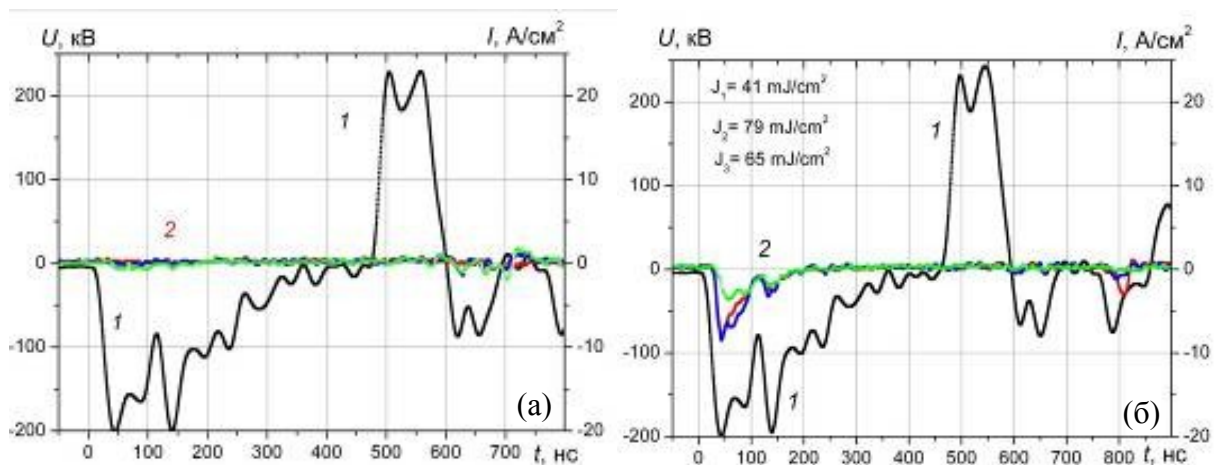


Рисунок 37 - Осциллограммы ускоряющего напряжения (1) и плотности тока, регистрируемого тремя цилиндрами Фарадея (2), закрытыми алюминиевой фольгой толщиной 200 μm (а) и 10 μm (б).

Выполненные исследования показали, что в используемой конструкции ЦФО уровень помех не превышает $\pm 1 \text{ A/cm}^2$. На рисунке 38 приведены результаты измерения плотности тока электронного пучка, формируемого плоским диодом в течение первого импульса. ЦФО располагали на расстоянии 12 см от диода.

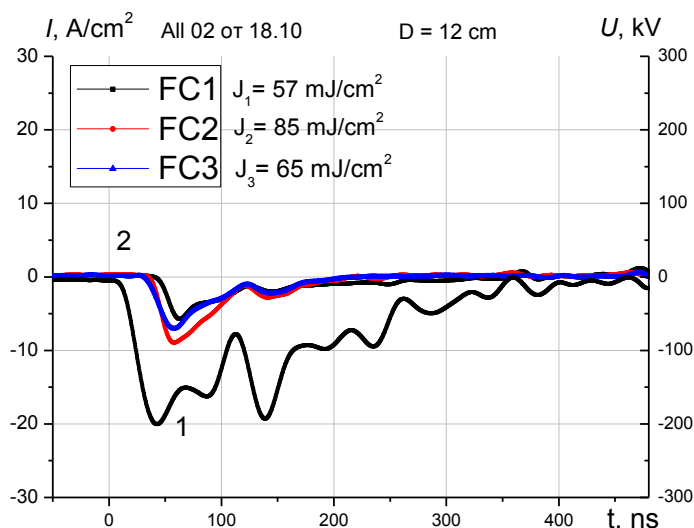


Рисунок 38 - Осциллограммы ускоряющего напряжения (1) и плотности тока, регистрируемого открытыми цилиндрами Фарадея: FC1 – сигнал с верхнего ЦФ; FC 2 – центральный ЦФ; FC 3 – нижний ЦФ (рис. 36).

Выполненные исследования показали, что энергия электронов, достигающих мишень на первом импульсе, превышает 50 кэВ (электроны, прошедшие Al фольгу 10 μm). Их плотность энергии не превышает 0.1 Дж/см^2 . Для ЦФО, незакрытых фольгой, плотность энергии электронов также не превышает 0.1 Дж/см^2 . Результаты исследования влияния электронов на нагрев мишени для плоского диода сведены в таблицу Таблица 2.

Таблица 2. Плотность энергии электронов на первом импульсе, $D=12 \text{ cm}$

Режим измерения	Плотность энергии электронов
ЦФО полностью закрыт	$5.9 \pm 27\% \text{ мДж/см}^2$
ЦФО открыт	$69 \pm 25\% \text{ мДж/см}^2$
ЦФО закрыт Al фольгой 10 мкм	$61 \pm 31\% \text{ мДж/см}^2$

Для измерения плотности энергии электронов, ускоренных в А-К зазоре фокусирующего полоскового диода и достигших мишени, мы использовали цилиндр Фарадея (ЦФ) без магнитной отсечки, расположенный в фокусе диода. Диаметр коллектора ЦФ составлял 92 мм. ЦФ устанавливали в отверстие в металлическом диске, который был заземлен на корпус камеры, и закрывали алюминиевой фольгой толщиной 10 μm для устранения электрической наводки.



Рисунок 39 – Фотография фокусирующего диода и коллектора ЦФ, закрытого фольгой, для измерения электронного тока.

На рисунке 40 приведены типичные осциллограммы ускоряющего напряжения и тока, регистрируемого ЦФ в фокусе полоскового диода.

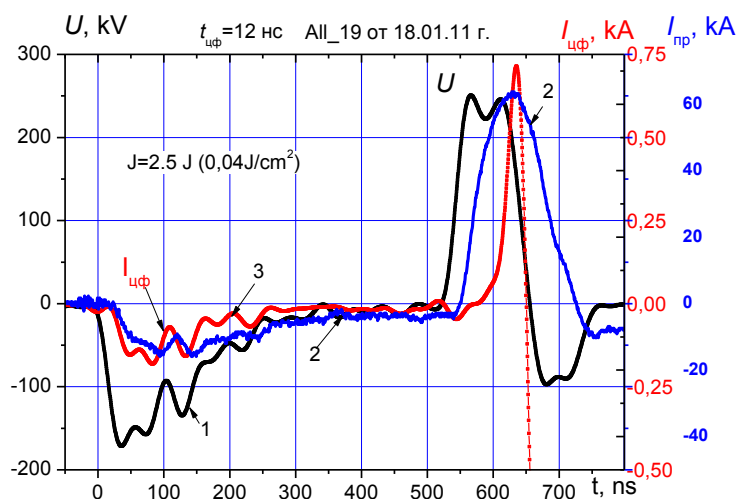


Рисунок 40 - Осциллограммы ускоряющего напряжения (1), полного тока (2) и тока, регистрируемого цилиндром Фарадея (3)

Полная энергия электронов в фокусе ионного диода (интеграл произведения напряжения на электронный ток в течение первого импульса) составляет 2.5 Дж для данных Рисунок 40. Тогда средняя плотность энергии электронов в фокусе равна 0.04-0.05 Дж/см², что значительно меньше плотности энергии МИП в фокусе полоскового фокусирующего диода, измеренной тепловизионным методом (см. Рисунок 42).

Результаты исследования влияния электронов на нагрев мишени для различных диодов сведены в таблицу 3 .

Таблица 3. Плотность энергии электронов на первом импульсе, D= 12 cm

Тип диода	Режим измерения	
	ЦФО открыт	ЦФО закрыт Al фольгой 10 мкм
Плоский диод	64 ± 25% мДж/см ²	70 ± 31% мДж/см ²
Фокусирующий диод	нет данных	0.04-0.05 Дж/см ² (2.5 Дж)

2.4.2.5. Влияние взрывоэмиссионной плазмы на нагрев мишени

В ионном диоде со взрывоэмиссионным катодом в нагрев мишени может давать вклад плазма при расширении с поверхности катода. Прямые измерения ее влияния выполнить сложно, поэтому в данном разделе приведены оценочные данные. В монографии Д.И. Проскуровского [62] на основе литературного обзора и гидродинамического моделирования разлета взрывоэмиссионной плазмы показано, что удельный энерговклад генератора наносекундных импульсов на формирование взрывоэмиссионной плазмы составляет $\approx 2 \cdot 10^4$ Дж/г материала катода. В этой же работе приведены экспериментальные значения уноса материала с вершины одиночного молибденового острья в результате взрывной эмиссии. Получено, что за 1 импульс тока длительностью 80 нс унос массы острья диаметром 20 мкм составляет $(2-8) \cdot 10^{-9}$ г.

Минимальное расстояние между дискретными эмиссионными центрами определяется эффектом экранирования электрического поля вокруг центра [63] и равно 10–12 мм для электронного тока от одного эмиссионного центра $I_1 = 90$ А и среднего напряжения в течение формирования центров эмиссии 100–120 кВ. В этом случае на электроде площадью 80–100 см² образуется 80–100 взрывоэмиссионных центров. Затраты энергии на их формирование не превышают 16 мДж.

Кроме того, выполненные экспериментальные исследования баланса энергии планарного диода с графитовым взрывоэмиссионным катодом в течение генерации электронного пучка показали [64], что потери энергии в диоде пропорциональны величине зазора анод–катод. Общий характер зависимости для катодов из разного материала указывает на то, что потери энергии в диоде связаны не с процессом формирования взрывоэмиссионной плазмы, а с процессом транспортировки электронов пучка в промежутке анод–катод. Затраты энергии на формирование взрывоэмиссионной плазмы не превышают 1 Дж при площади катода 16–20 см². Поэтому в ионном диоде с пассивным анодом при работе в двухимпульсном режиме вклад взрывоэмиссионной плазмы в нагрев мишени незначителен.

2.4.2.6. Влияние теплового излучения диода на нагрев мишени

Между временем генерации МИП и временем измерения теплового поля на мишени существует задержка 2–3 сек. Оценим мощность теплового излучения от диода после импульса. На рисунке 41 приведено тепловое изображение фокусирующего диода после импульса.

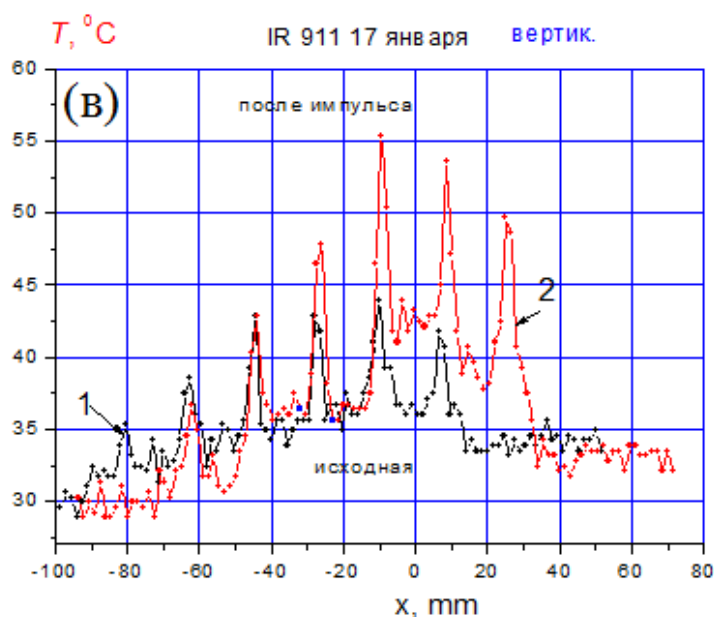
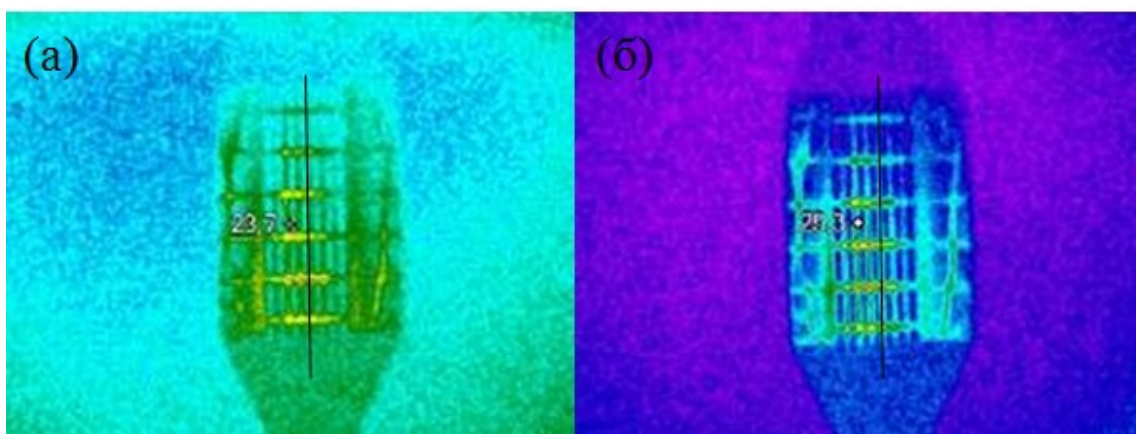


Рисунок 41 - Тепловое изображение диода: а) исходный тепловой фон (до импульса); б) тепловое изображение диода после импульса; в) распределение температуры по сечению диода до выстрела (1) и после выстрела (2). Фокусирующий полосковый диод.

Мощность излучения нагретого тела можно оценить по закону Стефана-Больцмана

$$P = S \cdot \varepsilon \cdot \sigma \cdot T^4$$

где S - площадь нагретого тела (м^2); ε - степень черноты; $\sigma = 5.6 \cdot 10^{-8} \text{ Дж} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{К}^{-4}$; T - температура тела (К).

Из рисунка 41 видно, что максимальная температура, до которой нагревается заземленный электрод диода за один импульс, составляет $55 \text{ }^\circ\text{C}$, что соответствует плотности мощности 46 мВт/см^2 . Плотность мощности излучения с диода до импульса составляет 41 мВт/см . Регистрация теплового отпечатка пучка на мишени обычно проводится через 2-3 с после импульса. Следовательно, плотность энергии теплового потока от диода на мишень составляет $10\text{-}15 \text{ мДж/см}^2$.

На рисунке 42 приведены результаты измерений плотности энергии пучка, формируемого фокусирующим диодом, полученные с помощью тепловизионной диагностики.

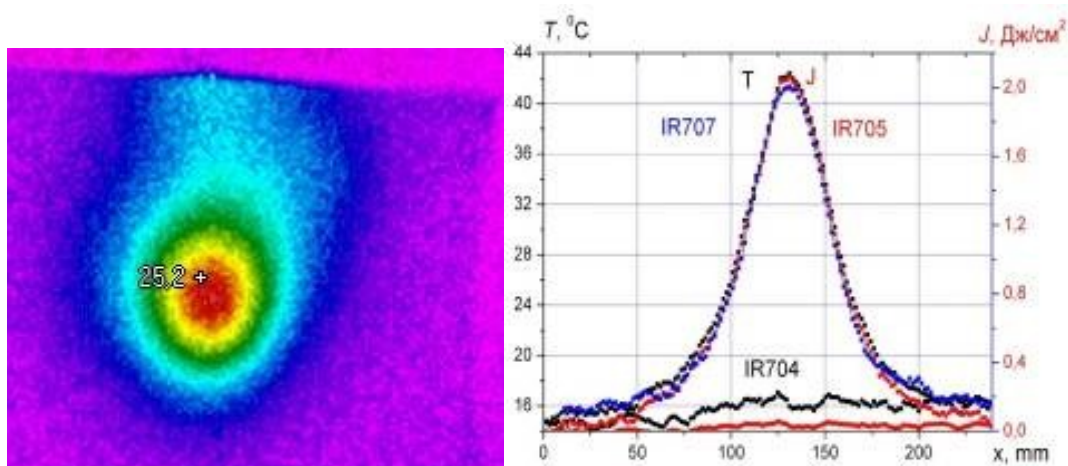


Рисунок 42 - Тепловой отпечаток МИП на выходе фокусирующего полоскового диода, распределение температуры и плотности энергии сфокусированного МИП

Плотность энергии пучка для фокусирующего диода (в различных экспериментах) лежит в диапазоне от 1.5 до 4 Дж/см², что значительно больше вклада теплового излучения от диода. Следовательно, тепловой поток от диода не может вносить существенную погрешность в результаты измерения плотности энергии МИМ на мишени.

2.4.2.7. Влияние абляции материала мишени

Для МИП наносекундной длительности величина пробега ионов в металлах ~ 1 мкм, что может приводить к плавлению и испарению материала мишени уже при средних величинах плотности энергии пучка, обычно в диапазоне 5–50 Дж/см² [65]. При превышении плотности энергии пучка порога абляции материала мишени часть энергии с мишени расходуется на испарение материала. Значительная абляция материала мишени может приводить к заниженным показаниям плотности энергии, измеренным калориметрическим методом [65].

Для оценки влияния абляции на показания тепловизионной диагностики на пути транспортировки пучка от диода до мишени устанавливали металлическую сетку прозрачностью ≈ 50 -55% [65]. Сетку располагали на расстоянии 4-5 см от мишени, на обратной стороне которой регистрировали тепловой отпечаток пучка. На рисунке 43 приведена схема эксперимента. Тепловой отпечаток пучка на мишени регистрировали тепловизором для случая, когда пучок проходит через сетку и без сетки. По показаниям тепловизора (с учетом результатов калибровки) рассчитывали значения полной энергии пучка на мишени. На рисунках 44 - 45 приведены результаты измерений. При отсутствии абляции и, соответственно, значительного уноса энергии с мишени, величина энергии пучка на мишени, прошедшего через сетку, должна в два раза меньше (прозрачность 50%) энергии пучка, измеренной без сетки. В случае значительной абляции материала мишени величины энергии пучка, прошедшего через сетку и без нее, не будут значительно отличаться друг от друга.

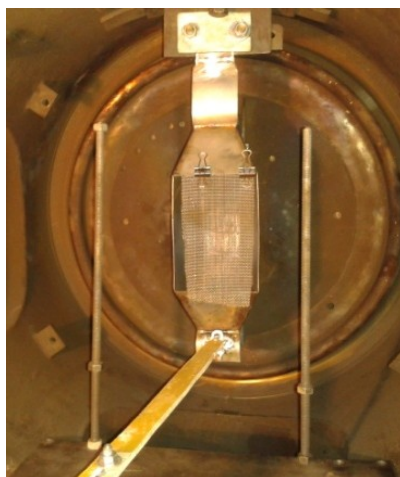


Рисунок 43 – Схема эксперимента для определения влияния абляции материала мишени. Фокусирующий диод с сеткой. Расстояние диод - мишень-14 см. Сетку располагали на расстоянии 4-5 см от мишени.

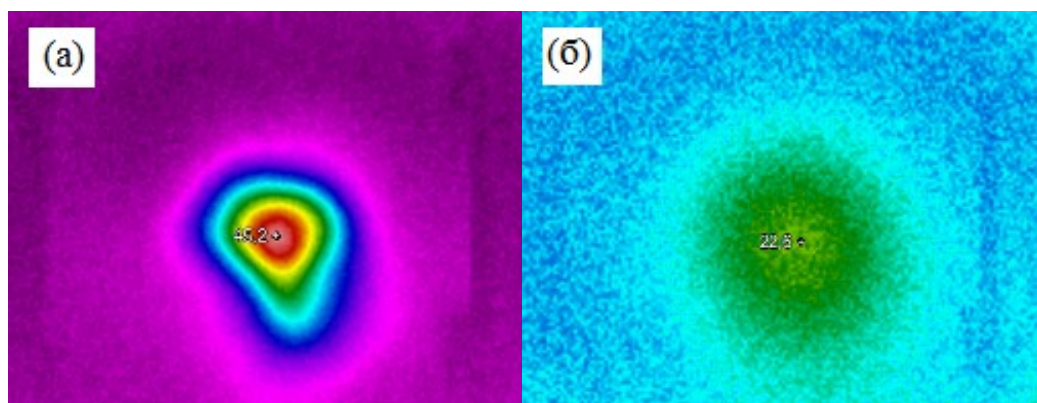


Рисунок 44 – Тепловой отпечаток пучка на мишени без сетки (а) и с сеткой (б). Измерения в фокусе полоскового диода

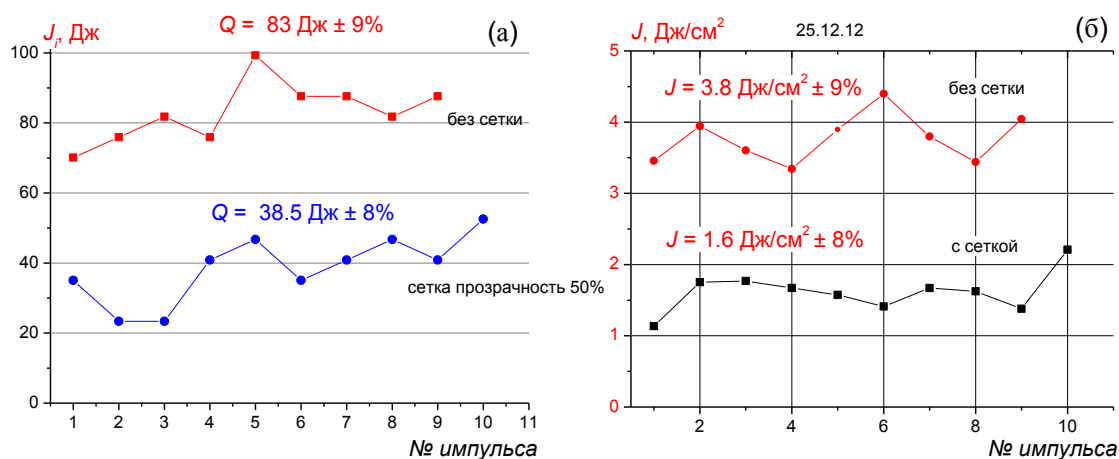


Рисунок 45 – Полная энергия пучка на мишени в серии импульсов с сеткой и без нее (а); Плотность энергии пучка на мишени в серии импульсов с сеткой и без нее (б). Измерения в фокусе полоскового диода.

Результаты исследований показали, что полная энергия пучка на мишени, измеренная без сетки, превышает энергию пучка, прошедшего через сетку, в среднем в два раза в серии из 10 импульсов, что соответствует прозрачности сетки (50-55%). Это указывает на незначи-

тельную погрешность измерения тепловизионной диагностики, вызванную абляцией материала мишени.

2.5. Выводы по главе 2

1. Для исследования основных физических процессов, протекающих при генерации импульсных ионных пучков наносекундной длительности в диоде с магнитной самоизоляцией, модернизирован генератор наносекундных импульсов напряжения на основе двойной формирующей линии. Такой генератор формирует импульс напряжения с крутизной переднего фронта $(1-2) \cdot 10^{13}$ В/с. и обеспечивает быстрое формирование взрывоэмиссионной плазмы на всей рабочей поверхности катода.

2. Проведены исследования режимов перезарядки формирующих линий при работе на диод с магнитной самоизоляцией с использованием и без использования зарядной индуктивности в ДФЛ. Показано, что режим работы ДФЛ с зарядной индуктивностью имеет ряд недостатков. Прежде всего, это низкая эффективность передачи энергии из ДФЛ в диод из-за потери энергии в зарядной индуктивности, включенной параллельно диоду. Кроме того, зарядка внутренней линии через зарядную индуктивность и диод существенно ограничивает длительность первого импульса напряжения за счет быстрых процессов перезарядки формирующих линий. При этом напряжение и ток в диоде в течение первого импульса меняют полярность. Это создает неблагоприятные условия для образования сплошной плазменной поверхности на потенциальном электроде и вызывает значительную неоднородность формируемого ионного пучка в серии импульсов. Изменение режима перезарядки формирующей линии – переход в апериодический режим работы (при отсутствии зарядной индуктивности) обеспечивает формирование однополярного импульса напряжения большей длительности.

3. Выполненные исследования эффективности передачи энергии из ДФЛ в нагрузку для режима без зарядной индуктивности показали, что эффективность передачи энергии достигает 85 - 90% (с учетом послеимпульсов), что указывает на незначительные потери в формирующей линии и разрядниках.

4. Для измерения параметров МИП разработан комплекс диагностического оборудования: времяпролетная диагностика состава и энергетического спектра ионов и тепловизионная диагностика распределения плотности энергии пучка по сечению. Модернизированная времяпролетная диагностика на основе одного быстродействующего датчика - цилиндра Фарадея с магнитной отсечкой позволяет определить состав пучка (тип ионов и кратность ионизации), абсолютные значения плотности тока ионов и энергетический спектр для каждого типа ионов с погрешностью не хуже 20%. При контроле параметров МИП не требуется сложное оборудование и длительная обработка результатов измерений.

5. Тепловизионная диагностика параметров импульсных ионных пучков гигаваттной мощности является эффективным методом оперативного контроля. Она позволяет измерять полную энергию МИП и распределение плотности энергии на мишени в диапазоне 0.05–5 Дж/см² при отсутствии процессов абляции на мишени, оптимизировать работу ионного диода и контролировать режим облучения мишени. При использовании тепловизора с матрицей 140×160 пикселей пространственное разрешение составляет 0.9 мм. Время измерения не превышает 0.1 с. Выполнен анализ влияния электронов в нагрев мишени в течение первого импульса для различных конструкций диодов. Показано, что плотность энергии электронов, генерируемых на первом импульсе значительно меньше плотности энергии МИП, соответственно, разработанная тепловизионная диагностика может быть использована для измерения параметров МИП, генерируемого диодом, работающем в двух импульсном режиме. Анализ вклада других факторов (взрывоэмиссионная плазма, ИК излучения от диода, абляция материала мишени) также показал, что влияние этих факторов на результаты измерения плотности энергии МИП на мишени можно считать незначительными.

ГЛАВА 3. ИССЛЕДОВАНИЕ ПЛАЗМООБРАЗОВАНИЯ И ГЕНЕРАЦИИ ИОННОГО ТОКА В ДИОДЕ С МАГНИТНОЙ САМОИЗОЛЯЦИЕЙ

Для эффективной генерации МИП прежде всего нужно сформировать на поверхности анода плотную плазму, концентрация ионов в которой должна значительно превышать концентрацию ионов в ионном пучке. В ускорителе ТЕМП-4М для формирования плазмы используется явление взрывной эмиссии электронов [12]. Двойная формирующая линия генерирует сдвоенные импульсы - первый импульс отрицательной полярности и второй положительной полярности. В течение первого импульса на поверхности потенциального электрода (катода) формируется взрывоэмиссионная плазма, включающая ионы материала электрода. В течение второго импульса ионы эмитируются из плазмы и ускоряются в А-К зазоре диода.

3.1. Анализ плазмобразования в ионном диоде с взрывоэмиссионным катодом

3.1.1. Описание работы диода на первом импульсе и анализ ВАХ

Поступление на электроды диода импульса высокого напряжения и появление между катодом и анодом электрического поля с напряженностью 10^5 - 10^6 В/см инициирует взрывную эмиссию электронов с катода. Экспериментальные исследования процесса взрывной эмиссии указывают на образование в результате взрыва микроострий на поверхности катода локализованных плазменных факелов, которые затем расширяются в А-К зазоре. Во многих случаях их образованию способствуют различные диэлектрические включения, вызывающие усиление напряженности электрического поля в области тройных точек и пробой по поверхности этих включений. Не вдаваясь в механизм этих процессов, которые подробно рассмотрены в различных литературных источниках [66, 67], отметим, что согласно многочисленным экспериментальным данным при приложенном среднем поле, большем $(1\div 2)\cdot 10^5$ В/см, спустя некоторое время (так называемое время задержки взрывной эмиссии) на поверхности катода появляются плазменные факелы с плотностью плазмы порядка 10^{19} см⁻³. Скорость формирования плазменных факелов зависит от концентрации микроострий, среднего значения приложенного электрического поля и скорости его нарастания. Образующаяся плазма расширяется в область вакуумного А-К промежутка. Скорость расширения плазмы в значительной степени определяется ее температурой, которая по различным измерениям составляет 4-5 эВ, что соответствует тепловым скоростям ионов 1-2 см/мкс [68, 69].

С фронта расширяющейся катодной плазмы эмитируется электронный поток. Приведенные выше типичные параметры катодной плазмы, в частности, измеренные значения плотности вблизи от поверхности катода, являются достаточными аргументами в использовании наиболее распространенного приближения неограниченной эмиссионной способности катода при описании работы диода. Но при плотности тока более 20 А/см² проявляются кол-

лективные эффекты и плотность тока электронов (или ионов) ограничивается их объемным зарядом в А-К зазоре. В частности, для плоского диода в нерелятивистском приближении плотность тока пучка определяется одномерным законом Чайльда-Ленгмюра, хорошо известным как «закон 3/2» [17,18]. С учетом сокращения А-К зазора при расширении плазменной эмиссионной поверхности электронный ток равен:

$$I_e(t) = \frac{4 \cdot \varepsilon_0 \sqrt{2e}}{9 \sqrt{m_e}} \cdot \frac{U^{3/2} \cdot S}{d^2} = \frac{2.33 \cdot 10^{-6} \cdot U^{3/2} \cdot S}{(d_0 - vt)^2} \quad (6)$$

где $\varepsilon_0 = 8.85 \times 10^{12}$ Ф/м; U – напряжение, приложенное к диоду; d_0 – начальный зазор анод–катод, m_e – масса электрона; e – заряд электрона, S – рабочая площадь диода, v – скорость расширения плазмы.

При плоском одномерном потоке, ограниченном пространственным зарядом, ток пучка находится в предположении, что доминирующим является движение электронов вдоль силовых линий электрического поля. Это предположение эквивалентно требованию малости сил, действующих на электроны пучка со стороны собственного магнитного поля пучка и со стороны внешнего магнитного поля [15].

В течение первого импульса напряжения электроны, эмитированные из плазмы, движутся по направлению к заземленному электроду (аноду), который заземлен с одного конца, и далее по аноду к точке заземления. На рисунке 46 показана схема диода и траектории движения электронов.

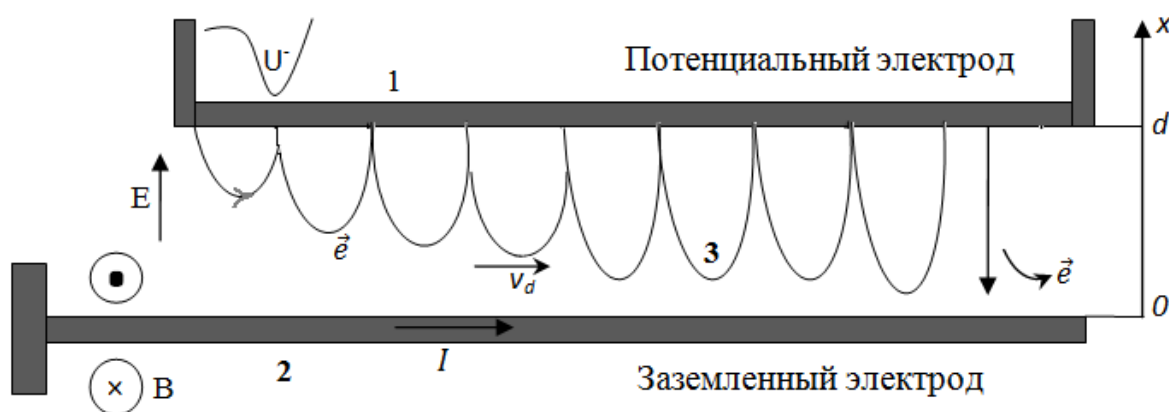


Рисунок 46 – Схема движения электронов в полосковом диоде на первом импульсе: 1 – потенциальный электрод, 2 – заземленный электрод, 3 – поток электронов в зазоре.

Ток, протекающий по заземленному электроду, создает магнитное поле, силовые линии которого в А-К зазоре перпендикулярны направлению электрического поля. По мере увеличения тока по заземленному электроду, под действием силы Лоренца в скрещенных электрическом и магнитном полях в зазоре электроны изменяют траекторию, поворачивая по направлению к свободному (незаземленному) концу анода. При достижении суммарного

тока по заземленному электроду некоторого критического значения I_{crit} (для данного зазора и приложенного напряжения), происходит отсечка электронов от заземленного электрода на данном участке. В результате последовательной самоизоляции электронного потока электроны вынуждены дрейфовать в направлении от точки заземления к свободному концу электрода, где при нарушении условий магнитной самоизоляции срываются на заземленный электрод.

Величина критического (паропотенциального) тока для данного типа диодов выражается соотношением [70]:

$$I_{crit} = \frac{8500 \cdot \beta \cdot \gamma \cdot b}{6.28(d - vt)} \quad (7)$$

где b – ширина электрода (см), d - А-К зазор; β и γ определяются из выражений:

$$\beta = \left(1 - \frac{1}{\gamma^2}\right)^{0.5} \quad \gamma = 1 + \frac{U}{0.511}$$

где U – ускоряющее напряжение, приложенное к А-К зазору (в МВ).

Для более корректной оценки критического тока в диоде в знаменателе формулы (7) введена поправка $(d_0 - vt)$, учитывающая сокращение эффективного А-К зазора за счет расширения плазмы. При токах, меньших I_{crit} , поток в диоде будет одномерным и ламинарным. В этом случае применима формула Чайльда-Ленгмюра (6). При $I > I_{crit}$ приближение одномерного потока перестает работать. На рисунке 47 приведены результаты расчета критического тока в диоде в течение первого импульса.

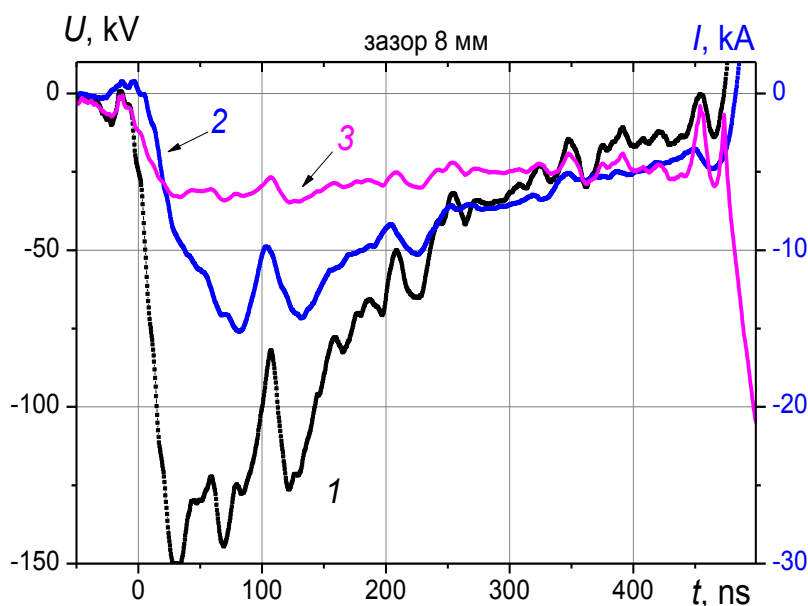


Рисунок 47 – Осциллограммы ускоряющего напряжения (1), полного тока в диоде (2) и изменение критического тока (3) в диоде в течение первого импульса.

Расчет критического тока выполнен по формуле (7) для ускоряющего напряжения, приведенного на рисунке 47 и скорости расширения плазмы равной 1.3 см/нс (см. раздел 3.1.3). Из рисунка 47 видно, что в течение 300-350 нс с момента приложения напряжения экспериментальное значение полного тока диода превышает расчетное значение критического тока. В течение этого времени электронный ток ограничивается магнитной самоизоляцией электронного потока ($I_{\text{эксп}} > I_{\text{crit}}$) и эмиссионной способностью катода (плазма сформирована не на всей поверхности). В дальнейшем, (350 нс $< t <$ 500 нс на рисунке 47) полный ток в диоде не превышает критическое значение, условия самоизоляции нарушаются и электронный ток достаточно хорошо описывается выражением (6), учитывая, что эмиссия электронов идет со всей площади, равной геометрической площади катода (100 см²). Необходимо отметить, что измеренный поясом Роговского полный ток диода соответствует току по заземленному электроду в точке заземления, где он максимальный. При однородной эмиссии электронов со всей площади катода ток по длине анода будет уменьшаться от максимального в точке заземления, до 0 у свободного конца диода. Поэтому величина тока в основной части диода в течение 350 нс $< t <$ 500 нс на рисунке 47 будет меньше I_{crit} .

При нарушении условий магнитной самоизоляции ($I_{\text{эксп}} < I_{\text{crit}}$, в течение 350 нс $< t <$ 500 нс) можно предположить, что поток электронов в диоде ограничивается только объемным зарядом (влияние магнитного поля, образованного током, меньшим I_{crit} , незначительно и электроны преимущественно движутся вдоль силовых линий электрического поля).

В режиме ограничения тока объемным зарядом импеданс диода можно рассчитать по соотношению:

$$R_{\text{расч}} = \frac{U}{I_e} = \frac{(d_0 - v \cdot t)^2}{2.33 \cdot 10^{-6} \cdot S \cdot U^{1/2}} \quad (8)$$

При расчете полного тока в диоде по соотношению (6) мы предположили, что эмиссия электронов идет со всей поверхности катода ($S=100$ см² в выражении (6)). На рисунке 48 приведена типичная осциллограмма напряжения, экспериментальные и расчетные значения импеданса диода.

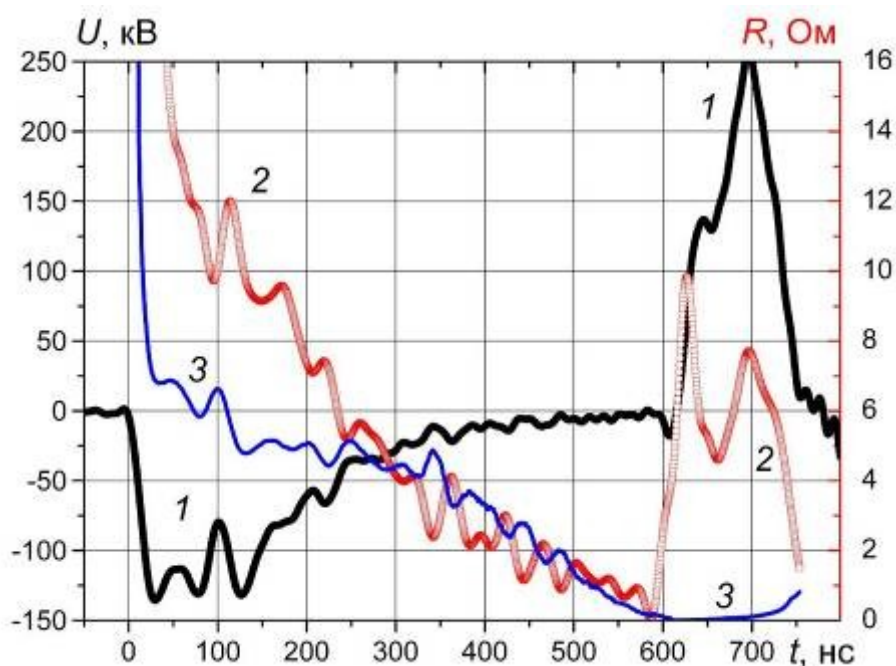


Рисунок 48 – Осциллограмма напряжения (1) и величина импеданса (2 – эксперимент, 3 – расчет) плоского диода с самоизоляцией, зазор 8 мм.

В течение первого (отрицательного) импульса напряжения можно выделить два режима работы диода: режим дискретной эмиссионной поверхности и режим ограничения объемным зарядом. С момента приложения напряжения к диоду до формирования сплошной плазменной поверхности на потенциальном электроде (режим дискретной эмиссионной поверхности, $0 < t < 250$ нс на рисунке 48) ток диода ограничивается эмиссионной способностью катода. Импеданс диода больше расчетных значений, полученных при условии неограниченной эмиссионной способности катода. Снижение импеданса диода при этом связано с увеличением площади эмиссионной поверхности на графитовом электроде, сокращением А-К зазора за счет движения взрывоэмиссионной плазмы к заземленному электроду и снижением магнитной самоизоляции электронного потока.

В дальнейшем, после заполнения поверхности потенциального электрода плазмой ($250 \text{ нс} < t < 600 \text{ нс}$), полный ток диода ограничивается только объемным зарядом электронов в А-К зазоре. Экспериментальные значения импеданса диода при этом хорошо описываются соотношением (8) при условии образования сплошного плазменного слоя на всей рабочей поверхности потенциального электрода (катода) и постоянной скорости расширения взрывоэмиссионной плазмы, равной 1.3 см/мкс.

Дополнительным подтверждением образования сплошного плазменного слоя на всей рабочей поверхности потенциального электрода являются данные исследования генерации МИП в плоском диоде с помощью тепловизионной диагностики. На рисунке 49 приведены результаты измерения распределения плотности энергии по сечению МИП в плоском полос-

ковом диоде при А-К зазоре 8 мм (начало диода) и 10 мм (конец диода). Мишень из латуни толщиной 100 мкм, расстояние от диода до мишени 40 мм.

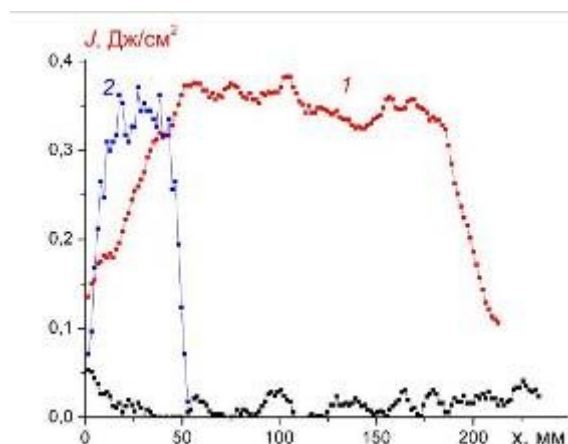
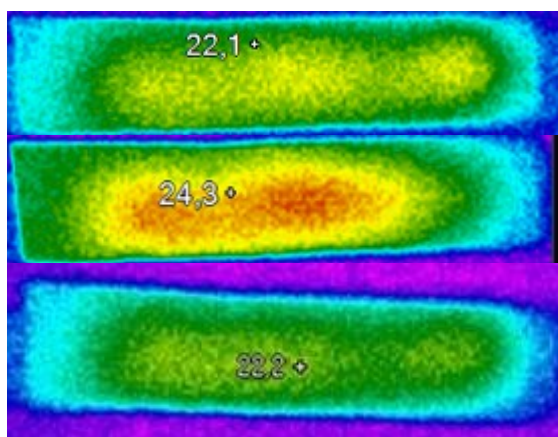


Рисунок 49 - Тепловые отпечатки МИП (три разных импульса) и распределение плотности энергии на мишени в продольном (1) и поперечном сечении (2).

Геометрические размеры термограммы соответствуют размерам диода.

Дополнительным подтверждением генерации МИП со всей рабочей поверхности ионного диода с магнитной самоизоляцией являются отпечатки МИП на латунной пластине, установленной непосредственно на заземленном электроде, см. рисунок 50.

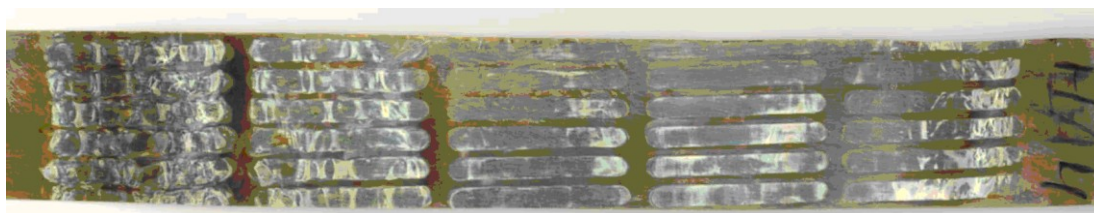


Рисунок 50 - Отпечаток МИП на мишени за катодной решеткой.

Так как генерация МИП из области анода, где отсутствует плазма, не происходит, наличие отпечатка МИП на всей поверхности мишени указывает на эффективное плазмообразование. При использовании зарядной индуктивности (до модернизации ускорителя ТЕМП-4М) плазма формировалась не на всей поверхности анода. На рисунке 51 приведены отпечатки МИП на медной пластине для фокусирующего диода [71].

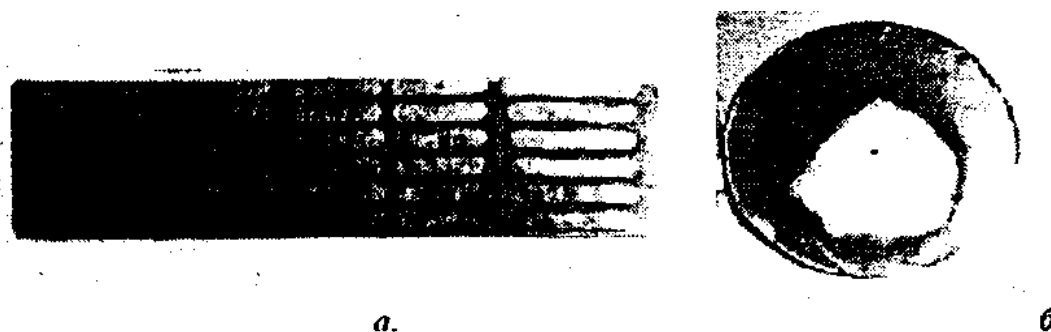


Рисунок 51 - Отпечатки МИП на мишени: непосредственно за катодной решеткой (а) в фокусе диода с геометрической фокусировкой (б).

На основе результатов трех независимых методик измерения - анализа ВАХ диода, тепловизионных измерений и анализа отпечатка МИП на мишени можно сделать вывод о том, что течение первого импульса напряжения на поверхности потенциального электрода (катода) в результате взрывной эмиссии электронов образуется сплошной плазменный слой.

3.1.2. Влияние анодной плазмы

Электронный поток ускоряется в вакууме электрическим полем приложенного к диоду напряжения и бомбардирует анод. При этом десорбируется газ, испаряется материал анода и образуется анодная плазма, расширяющаяся в сторону катода. Анодная плазма является источником ионов, которые ускоряются в сторону катода. Влияние анодной плазмы на работу диода проявляется, прежде всего, в сокращении анод-катодного зазора. В этом случае в расчетах по Ч-Л необходимо учитывать ее скорость расширения, тогда изменение эффективного зазора нужно рассчитывать по соотношению $d_0 - (v_a + v_k) \cdot t$, где v_a и v_k – скорость анодной и катодной плазмы соответственно. Экспериментально показано, что анодная плазма является основным фактором, ограничивающим длительность импульса электронного пучка с плотностью $0.1-1 \text{ А/см}^2$, формируемого диодом с взрывоэмиссионным катодом [72]. Кроме того, анодная плазма является источником положительно заряженных ионов, вытягиваемых электрическим полем диода. Появление ионного потока в диоде ведет к увеличению электронного тока диода в результате частичной нейтрализации объемного заряда электронов. Полный ток диода будет в этих условиях превышать в 1.86 раз определяемую соотношением Чайлда-Ленгмюра величину.

Известно, что воздействие пучка с энергией электронов 100–200 кэВ на поверхность анода приводит к десорбции газа с эффективностью 10 молекул на электрон [73]. При рабочем давлении в диодной камере 0.1-0.01 Па время образования одного монослоя газа на поверхности составляет 1 мс [67]. Время образования анодной плазмы можно оценить из соотношения [74]:

$$t_0 = \frac{e}{\gamma \cdot \sigma \cdot j} \sqrt{\frac{m_e}{m_i}}$$

где m_e и m_i - массы электрона и иона, e - заряд электрона, σ - сечение ионизации, γ - эффективность десорбции, j - плотность тока.

При токе (на первом импульсе) 5 кА, см. Рисунок 47, и площади катода 100 см^2 плотность тока составит 50 А/см^2 . Эффективность десорбции молекул в наших условиях равна 10, сечение ионизации молекул азота равно $3 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$ [74], отношение массы иона N^+ и электрона равно $2.5 \cdot 10^4$. Тогда время образования анодной плазмы превышает 500 нс. Поэтому в наших экспериментальных условиях биполярный поток в А-К зазоре в течение первого им-

пульса не реализуется. Это также подтверждает корректность расчетов полного электронного тока по соотношениям (6) и (8), в которых влияние анодной плазмы учтено не было.

3.1.3. Определение скорости разлета взрывоэмиссионной плазмы

При отсутствии магнитной самоизоляции электронов, при $I_{\text{эксп}} < I_{\text{crit}}$ ($350 \text{ нс} < t < 500 \text{ нс}$ на рисунке 47) можно предположить, что поток электронов в диоде ограничивается только объемным зарядом. Экспериментальные значения тока диода хорошо описываются соотношением (6). В этом режиме можно рассчитать скорость расширения взрывоэмиссионной плазмы [75]:

$$v(t) = \frac{1}{t} \left[d_0 - \sqrt{\frac{2.33 \cdot 10^{-6} \cdot S_0 \cdot U^{3/2}}{I_e}} \right]; \quad (9)$$

Результаты расчета скорости плазмы из ВАХ диода приведены на рисунке 52.

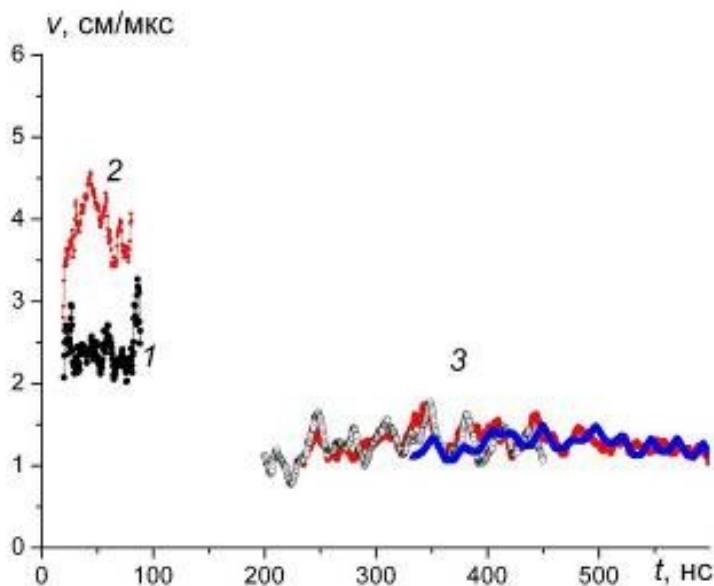


Рисунок 52 - Изменение скорости расширения взрывоэмиссионной плазмы при генерации пучка в электронном диоде с графитовым катодом (1) и медным катодом (2), в полосковом плоском и фокусирующем ионном диоде с графитовым анодом (3).

Экспериментально получено, что в диоде с магнитной самоизоляцией скорость расширения графитовой плазмы (поперек А-К зазора) значительно ниже скорости расширения плазмы в электронном диоде с графитовым взрывоэмиссионным катодом, равной 2-2.5 см/мкс [76, 77]. Это указывает на существенное влияние магнитного поля в зазоре на динамику расширения взрывоэмиссионной плазмы. При генерации МИП подавление расширения плазмы является полезным эффектом, снижающим вероятность перемыкания А-К зазора.

3.2. Влияние условий плазмообразования на стабильность параметров МИП в серии импульсов

Наиболее важными параметрами генератора пучка заряженных частиц, определяющими возможность его технологического применения, являются ресурс непрерывной работы и стабильность параметров МИП в серии импульсов. При формировании ионного пучка в диоде с магнитной самоизоляцией в двухимпульсном режиме второй (положительный) импульс напряжения является основным, в течение которого ионы вытягиваются из взрывоэмиссионной плазмы и ускоряются в А-К зазоре. Через прорези в заземленном электроде основная часть ионов проходит в область транспортировки МИП и регистрируется коллимированным цилиндром Фарадея. Все вышеперечисленные процессы плазмообразования и динамики разлета плазмы в диоде на первом импульсе влияют на параметры генерируемого на втором импульсе ионного пучка и рассмотрены более подробно в следующих разделах.

Выполненный анализ работ различных авторов [7, 78, 79, 80] показал, что стабильность плотности тока МИП в серии импульсов и ресурс диода во многом определяются процессами плазмообразования на поверхности анода. Подробный анализ литературных данных по стабильности генерации МИП в различных диодных системах представлен в нашей работе [81].

В работе [82] приведены результаты исследования стабильности генерации МИП в диоде с внешней магнитной изоляцией, с диэлектрическим анодом на ускорителе ТЕМП-6. Параметры пучка: энергия ионов 300-350 кэВ, длительность импульса на полувысоте 80 нс, плотность тока 100-300 А/см². Поверхность анода, выполненного из нержавеющей стали, покрыта слоем перфорированного полиэтилена. В используемой конструкции диода удалось уменьшить девиацию плотности тока до 20%. Состав пучка с полиэтиленовым покрытием на аноде: 70% H⁺ + 30% C⁺. Срок службы анода не превышал 1000 импульсов. На рисунке 53 приведены результаты исследования изменения амплитуды импульса напряжения на диоде и плотности ионного тока в серии 750 импульсов.

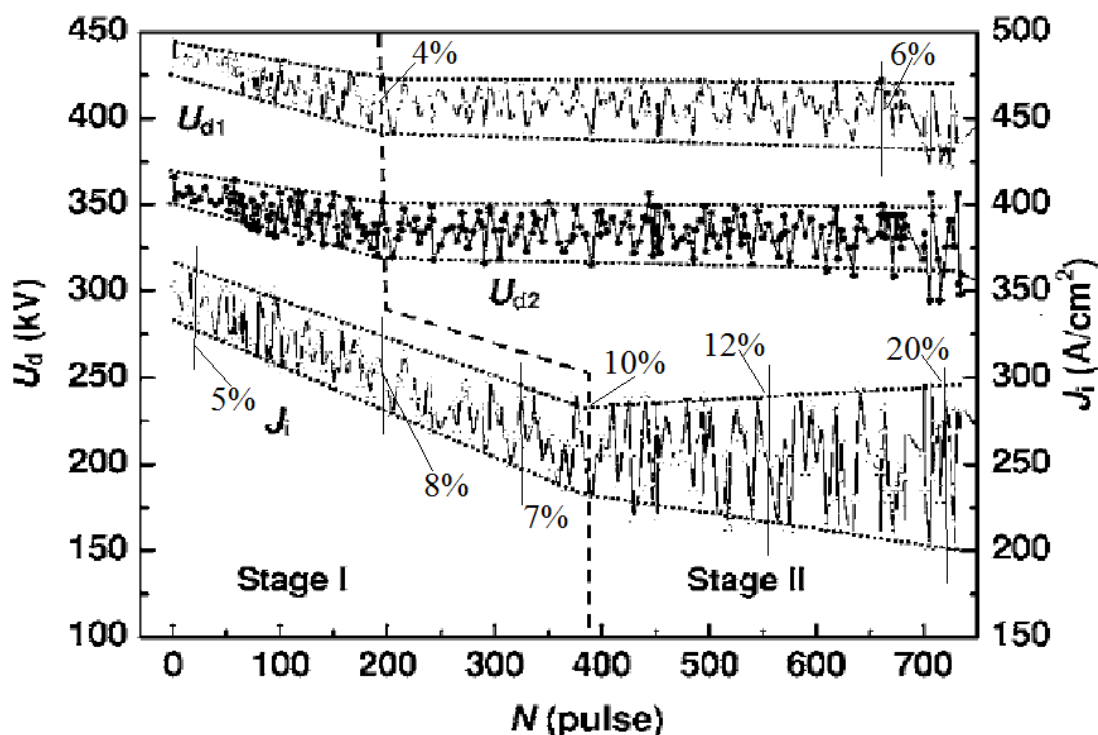


Рисунок 53 – Изменение амплитуды импульса плотности ионного тока и напряжения при работе ускорителя ТЕМП-6 в серии импульсов [82].

Авторы выделяют 2 стадии изменения параметров МИП. В течение первой стадии происходит спад амплитуды импульсов плотности ионного тока и ускоряющего напряжения при стандартном отклонении 15-20% в серии 200 импульсов. Нестабильность ускоряющего напряжения в серии импульсов составляла 4-6%. На второй стадии флуктуация значений плотности ионного тока увеличилась до 25%. Снижение стабильности плотности ионного тока авторы связывают с формированием большого количества продуктов пробоя поверхности диэлектрика: низкомолекулярных полимеров, которые обладают различными свойствами при электрическом пробое. Эффективность генерации плазмы меньше для областей с высокой концентрацией продуктов пробоя, что увеличивает флуктуации в плотности плазмы от импульса импульсу и влияет на параметры ионного пучка.

Использование процесса взрывной эмиссии электронов и графита в качестве материала катода в ускорителе ТЕМП-4М позволяет сформировать на всей рабочей поверхности потенциального электрода слой плазмы (см. раздел 3.1.1). Кроме этого, опыт эксплуатации диода с графитовым катодом в течении 15 лет, а также некоторые литературные данные [15] показывают, что графитовые катоды являются одними из наиболее «долгоживущих»; ресурс работы диода превышает 10^7 импульсов. Тем не менее, даже у графитовых катодов наблюдается деградация эмиссионных свойств в процессе работы, и ресурс их работы в режиме взрывной эмиссии ограничен [15]. Результатом многолетних исследований стало признание важной роли неметаллических включений в материал катода и наличие на его поверхности

масляных пятен, продуктов крекинга углеводородов или иных диэлектрических пленок. Эмиссионные свойства новых металлических катодов определяются главным образом «загрязнениями» (масляные пленки, абсорбированные газы и др.), имеющимися на поверхности новых катодов. Наличие на поверхности катода слоя адсорбированных молекул, характерного для условий технического вакуума, получаемого с помощью стандартной схемы откачки с использованием механических и масляных диффузионных насосов, облегчает начало взрывной эмиссии и поддерживает эмиссионную способность катода. С точки зрения сохранения эмиссионных свойств, графитовые катоды являются самими лучшими благодаря хорошей абсорбционной способности пористой поверхности.

В следующих разделах приведены результаты статистических исследований влияния условий плазмообразования на стабильность плотности тока ионного пучка в серии импульсов. Однородность параметров плазмы на поверхности катода и, следовательно, эмиссионная способность зависит не только от материала катода и состояния поверхности, но и, в значительной степени, от амплитуды импульса ускоряющего напряжения, длительности импульса и крутизны фронта. Поэтому, на первом этапе исследований, выполнен анализ стабильности выходных параметров ДФЛ (ускоряющее напряжение, ток, длительность импульса) при работе ускорителя на согласованную резистивную нагрузку (4.7 Ом) и при работе на диод с магнитной самоизоляцией электронов, для двух режимов работы ДФЛ - с зарядной индуктивностью и без нее. Анализ выполнен по сериям измерений по 50 импульсов в каждой серии. Интервал между импульсами 10 секунд, интервал между сериями 5-10 минут.

3.2.1. Работа ускорителя без зарядной индуктивности на согласованную нагрузку

В исходном варианте генератор сдвоенных биполярных импульсов, разработанный авторами работы [14] и впервые используемый для генерации МИП диодом со взрывоэмиссионным катодом, содержал зарядную индуктивность, соединяющую электроды внутренней линии ДФЛ и корпуса, которая обеспечивала зарядку внутренней линии ДФЛ после пробоя предразрядника (см. главу 2). Как уже было описано в главе 2, в модернизированном варианте ускорителя ТЕМП-4М зарядная индуктивность отсутствует. Характерные осциллограммы ускоряющего напряжения и тока для режима работы ускорителя с зарядной индуктивностью приведены на рисунке 25.

На первом этапе исследований мы провели анализ стабильности работы ускорителя без зарядной индуктивности на согласованную нагрузку. На рисунках 54 - 56 приведены результаты статистической обработки результатов измерений.

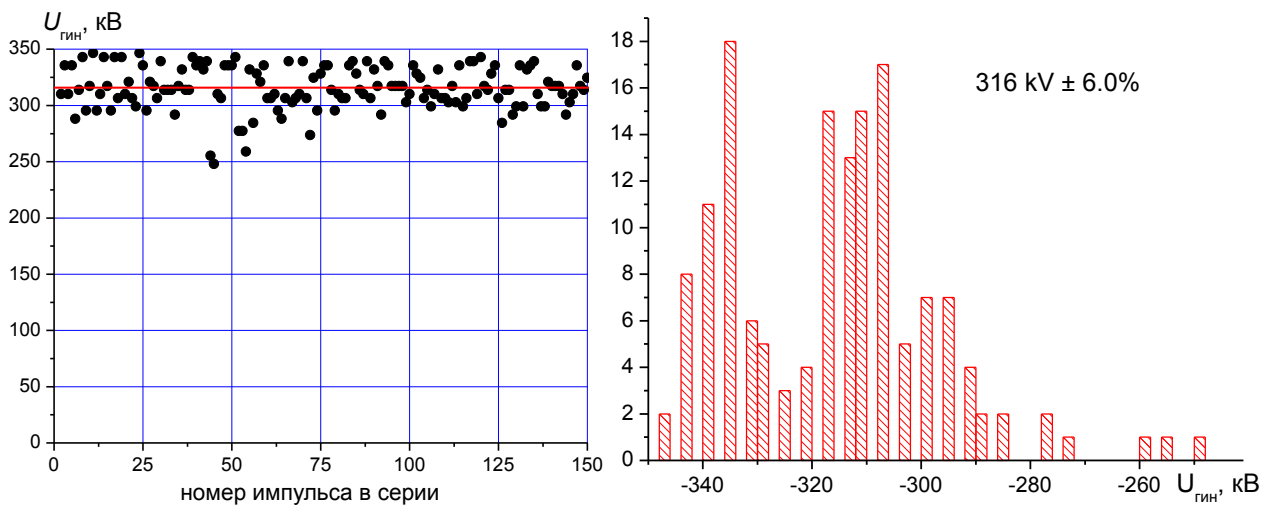


Рисунок 54 - Изменение амплитуды импульса напряжения на выходе ГИН и гистограмма значений в серии 150 импульсов.

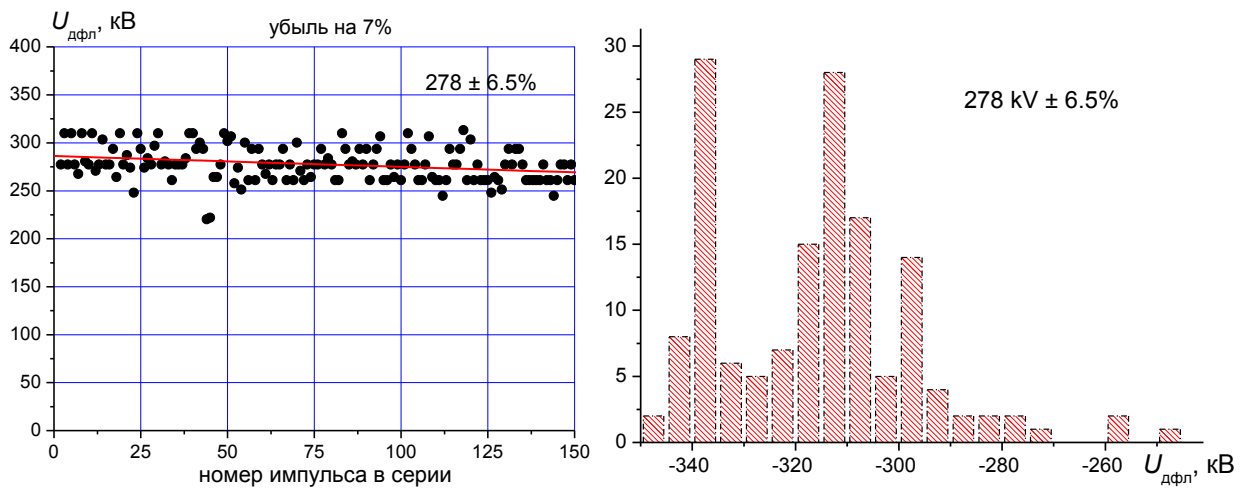


Рисунок 55 - Изменение амплитуды импульса напряжения на выходе ДФЛ и гистограмма значений в серии 150 импульсов.

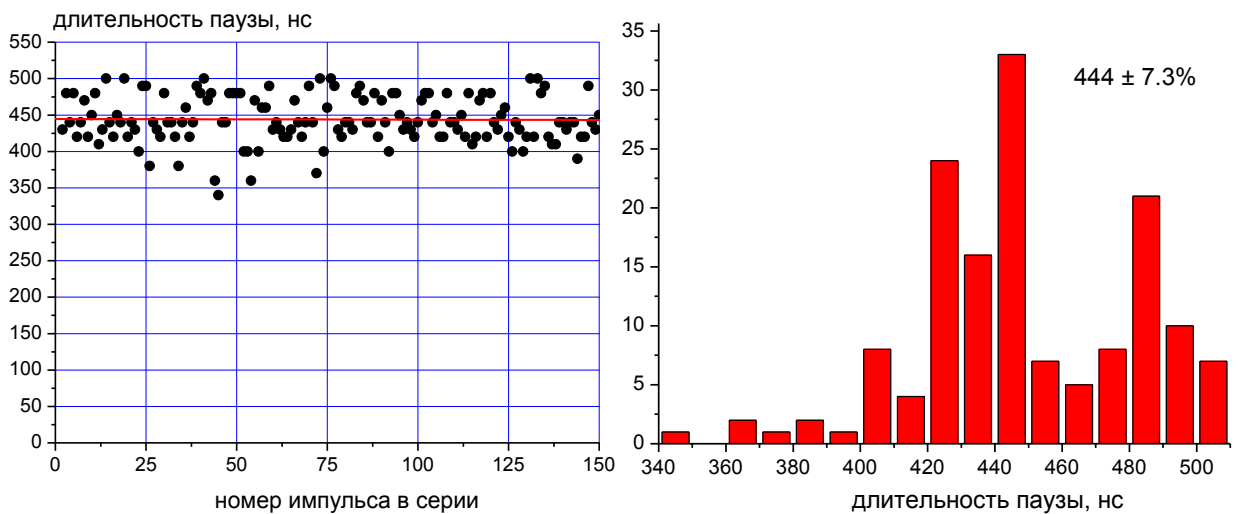


Рисунок 56 - Изменение длительности первого импульса и гистограмма значений в серии 150 импульсов.

Результаты статистической обработки представлены в таблице 4. Указано среднее значение параметра в серии и среднеквадратичное отклонение (СКО).

Таблица 4. Стабильность работы ускорителя ТЕМП-4М на согласованную нагрузку

Параметр	Серия 1	Серия 2	Серия 3	Среднее и СКО
Напряжение на выходе ГИНа	318 кВ±7%	313 кВ±6%	316 кВ±5%	316 кВ ± 6%
Напряжение на выходе ДФЛ	284 кВ±7%	277 кВ±5%	272 кВ±6%	278 кВ ± 6.5%
Длительность первого импульса	445 нс±8%	443 нс±7%	443 нс±6%	444 нс ± 7.3%

Выполненные исследования показали высокую стабильность выходных параметров генератора наносекундных импульсов ускорителя ТЕМП-4М при его длительной непрерывной работе на согласованную нагрузку.

3.2.2. Работа ускорителя без зарядной индуктивности в режиме генерации МИП

Основная часть исследований выполнена при работе ускорителя ТЕМП-4М с плоским полосковым диодом размером 20 см×4 см. Потенциальный электрод изготовлен из графита, заземленный электрод – из нержавеющей стали с прорезями 0.4 см×5 см, прозрачность 60%. На рисунке 57 приведена схема измерений плотности тока МИП и характерные осциллограммы для режима работы ускорителя без зарядной индуктивности.

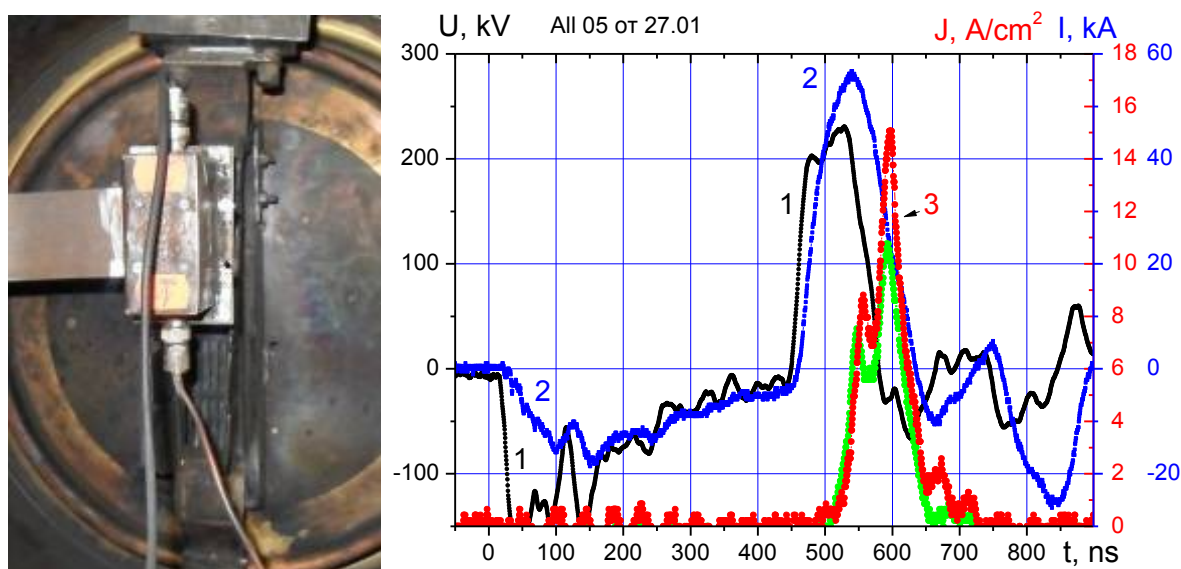


Рисунок 57 - Схема измерения плотности ионного тока и осциллограммы напряжения (1), полного тока в диоде (2) и плотности ионного тока с двухсекционного КЦФ (3).

Плотность ионного тока измеряли двухсекционным КЦФ. Расстояние до диода 10 см. На рисунке 58 и в таблице 5 приведены результаты статистической обработки измерений при работе ускорителя ТЕМП-4М с плоским диодом без зарядной индуктивности.

Таблица 5. Стабильность работы ускорителя ТЕМП-4М при генерации МИП

Параметры:	Серия 1	Серия 2	среднее СКО за 2 серии
Напряжение	232 кВ ± 6%	223 кВ ± 6%	6%
Ток	60 кА ± 9%	61 кА ± 11%	10%
Длительность первого импульса	454 нс ± 10%	458 нс ± 10%	10%
Плотность тока МИП 1	14 А/см ² ± 46%	9 А/см ² ± 29%	38%
Плотность тока МИП 2	22 А/см ² ± 37%	16 А/см ² ± 39%	

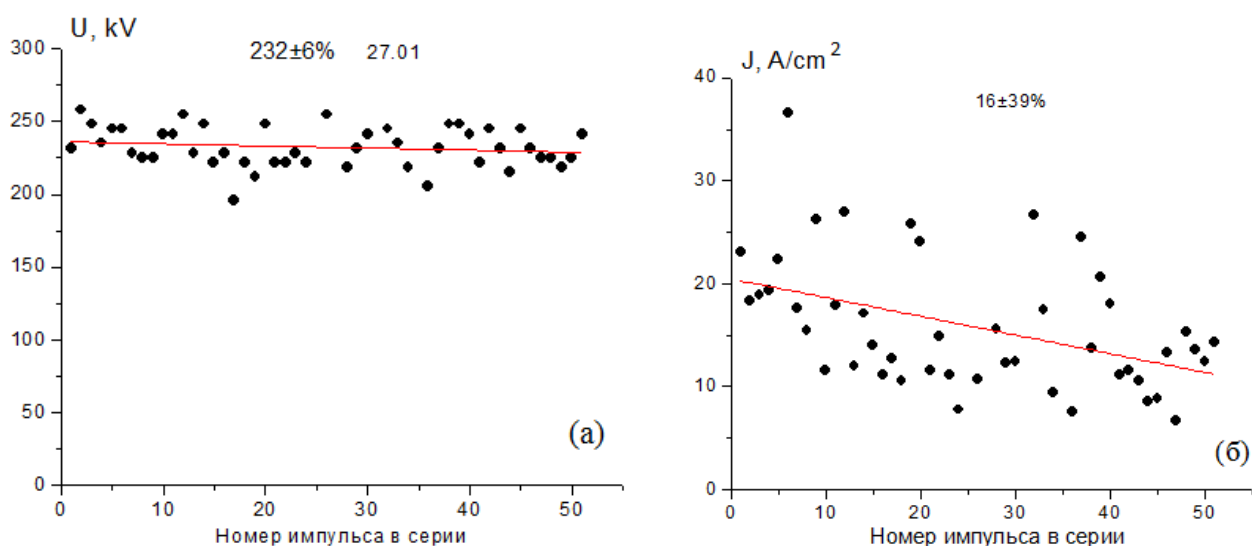


Рисунок 58 - Изменение амплитуды импульса ускоряющего напряжения (а) и амплитуды импульса плотности ионного тока (б) в серии 50 импульсов

Генератор наносекундных импульсов ускорителя ТЕМП-4М при работе на плоский диод с магнитной самоизоляции также обеспечивал высокую стабильность амплитуды импульса ускоряющего напряжения, длительности первого импульса и отсутствие их закономерного изменения в серии импульсов. Но генерация МИП идет очень нестабильно, СКО плотности ионного тока значительно превышает разброс параметров генератора наносекундных импульсов. Кроме этого, средняя амплитуда импульса плотности ионного тока закономерно уменьшается в серии 2×50 импульсов в 1.5-2 раза.

Возможная причина снижения амплитуды импульса плотности ионного тока с ростом номера импульса в серии – ухудшение эмиссионной способности катода за счет нагрева потенциального электрода. После серии 50 импульсов потенциальный электрод нагревается до 130-140°C. Если источником анодной плазмы является слой адсорбированных (в течение паузы между импульсами, равной 10 сек) молекул остаточного газа в диодной камере, то нагрев электрода ухудшает адсорбцию. В этом случае состав анодной плазмы может измениться. Если в составе остаточного газа присутствуют пары вакуумного масла, то с уменьшением слоя адсорбированных молекул C_nH_{2n} на поверхности графитового потенциального электро-

да уменьшается содержание протонов в МИП. Это приведет к уменьшению плотности ионного тока в А-К зазоре диода при ограничении плотности тока объемным зарядом.

В серии экспериментов с плоским полосковым диодом после пропитки его рабочей поверхности вакуумным маслом удалось уменьшить нестабильность плотности тока МИП с 29-46% (таблица 5) до 20-29%. На рисунке 59 и в таблице 6 приведены результаты статистической обработки результатов измерений.

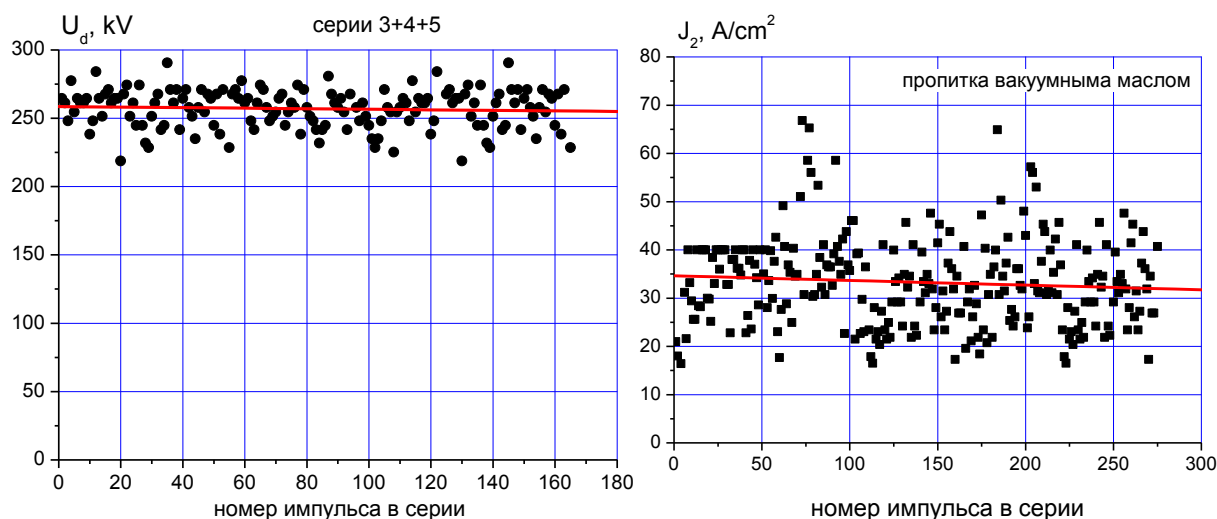


Рисунок 59 - Изменение амплитуды импульса ускоряющего напряжения (а) и амплитуды импульса плотности ионного тока (б) в серии импульсов после пропитки маслом графитового электрода

Таблица 6. Стабильность работы ускорителя ТЕМП-4М при генерации МИП (после пропитки маслом графитового электрода).

	Серия 1	Серия 2	Серия 3	Серия 4	Серия 5	среднее СКО за 5 серий
Напряжение, кВ	242 ±7%	241 ±5.4%	258±5.7%	255 ±5%	258±5.8%	5.8%
Длительность первого импульса, нс	457 ±9%	470 ±9%	453 ±11%	451±10%	440 ±13%	10%
Плотность тока МИП, А/см ²	34 ±20%	38 ±27%	30 ±27%	35 ±29%	29 ±29%	27%

Изменение условий плазмообразования (пропитка маслом графитового электрода) позволило повысить стабильность генерации МИП, закономерное снижение плотности ионного тока не наблюдалось. Среднее значение плотности тока за 300 импульсов оставалось постоянным, оно было больше, чем в случае без пропитки электрода маслом. Полученные результаты позволяют сделать вывод о том, что в наших экспериментальных условиях важную роль в плазмообразовании играет наличие на поверхности (и в порах) графитового электрода диэлектрических включений (капли масла). Усиление поля в местах контакта металла с ди-

электрическими включениями вызывает локальные электрические пробои (микроразряды), плазма которых является основным источником не только начальных токов, запускающих механизм взрывной эмиссии [15], но и поддерживает эмиссионную способность графитового электрода в серии импульсов, что позволяет увеличить воспроизводимость параметров пучка ионов от импульса в импульсу.

3.3 Исследование влияния однородности генерации плазмы на параметры МИП

3.3.1 Исследование полоскового планарного диода

В разделе 3.1.1 на основании трех независимых методик показано, что плазмообразование идет на всей площади потенциального электрода. Однако, исследования стабильности плотности ионного тока в серии импульсов показали, что для диодов с взрывоэмиссионным катодом характерна сравнительно невысокая стабильность параметров ионного пучка от импульса к импульсу. Это обусловлено рядом факторов. В первую очередь, нестабильность плотности ионного тока вызвана нестабильностью параметров катодной плазмы от импульса к импульсу, которая, в свою очередь, определяется чувствительностью параметров катодной плазмы к состоянию поверхности катода (наличию диэлектрических включений). Также неоднородностью параметров плазмы вдоль поверхности катода и изменению эффективного ускоряющего зазора по длине диода.

Для установления влияния наиболее важных факторов, влияющих на нестабильность генерации МИП в диоде с магнитной самоизоляцией, мы выполнили корреляционный анализ плотности ионного тока, формируемого одновременно в разных частях ионного диода. Мы измеряли плотность ионного тока двухсекционным КЦФ или двумя отдельными КЦФ, установленными на одинаковом расстоянии от плоского диода, но на удалении друг от друга. Схема измерения плотности тока двухсекционным КЦФ показана на рисунке 57. На рисунке 60 показаны корреляционные зависимости амплитуды плотности тока МИП, измеренных синхронно двумя КЦФ. На рисунке слева показаны данные, измеренные двумя отдельными КЦФ установленными на расстоянии 5 см друг от друга, а на рисунке справа – измерения двухсекционированным КЦФ.

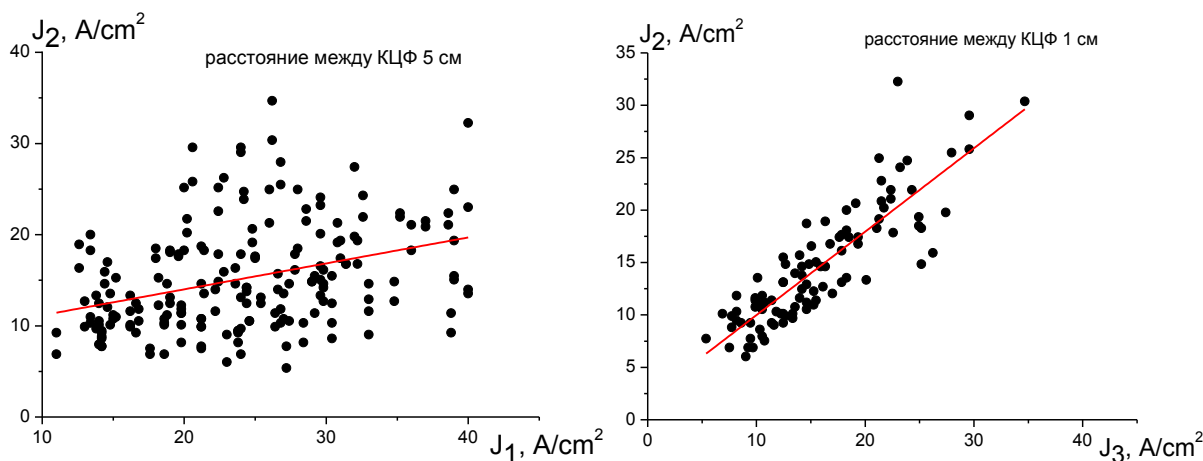


Рисунок 60 - Корреляционная зависимость между амплитудами плотности ионного тока с двух КЦФ при расстоянии между ними 5 см и 1 см

Для оценки силы корреляционной связи применялись стандартные подходы, используемые в корреляционном анализе [83]. Для выбора метода оценки силы взаимосвязи между исследуемыми параметрами, прежде всего необходимо визуально оценить форму статистической зависимости данных. На рисунке 60 видно, что огибающая корреляционного поля близка к форме эллипса, что позволяет сделать предположение о линейной взаимосвязи двух исследуемых показателей (плотностей тока). Это позволяет применять метод Пирсона для оценки силы корреляционной связи между исследуемыми параметрами. Качественно сила корреляционной взаимосвязи может быть оценена по ширине корреляционного поля – чем меньше его ширина, тем сильнее зависимость. Для количественной оценки тесноты связи между переменными в программе Origin был определен коэффициент корреляции Пирсона и коэффициент детерминации, который определяет, насколько точно уравнение регрессии аппроксимирует реальные данные. В таблице 7 приведены данные корреляционного анализа синхронных измерений плотности ионного тока в плоском полосковом диоде с магнитной самоизоляцией.

Таблица 7. Корреляция плотности ионного тока по сечению пучка

Расстояние между КЦФ	Объем выборки	Коэффициент детерминации	Коэффициент корреляции Пирсона
8 см	275 импульсов	0.04	0.18
5 см	100 импульсов	0.12	0.36
1 см	110 импульсов	0.74	0.86
1 см	110 импульсов	0.49	0.70
1 см	100 импульсов	0.58	0.77

На основании результатов, приведенных в таблице 7, можно заключить, что генерация ионного тока в диоде с магнитной самоизоляцией и взрывоэмиссионным катодом идет несинхронно по сечению пучка. Коэффициент корреляции для плотности тока МИП в точ-

ках, удаленных друг от друга вдоль рабочей поверхности диода на расстояние более 5 см (при длине диода 20 см), не превышает 0.36, что указывает на слабую взаимосвязь между величинами плотностей тока в разных точках по длине диода. Это обусловлено совместным действием различных физических процессов, которые происходят в диоде в течении генерации МИП. Прежде всего, это влияние неоднородности параметров плазмы на поверхности потенциального электрода в различных точках по длине диода, которые могут меняться от импульса к импульсу. Также влияние дрейфующих вдоль зазора электронов и их срыв (при нарушении условий магнитной изоляции) на потенциальный электрод, что вносит изменения в объемный заряд ионов и как следствие плотность ионного тока. Все эти процессы имеют нестабильный характер от импульса к импульсу. Дополнительные исследования корреляции плотности ионного тока в точках на расстоянии 1 см друг от друга при перемещении двухсекционного КЦФ вдоль диода показали, что коэффициент корреляции плотности тока МИП в точках, удаленных друг от друга на 1 см увеличивается от начала диода к его свободному концу (см. таблицу 8).

Таблица 8. Корреляция показаний плотности ионного тока с двухсекционного КЦФ

Расстояние от начала диода	3 см	8 см	13 см	15 см
Коэффициент Пирсона	0.74	0.70	0.77	0.87
Коэффициент детерминации R	0.54	0.49	0.58	0.74
Плотность ионного тока	19 А/см ² ±38%	23 А/см ² ±35%	22 А/см ² ±37%	24 А/см ² ±30%
Выборка	100 импульсов	100 импульсов	45 импульсов	100 импульсов

Увеличение среднего значения плотности ионного тока и силы корреляционной связи в двух близлежащих точках при перемещении двухсекционного КЦФ вдоль диода от начала к его свободному концу связано с дополнительным вкладом в плазмообразование электронов, при срыве их из области E×B дрейфа вдоль А-К зазора, и компенсацией объемного заряда ионов этими электронами. В течении генерации МИП электроны дрейфуют в направлении от начала диода (точки заземления) к свободному концу. Усиление плотности тока в конце диода, вызванное дополнительной компенсацией объемного заряда ионов за счет срыва электронов в конце области дрейфа, подробно рассмотрено в разделе 3.4.

3.3.2. Исследование полоскового фокусирующего диода

Для увеличения стабильности плотности ионного тока в серии импульсов можно МИП сфокусировать. В этом случае случайные флуктуации плотности ионного тока в разных частях диода будут частично компенсировать друг друга. Мы провели исследования

стабильности генерации МИП в фокусирующем полосковом диоде с магнитной самоизоляцией. На рисунке 61 приведена схема измерений плотности тока МИП и характерные осциллограммы при работе ускорителя с фокусирующим диодом.

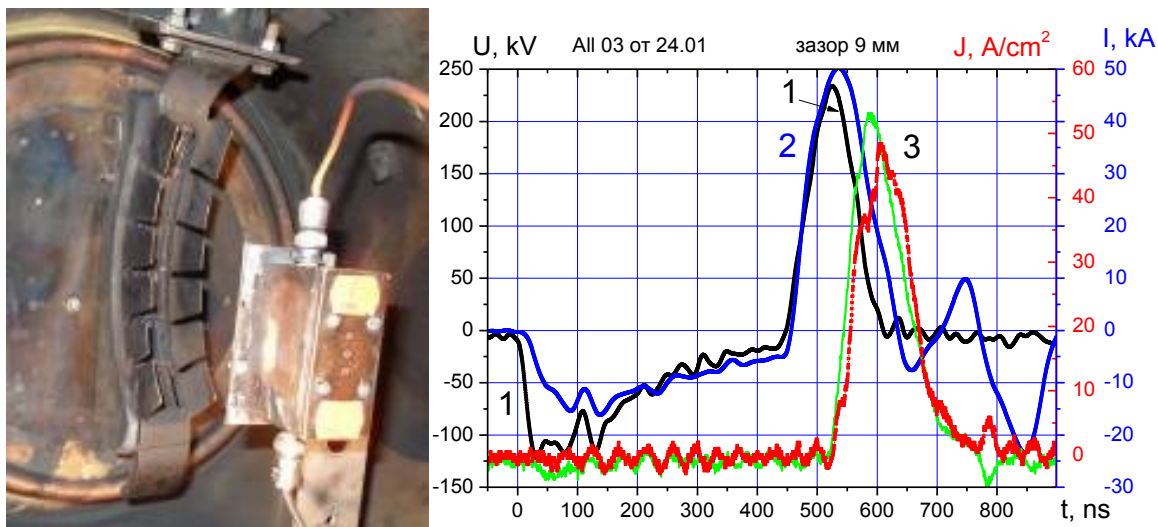


Рисунок 61 - Схема измерения и осциллограммы ускоряющего напряжения (1), полного тока в плоском диоде (2) и плотности ионного тока с двухсекционного КЦФ (3). Расстояние до КЦФ 15 см.

Результаты статистической обработки показаны на рисунке 62 и сведены в таблицу 9.

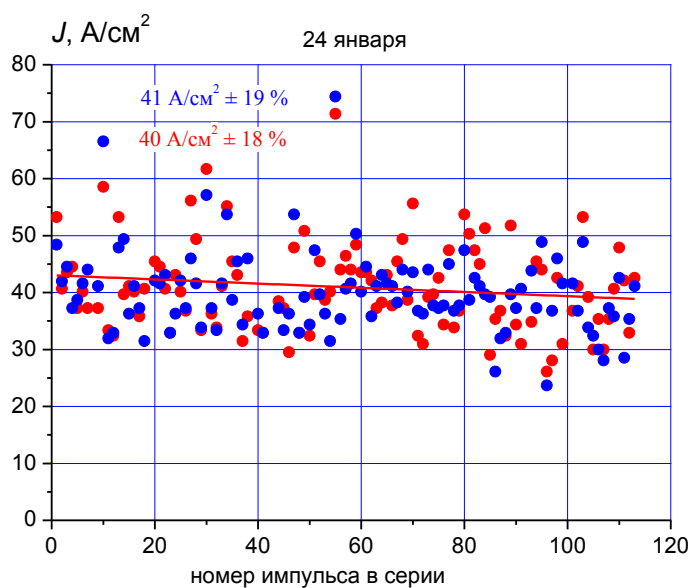


Рисунок 62 - Изменение амплитуды импульса плотности ионного тока и гистограмма значений в серии 5×50 импульсов.

Таблица 9. СКО параметров ускорителя при работе на фокусирующий диод и СКО плотности ионного тока

Параметр	Значение и СКО
Напряжение	264 кВ \pm 3%
Полный ток в диоде	53 кА \pm 4%
Длительность первого импульса	450 нс \pm 7%
Плотность тока МИП, КЦФ1	41 А/см ² \pm 19 %
Плотность тока МИП, КЦФ2	40 А/см ² \pm 18 %

Выполненные исследования показали, что фокусировка МИП, формируемого диодом с взрывоэмиссионным катодом в режиме магнитной самоизоляции, позволяет увеличить стабильность плотности ионного тока в серии импульсов за счет взаимной компенсации случайных флуктуаций плотности ионного тока в разных частях диода. Среднеквадратическое отклонение амплитуды импульса плотности ионного тока снизилось с 30-46% (для планарного диода) до 18 -20%.

3.4. Локальное усиление плотности МИП в диоде

Выполненные исследования показали, что для диодов с магнитной самоизоляцией характерна генерация МИП с локальной областью повышенной плотности энергии (плотности тока) в конце диода. Во всех исследованных конструкциях диодов с незамкнутым дрейфом электронов при малом изменении А-К зазора вдоль диода распределение плотности энергии по сечению неоднородно [84]. Для анализа распределения энергии МИП по сечению мы использовали тепловизионную методику, описанную в главе 2.

На рисунках 64 – 63 приведены данные для планарного полоскового и кольцевого диодов.

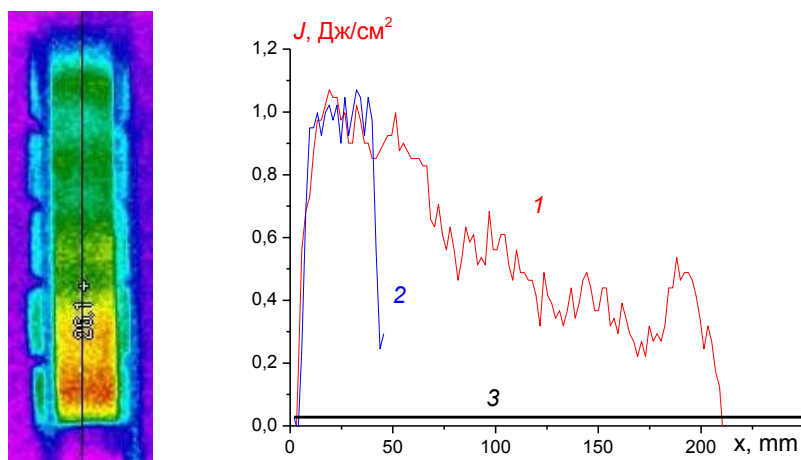


Рисунок 63 - Тепловое изображение и распределение плотности энергии МИП в продольном (1) и поперечном (2) сечении для планарного плоского диода. Линия 3 – расчетная плотность энергии

Если величина А-К зазора постоянна или слабо меняется по длине диода, то область локального нагрева всегда находится в конце диода (в незаземленной части).

Для плоского диода эта область наблюдалась в нижней, незаземленной части диода, где происходит сброс дрейфующих электронов из-за нарушения условий $E \times V$ дрейфа в конце диода.

Область локального усиления плотности ионного тока (плотности энергии МИП на мишени) характерна и для кольцевого диода (см. Рисунок 64) [47].

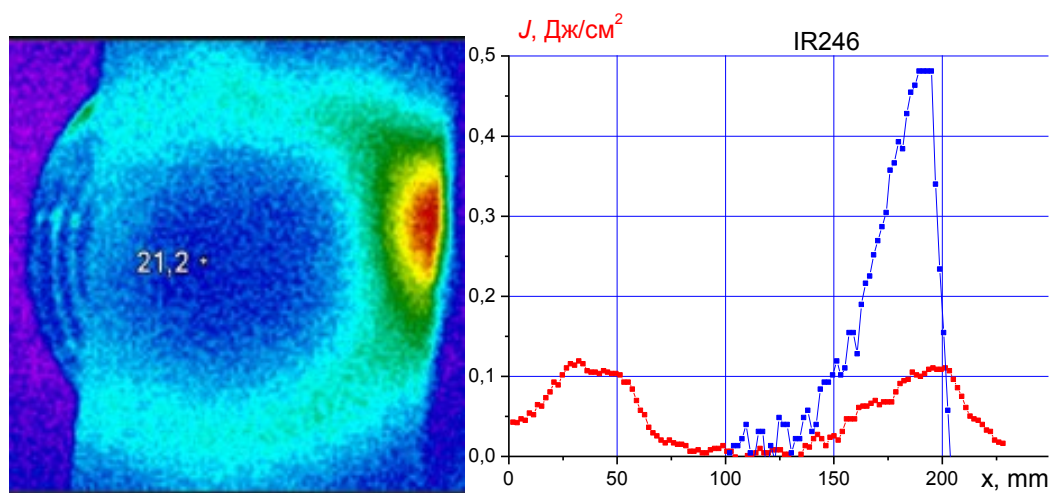


Рисунок 64 - Тепловое изображение и распределение плотности энергии МИП на выходе кольцевого диода. Точка заземления находится в верхней части диода

Дополнительным подтверждением увеличения плотности энергии МИП в конце диода являются результаты одновременной регистрации плотности ионного тока двумя коллимированными цилиндрами Фарадея. На рисунке 65 приведены данные регистрации плотности ионного тока коллимированными цилиндрами Фарадея, синхронно измеряющими плотность тока МИП в области локального нагрева мишени и в начале плоского кольцевого диода.

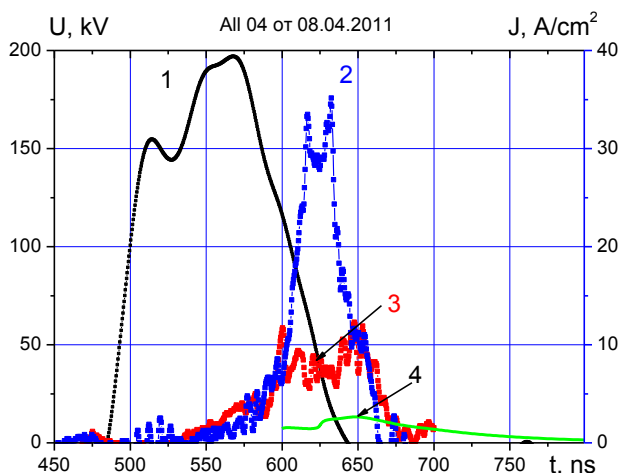


Рисунок 65 - Осциллограммы ускоряющего напряжения (1), плотности ионного тока в области локального нагрева (2) и в начале диода (3). Кривая 4 – расчетная плотность тока для ионов C^+ .

Начало диода находится в точке крепления заземленного электрода к корпусу камеры (см. рисунки 17 - 19). Аналогичные данные были получены для плоского полоскового диода [84].

В диоде с внешней магнитной изоляцией легко реализовать замкнутый дрейф электронов в течение всего импульса ускоряющего напряжения. В диоде с магнитной самоизоляцией замкнутый дрейф электронов организовать сложно, так как один конец заземленного электрода соединен с корпусом диодной камеры. Поэтому в диоде с магнитной самоизоляцией электроны дрейфуют в течение генерации ионного пучка к концу диода, где напряженность электрического поля снижается. Если магнитная индукция при этом постоянна или снижается медленнее, чем напряженность электрического поля, то в конце диода будет снижаться дрейфовая скорость электронов. Это в свою очередь вызывает накопление электронов в конце диода. За счет этого резко возрастает диффузия электронов из области дрейфа на анод, происходит локальная компенсация положительного заряда ионов в области пространственного заряда и значительное возрастание плотности ионного тока. Эффект локального усиления плотности ионного тока из-за нарушения равновесия дрейфа электронов в скрещенных полях хорошо известен в литературе и был экспериментально обнаружен в ряде работ с диодом с внешним магнитным полем планарной геометрии [85]. При увеличении А-К зазора в конце диода по сравнению с началом можно добиться более однородного распределение плотности энергии ионного пучка вдоль диода [86].

3.5. Выводы по главе 3

1. Выполнены комплексные исследования плазмообразования и генерации ионного тока в диоде с магнитной самоизоляцией в двухимпульсном режиме с анализом вольт-амперных характеристик диода, измерением плотности ионного тока с помощью коллимированного цилиндра Фарадея, измерением распределения плотности энергии МИП по сечению с помощью тепловизионной диагностики. Основные результаты исследований:

1.1. Сравнительный анализ ВАХ диода в течении первого импульса ($0 \text{ нс} < t < 500 \text{ нс}$) с расчетной величиной критического тока I_{crit} позволяет выделить два характерных режима работы диода в течении первого импульса:

- режим ограничения тока магнитной самоизоляцией ($I_d > I_{\text{crit}}$) и эмиссионной способностью катода (плазма сформирована не на всей поверхности). В этом режиме ток диода меньше предельного тока по Ч-Л ($I_d < I_e$).

- режим ограничения тока только объемным зарядом ($I_d < I_{\text{crit}}$). В этом режиме ток диода хорошо описывается соотношением Ч-Л.

1.2. На основе анализа ВАХ диода и тепловизионных измерений можно сделать вывод о том, что течение первого импульса напряжения на поверхности потенциального электрода (катода) образуется сплошной плазменный слой.

1.3. Экспериментально получено, что в диоде с магнитной изоляцией скорость расширения графитовой плазмы (поперек А-К зазора) составляет 1.3 ± 0.1 см/мкс, значительно ниже скорости расширения плазмы в электронном диоде с графитовым катодом, равной 2-2.5 см/мкс. Это указывает на существенное влияние магнитного поля в зазоре на динамику расширения взрывоэмиссионной плазмы. При генерации МИП подавление расширения плазмы является полезным эффектом, снижающим вероятность перемикания А-К зазора.

2. Проведены статистические исследования влияния условий плазмообразования на стабильность плотности тока ионного пучка в серии импульсов. Основные результаты:

2.1. Статистический анализ работы ускорителя показал высокую стабильность выходных параметров ДФЛ (напряжение, ток, длительность импульса) при работе на согласованную нагрузку и на диод с самоизоляцией в обоих режимах – с зарядной индуктивностью и без нее. Нестабильность параметров ДФЛ не превышает 10% при длительной и непрерывной работе. Статистический анализ проведен на основе выборки 100-300 импульсов.

2.2. При высокой стабильности выходных параметров ДФЛ для диодов с взрывоэмиссионным графитовым катодом характерна низкая воспроизводимость плотности тока выведенного ионного пучка в серии импульсов. Для планарного полоскового диода стандартная девиация плотности ионного тока в серии из 300 импульсов достигает 35-45% и наблюдается закономерное уменьшение амплитуды плотности тока с ростом числа импульсов.

2.3. В диоде с графитовым взрывоэмиссионным катодом важную роль в плазмообразовании играет наличие на поверхности (и в порах) графитового электрода диэлектрических включений (капли масла). Изменение условий плазмообразования (пропитка маслом графитового электрода) позволило повысить стабильность генерации МИП (разброс значений плотности тока уменьшился с 29-46% до 20-29%), закономерное снижение плотности ионного тока не наблюдалось. Среднее значение плотности тока за 300 импульсов оставалось постоянным и было больше, чем в случае без пропитки электрода маслом.

3. Для установления влияния неоднородности параметров плазмы по длине А-К зазора на стабильность параметров МИП от импульсов к импульсу был выполнен корреляционный анализ плотности ионного тока, формируемого одновременно в разных частях ионного диода. Основные результаты:

3.1. Результаты корреляционного анализа плотности тока показали слабую взаимосвязь между величинами плотностей тока в разных точках по длине диода. Это означает, что генерация ионного тока в диоде с магнитной самоизоляцией и взрывоэмиссионным катодом

идет несинхронно по сечению пучка. Возможной причиной является влияние неоднородности параметров плазмы на поверхности потенциального электрода в различных точках по длине диода. Также проявляется влияние дрейфующих вдоль зазора электронов и их срыв (при нарушении условий магнитной изоляции) на потенциальный электрод, что вносит изменения в объемный заряд ионов и как следствие плотность ионного тока.

3.2. В условиях слабой взаимосвязи между величинами плотностей тока в различных точках по длине диода, характерной для исследуемого диода с взрывоэмиссионным катодом, способом повышения стабильности генерации МИП в серии импульсов является использование фокусирующей геометрии диода. Выполненные исследования показали, что фокусировка МИП позволяет увеличить стабильность плотности ионного тока в серии импульсов за счет взаимной компенсации случайных флуктуаций плотности ионного тока в разных частях диода. Среднеквадратическое отклонение амплитуды импульса плотности ионного тока снизилось с 30-46% (для планарного диода) до 18-20%.

4. Выполненный анализ работы ионных диодов с магнитной самоизоляцией показал, что во всех исследованных конструкциях диодов с незамкнутым дрейфом электронов при малом изменении А-К зазора вдоль диода распределение плотности энергии по сечению неоднородно. Для диодов планарной геометрии характерна генерация МИП с локальной областью повышенной плотности энергии в конце диода. Это связано со сбросом дрейфующих электронов в конце диода, что вызывает накопление объемного заряда электронов и, как следствие, локальную компенсацию положительного заряда ионов и значительное возрастание плотности ионного тока. При увеличении А-К зазора в конце диода по сравнению с началом можно добиться более однородного распределения плотности энергии ионного пучка вдоль диода.

ГЛАВА 4. ИССЛЕДОВАНИЕ ПОДАВЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОННОГО ТОКА В ИОННОМ ДИОДЕ С МАГНИТНОЙ САМОИЗОЛЯЦИЕЙ

Высокая эффективность генерации мощных ионных пучков обеспечивается в основном за счет подавления электронной компоненты биполярного потока в А-К промежутке диода. Величину электронной составляющей в полном токе диода можно снизить за счет превышения времени нахождения электронов в А-К зазоре над продолжительностью ускорения ионов. Литературный обзор показал, что снижение электронной компоненты полного тока диода в большинстве ионных диодов с магнитной самоизоляцией не превышает 2-2.5 раз (см. таблицу 1). В данной главе приведен анализ причин снижения электронного тока в исследуемых диодах с магнитной самоизоляцией.

4.1. Экспериментальное исследование подавления электронного тока

Для анализа основных процессов, обеспечивающих подавление электронной компоненты полного тока в диоде с магнитной самоизоляцией, были выполнены экспериментальные исследования при работе диода в двухимпульсном режиме, в одноимпульсном режиме, а также в режиме отсутствия магнитной самоизоляции.

4.1.1. Исследование работы диода в двухимпульсном режиме

При генерации МИП полный ток в диоде содержит электронную и ионную компоненты. На рисунке 66 приведены осциллограммы, характеризующие работу плоского диода в двухимпульсном режиме, и расчетные значения электронного тока для режима ограничения объемным зарядом.

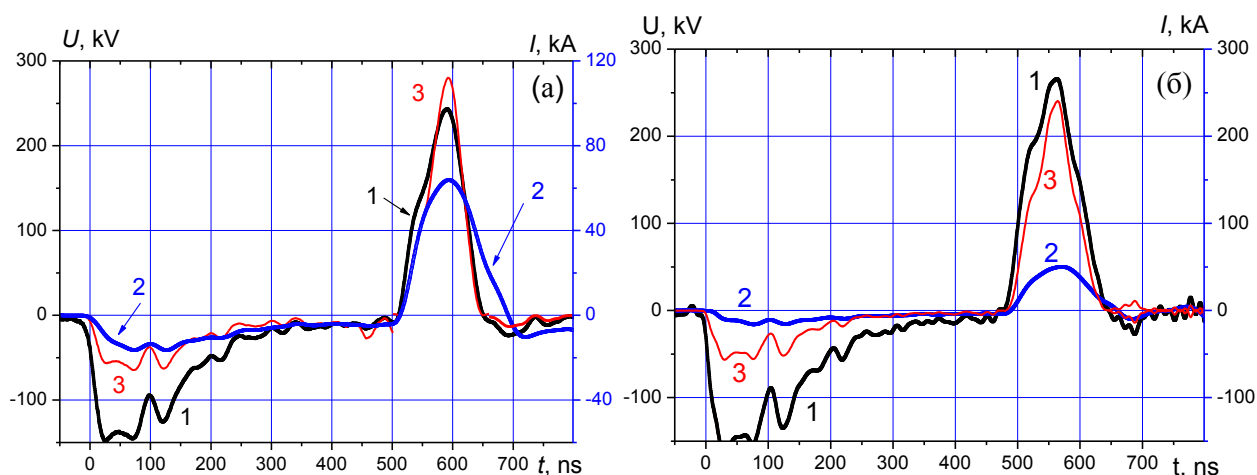


Рисунок 66 - Осциллограммы ускоряющего напряжения (1) и полного тока (2) в плоском (а) и кольцевом (б) диодах. Кривая 3 - расчетный ток электронов. Зазор 8 мм.

Расчет электронного тока в диоде выполнен по одномерному соотношению Чайлда - Ленгмюра с учетом сокращения А-К зазора при расширении плазменной эмиссионной поверхности:

$$I_{e1}(t) = \frac{4\varepsilon_0 \sqrt{2e}}{9\sqrt{m}} \cdot \frac{U^{3/2} \cdot S}{(d_0 - v \cdot t)^2}, \quad (10)$$

при скорости расширения плазмы 1.3 см/мкс.

При расчете электронного тока в диоде в течение второго импульса необходимо учитывать эффект плазменного сжатия [52] и частичную компенсацию объемного заряда электронов встречным потоком ионов:

$$I_{e2}(t) = \frac{2.33 \cdot 10^{-6} \cdot 1.86 \cdot U^{3/2} \cdot S}{[d_0 - v(t - t_0)]^2} \quad (11)$$

где t_0 – длительность первого импульса ($t_0 = 520$ нс на рисунке 66а)

Результаты анализа подавления электронного тока в диодах с магнитной самоизоляцией разной конструкции обобщены в таблице 10.

Таблица 10. Режим работы ионных диодов с магнитной самоизоляцией разной конструкции.

Конструкция диода	КПД (I_i/I_e)	CL	K2	K3
Плоский диод	5-6%	0.7%	1.5-2	7-9
Фокусирующий диод	8-9%	0.7%	1.5-2	11-13
Кольцевой диод	15-17%	0.7%	4-5	20-29
Конусный диод	15-17%	0.7%	4-5	20-29

CL – предельная эффективность генерации ионов C^+ по Ч-Л (без магнитной изоляции)

K2 – подавление электронного тока

K3 – эффективность генерации МИП по отношению к CL

Выполненные исследования показали, что в течение генерации МИП (второй импульс) происходит подавление электронной компоненты полного тока в 1.5-5 раз для диодов разной конструкции. Но при этом ионная компонента не превышает 10-15% полного тока диода, что ограничивает технологическое применение диода с магнитной самоизоляцией.

4.1.2. Исследование работы диода в одноимпульсном режиме

Эффект подавления электронного тока в ионном диоде с магнитной самоизоляцией удобно исследовать при работе ускорителя ТЕМП-4М в одноимпульсном режиме. В этом

случае заряд внутренней линии идет через зарядную индуктивность 5, установленную перед предварительным разрядником 4 в ДФЛ (см. рисунок 67).

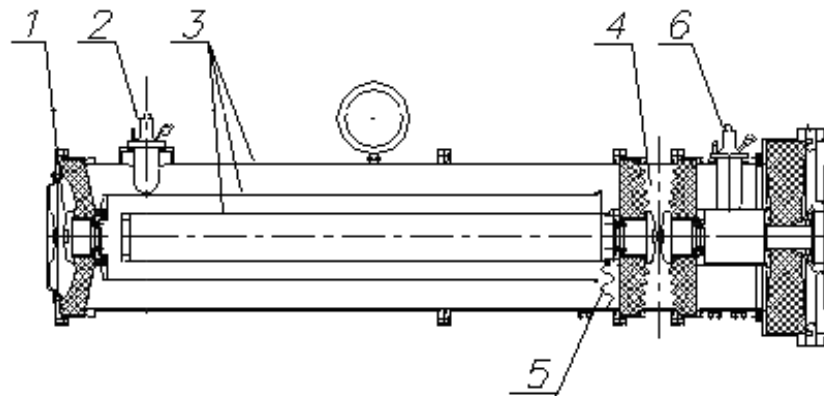


Рисунок 67 - Схема ДФЛ ускорителя ТЕМП-4М при работе в одноимпульсном режиме: 1 – основной разрядник, 2 – делитель напряжения ДФЛ, 3 – электроды ДФЛ, 4 – предварительный разрядник; 5 - зарядная индуктивность; 6 - делитель напряжения диодного узла.

Потенциал электрода внутренней линии близок к потенциалу корпуса ДФЛ и предварительный разрядник 4 срабатывает только после пробоя основного разрядника 1, предотвращая поступление напряжения на анод диода в течение зарядки ДФЛ. Поэтому к моменту прихода ускоряющего импульса положительной полярности на анод анодная плазма отсутствует и полный ток в диоде определяется только электронным током с катода. На рисунке 68 показаны характерные осциллограммы работы плоского полоскового диода в одноимпульсном режиме.

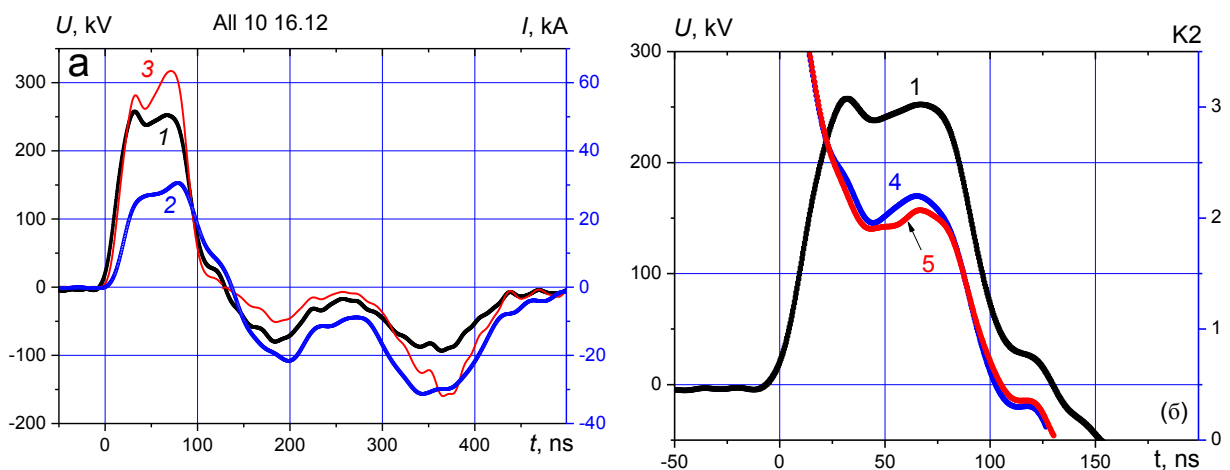


Рисунок 68 - Осциллограммы ускоряющего напряжения (1), полного тока в плоском диоде (2), расчетный ток электронов (3) (а). Отношение расчетного тока электронов к полному току в плоском диоде при зазоре 7 мм (4) и 6 мм (5) (б).

Расчет полного тока в диоде выполнен по соотношению (10) с учетом сокращения А-К зазора при расширении плазменной эмиссионной поверхности, но без учета частичной

компенсации объемного заряда электронов встречным потоком ионов. Выполненные исследования показали, что экспериментальные значения полного тока в 2-2.2 раза ниже расчетных.

4.1.3. Исследование работы диода без магнитной самоизоляции

Для оценки корректности расчета электронного тока по одномерному соотношению Ч-Л были выполнены исследования ВАХ диода при нарушении условий магнитной самоизоляции. Исследования были выполнены при заземлении катода в нескольких точках. В этом случае ток, протекающий по катоду на втором импульсе, течет в нескольких направлениях, соответствующих точкам заземления. Тока, протекающего на определенном участке по заземленному электроду, недостаточно, чтобы создать критическое магнитное поле и движение электронов в А-К зазоре можно считать одномерным. На рисунке 69 приведена фотография диодного узла и результаты измерения тока при заземлении катода в нескольких точках. Для сравнения на рисунке приведены результаты расчета предельного тока по соотношению (11).

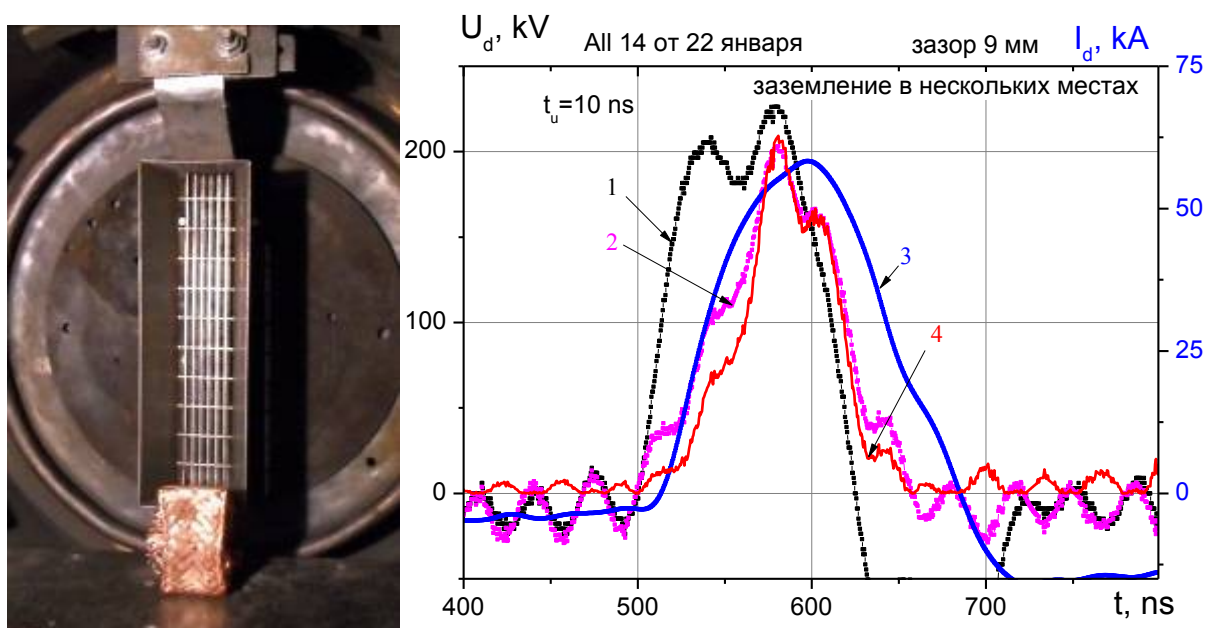


Рисунок 69 – Фотография полоскового диода и осциллограммы ускоряющего напряжения (1); скорректированного напряжения на зазоре (2) (с учетом индуктивного падения напряжения); полного тока диода (3) и расчетного тока по соотношению (6) Ч-Л (4) в режиме нарушения самоизоляции (заземление в нескольких точках).

На рисунке 70 приведены сводные данные соотношения полного тока диода (амплитуда импульса) и расчетного электронного тока.

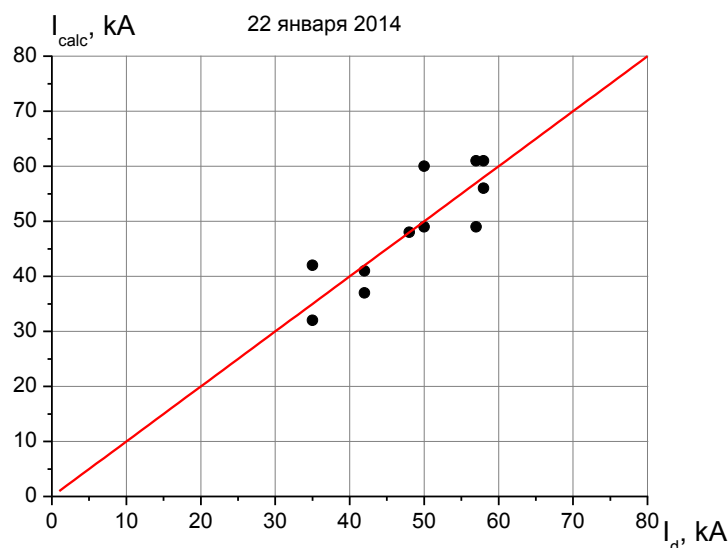


Рисунок 70 – Зависимость расчетного электронного тока от экспериментальных значений полного тока диода при заземлении катода в нескольких точках

Получено, что при нарушении условия магнитной самоизоляции экспериментальные значения тока в максимуме (где $LdI/dt=0$) хорошо согласуются с расчетными по соотношению (11). Это подтверждает корректность использования одномерного соотношения Ч-Л для расчета электронного тока в ионном диоде и оценки подавления электронной компоненты полного тока. Корректность использования одномерного соотношения Ч-Л для расчета полного тока в электронном диоде со взрывоэмиссионным катодом показана в нашей работе [87].

4.2. Математическое моделирование подавления электронного тока

Математическое моделирование позволяет представить более полную картину физических процессов, происходящих в ионном диоде с магнитной самоизоляцией и обеспечивающих подавление электронного тока. В данном разделе выполнено моделирование изменения магнитной индукции в А-К зазоре, критической индукции, времени дрейфа электронов и времени ускорения ионов.

4.2.1. Расчет магнитной индукции в А-К зазоре

Обязательным условием снижения электронной компоненты полного тока в ионном диоде с магнитной изоляцией является формирование магнитного поля в А-К зазоре с индукцией выше критической. Величина критического магнитного поля рассчитывается из условия равенства высоты трохойды дрейфующих электронов и А-К зазора диода: $\Delta = d$ [88]. Величина критического магнитного поля для исследуемого типа диодов и диапазона напряжений (без учета релятивистского фактора) равна [91, 93]:

$$B_{cr} = \frac{1}{d_0} \cdot \left[\frac{2m_e \cdot U}{e} \right]^{1/2}$$

При расчете критической магнитной индукции в диоде со взрывоэмиссионным катодом на втором импульсе необходимо учитывать сокращение А-К зазора (из-за расширения плазмы) и эффект плазменной эрозии [52] при изменении полярности ускоряющего напряжения. Тогда получим:

$$B_{cr2} = \frac{1}{d(t)} \cdot \left[\frac{2m_e \cdot U(t)}{e} \right]^{1/2} = \frac{3.37 \cdot 10^{-6} \sqrt{U}}{d_0 - v \cdot (t - t_0)}; \quad (12)$$

В отличие от диода с внешней магнитной изоляцией, в ионном диоде с магнитной самоизоляцией сложно измерить величину магнитной индукции, так как магнитное поле формируется только при работе диода, при приложении напряжения более 200 кВ. Поэтому расчет распределения магнитной индукции в А-К зазоре выполнен по программе ELCUT [89]. На рисунке 71 показано распределение магнитной индукции в поперечном сечении диода.

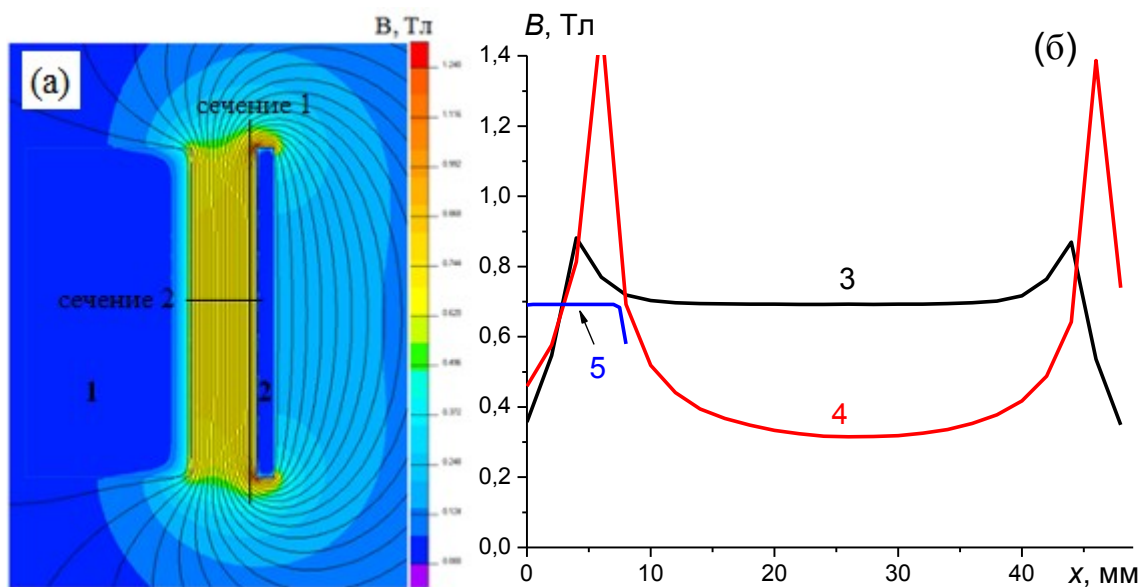


Рисунок 71 - Распределение магнитной индукции в поперечном сечении диода (а): 1 – потенциальный электрод, 2 – заземленный электрод. Изменение магнитной индукции в сечении 1 диода (б) с учетом (3) и без учета (4) демпфирования магнитного поля анодом. Кривая 5 – распределение магнитной индукции поперек А-К зазора в центре диода (сечение 2)

Расчет выполнен для бесконечно длинной проводящей пластинки с поперечным размером 40 мм×1 мм, ток 50 кА. Расчет выполнен с учетом демпфирования магнитного поля анодом. Материал анода – графит, частота переменного магнитного поля 2 МГц. Поверхности заземленного электрода соответствует $x = 0$ на кривой 5 рисунка 71. Величину магнитной индукции в А-К зазоре плоского полоскового диода в дальнейших расчетах определяли по соотношению $B(t) = 0.014 \cdot I(t)$, Тл, при токе в кА. Выполненное моделирова-

ние показало, что как и в диоде с внешней магнитной изоляцией, магнитная индукция однородна по поперечному сечению А-К зазора диода.

На рисунке 72 показано изменение индукции магнитного поля в А-К зазоре диода с магнитной самоизоляцией в течение генерации МИП и изменение критической магнитной индукции, расчет выполнен для данных рисунка 66 (а).

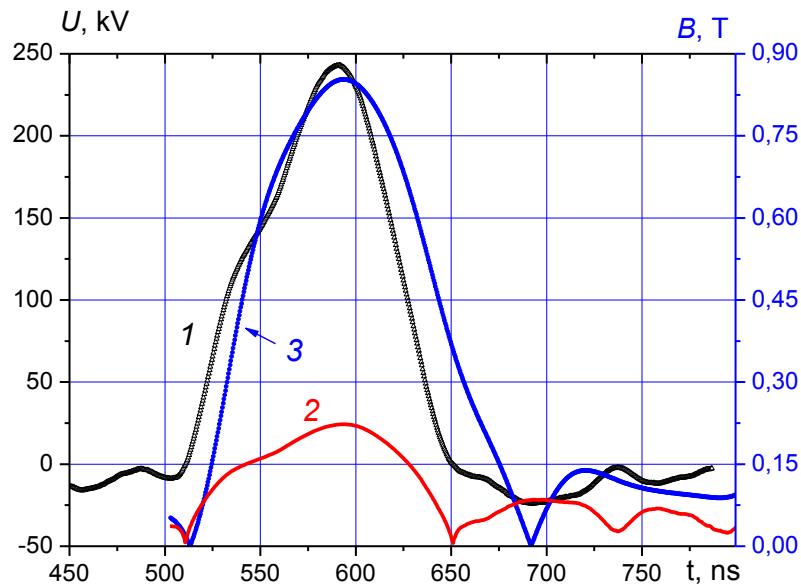


Рисунок 72 - Осциллограмма ускоряющего напряжения, второй импульс (1), критическая магнитная индукция (2) и магнитная индукция в А-К зазоре (3)

На рисунке 73 показано изменение соотношения магнитной индукции в А-К зазоре и $B_{\text{кр}}$ в течение генерации ионного пучка.

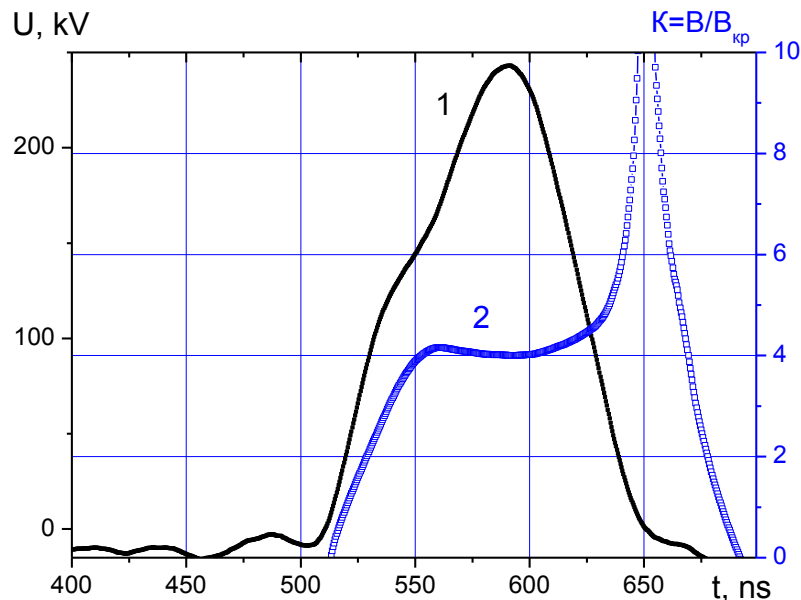


Рисунок 73 - Осциллограмма ускоряющего напряжения (1) и отношение магнитной индукции в А-К зазоре к критической магнитной индукции (2)

Диод с магнитной самоизоляцией обеспечивает стабилизацию условия магнитной изоляции электронов в течение более 90% времени генерации ионного пучка - соотношение магнитной индукции в А-К зазоре и критической магнитной индукции меняется незначительно.

4.2.2. Исследование изменения магнитной индукции вдоль диода

В предыдущем разделе расчет магнитной индукции выполнен по показаниям пояса Роговского, регистрирующего полный ток диодного узла. При отсутствии паразитных потерь тока в диодном узле и пренебрежении вкладом ионного тока, полный ток диода в течение генерации МИП соответствует току по заземленному электроду вблизи точки заземления. При однородной генерации электронного тока по всей площади заземленного электрода величина тока по длине диода (и соответственно индукция магнитного поля самоизоляции) будет уменьшаться от максимальной в точке заземления до 0 у свободного конца диода.

Магнитное поле в А-К зазоре может формироваться не только током электронов, которые движутся по заземленному электроду, но и током электронов, вышедших из металла, и движущихся в области дрейфа вдоль поверхности заземленного электрода. Для оценки вклада электронов, дрейфующих в А-К зазоре, в формирование магнитного поля, необходимо знать толщину слоя дрейфа. В разделе 4.3 приведен расчет высоты трохойды дрейфового движения электронов на втором импульсе. В наших экспериментальных условиях она не превышает 0.5 мм.

Электроны в заземленном электроде и в области дрейфа движутся в одном направлении - к свободному концу диода (см. рисунок 46). В этом случае магнитная индукция в рабочей части А-К зазора (между слоем взрывоэмиссионной плазмы на аноде и слоем дрейфующих электронов) равна сумме магнитной индукции поля, формируемого током по заземленному электроду и магнитной индукции поля, формируемого дрейфующими вдоль его поверхности электронами. Поэтому во всей рабочей области полоскового диода с магнитной самоизоляцией в течение генерации МИП величина индукции магнитного поля в А-К зазоре меняется незначительно и превышает критическую индукцию. Вклад слабозамагниченной части диода ($B < B_{кр}$) в полный ток мал.

Правильность выполненных расчетов подтверждают экспериментальные исследования с формированием дополнительного поперечного магнитного поля в А-К зазоре постоянными магнитами (0.1-0.15 Тл, встречно и параллельно магнитному полю самоизоляции) и при протекании дополнительного тока (5-7 кА, разная полярность) по полосковому заземленному электроду. Величина полного тока диода при этом не отличалась от данных, полученных без формирования дополнительного магнитного поля в зазоре [90].

4.2.3. Влияние индуктивности заземленного электрода

В предыдущем разделе расчет критической магнитной индукции выполнен при условии однородности величины ускоряющего напряжения вдоль диода, т.е. без учета падения напряжения на заземленном электроде. Заземленный электрод в диоде с магнитной самоизоляцией соединен с корпусом камеры только с одной стороны. Электроны движутся от точки заземления к области эмиссии в А-К зазор, вызывая падение напряжения вдоль электрода. Поэтому ускоряющее напряжение будет меняться по длине диода. Активное сопротивление области заземленного электрода, в которой перемещаются электроны, равно:

$$R = \frac{\rho \cdot l}{h \cdot t_s}, \text{ Ом}$$

где ρ – удельное сопротивление материала электрода (сталь $0.15 \text{ Ом} \cdot \text{мм}^2/\text{м}$), l - длина электрода, h - ширина заземленного электрода, t_s - толщина скин-слоя.

Для металлов толщину скин-слоя можно рассчитать по эмпирической формуле:

$$\Delta = 503 \sqrt{\frac{\rho}{f}}, \text{ м}$$

где ρ - удельное сопротивление, $\text{Ом} \cdot \text{мм}^2/\text{м}$, f – частота, Гц.

Для импульса тока положительной полярности длительность по основанию составляет 200 нс, что соответствует средней частоте $f = 2.5 \text{ МГц}$. Толщина скин-слоя в заземленном электроде, выполненном из нержавеющей стали, составляет 0.12 мм для тока с частотой 2.5 МГц. Для заземленного электрода из нержавеющей стали полное омическое сопротивление скин-слоя равно $3.7 \cdot 10^{-3} \text{ Ом}$ и при полном токе 50 кА падение напряжения составит 185 В. Поэтому основной вклад в падение напряжения на заземленном электроде будет вносить его индуктивность.

Для прямолинейного проводника прямоугольного сечения на высокой частоте индуктивность можно рассчитать по соотношению [41]:

$$L = \frac{\mu_0 \cdot l}{2\pi} \left(\ln \frac{4l}{\tilde{g}} - 1 \right), \text{ Гн}$$

где μ_0 – магнитная постоянная; l – длина проводника, м; \tilde{g} – справочная величина, значения которой зависят от соотношения размеров сторон поперечного сечения прямоугольника (b и c , $b < c$).

При расчете индуктивности заземленного электрода фокусирующего полоскового диода использовали $\tilde{g} = 0,0135$ [41, стр. 103], при $b=3 \text{ мм}$, $c=45 \text{ мм}$ и $l=25 \text{ см}$. Расчетная величина L составляет 135 нГн. При расчете индуктивности заземленного электрода не учитывалось влияние прорезей и индуктивность крепления полоска к корпусу. Результаты

экспериментального определения индуктивности заземленного электрода, выполненного при работе диода в режиме короткого замыкания, описаны в главе 2. Выполненные исследования показали, что индуктивность заземленного электрода полоскового фокусирующего диода равна 130 ± 5 нГн. Экспериментальные результаты хорошо согласуются с расчетными по формуле, это подтверждает корректность выполненных расчетов. Для полоскового диода плоской геометрии при длине полоска $l=20$ см, расчетная величина индуктивности составляет 98 нГн, экспериментальные значения - 100 ± 5 нГн.

На рисунке 74 приведены результаты расчета падения напряжения на индуктивности (98 нГн) заземленного электрода плоского полоскового диода (для данных Рисунок 66). Значительное изменение ускоряющего напряжения (по длине диода) из-за индуктивности заземленного электрода возможно на фронтах импульса ускоряющего напряжения. В течение основного времени генерации МИП изменение ускоряющего напряжения по длине диода не превышает 50-100 кВ.

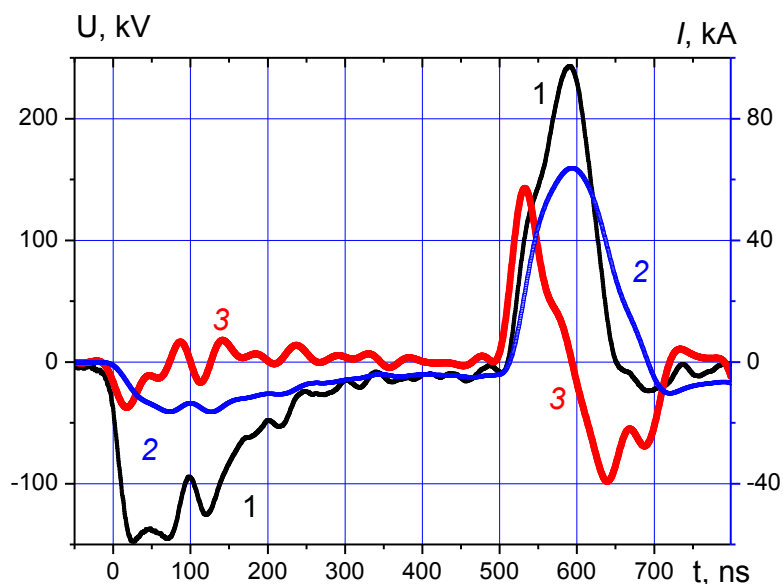


Рисунок 74 - Осциллограммы напряжения (1), полного тока (2) и падения напряжения на индуктивности заземленного электрода полоскового диода ($L = 98$ нГн) (3)

Изменение ускоряющего напряжения (по длине диода) из-за индуктивности заземленного электрода может привести к нарушению магнитной изоляции на фронтах импульса ускоряющего напряжения. Но необходимо отметить, что при расчете индуктивного падения напряжения (кривая 3 на рисунке 74) использовали максимальное значение тока в диоде, которое соответствует току в точке заземления, и максимальное значение индуктивности, соответствующее всей длине заземленного электрода. Ток по длине диода будет меняться от максимального (в точке крепления полоска к корпусу заземления) до нуля (в свободном конце диода). Поэтому приведенная на рисунке 74 величина падения напряжения на индуктивности больше реальных значений.

4.2.4. Расчет времени дрейфа электронов

Эффективность подавления электронной компоненты в диодах с магнитной изоляцией определяется соотношением времени нахождения электронов и ионов в А-К зазоре. Если в течение всего импульса ускоряющего напряжения электроны дрейфуют вдоль поверхности электрода диода (перпендикулярно линиям электрического поля), то энергия генератора наносекундных импульсов будет использована в основном для ускорения ионов. Но при высокой скорости дрейфа замагниченных электронов эффективность подавления электронного тока в диоде с магнитной самоизоляцией будет низкой.

Скорость дрейфа электронов в скрещенном электрическом и магнитном поле диода равна [91]:

$$v_{др}(t) = \frac{E}{B} = \frac{U(t)}{d \cdot B(t)}, \text{ м/с}$$

где E — напряжённость электрического поля, В/м, B — магнитная индукция, Тл.

При расчете скорости дрейфа электронов в диоде со взрывоэмиссионным катодом при генерации ионного пучка необходимо учитывать сокращение А-К зазора и эффект плазменного сжатия при изменении полярности ускоряющего напряжения. Тогда получим:

$$v_{др2}(t) = \frac{U(t)}{[d_0 - v(t - t_0)]B(t)}, \quad (13)$$

Для второго импульса расчет выполнен при условии одинаковой по длине диода магнитной индукции в зазоре. Величину магнитной индукции в А-К зазоре плоского полоскового диода определяли по соотношению $B(t) = 0.014 \cdot I(t)$, см. раздел 4.2.1. На рисунке 75 показано изменение скорости дрейфа электронов в А-К зазоре плоского диода. Расчет выполнен для данных рисунка 66 (а).

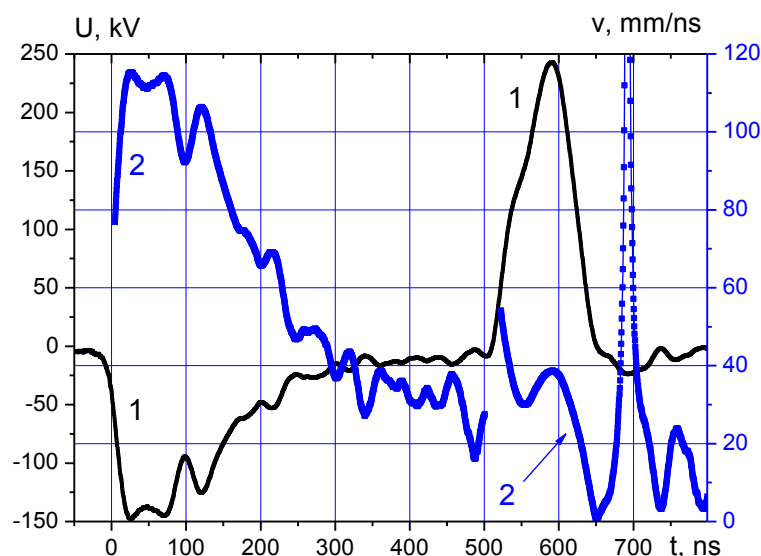


Рисунок 75 - Осциллограмма ускоряющего напряжения (1) и изменение дрейфовой скорости электронов (2)

На рисунке 76 показано изменение скорости дрейфа электронов в А-К зазоре для разных диодов с магнитной самоизоляцией.

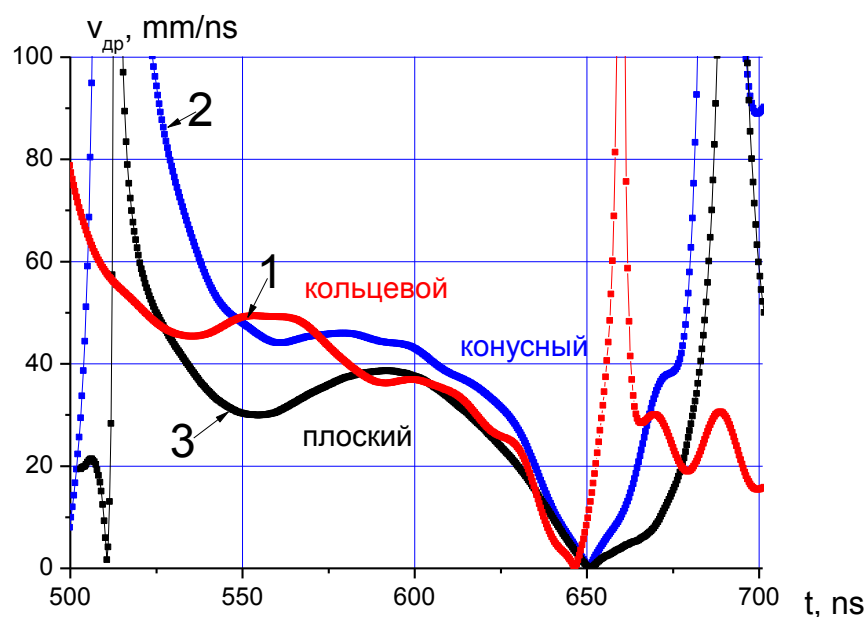


Рисунок 76 - Изменение скорости дрейфа электронов в А-К зазоре в течение генерации ионного пучка в кольцевом (1), конусном (2) и плоском полосковом (3) диоде с магнитной самоизоляцией.

В диоде с внешней магнитной изоляцией при напряжении 300 кВ, зазоре 5 мм и индукции 0.8 Тл средняя скорость дрейфового движения составила 70 мм/нс [92].

При расчетах среднего времени дрейфа электронов использовали усредненную длину области дрейфа, равную половине длины заземленного электрода. Расчет выполнен по соотношению:

$$\tau_e = \frac{L}{2v_{др}(t)} = \frac{L \cdot B(t)}{2E(t)} = \frac{L \cdot d(t) \cdot B(t)}{2U(t)} = \frac{L \cdot [d_0 - v(t - t_0)] B(t)}{2U(t)} ; \quad (14)$$

где L – длина заземленного электрода.

4.2.5. Расчет времени ускорения ионов

Ионы в А-К зазоре под действием электрического поля движутся с постоянным ускорением. Их скорость при этом равна:

$$v(t) = v_0 + at$$

где a – ускорение в электрическом поле.

При $v_0 \ll v_{max}$ скорость ионов после прохождения зазора равна

$$v_{max} = a \cdot \tau_{ion},$$

где τ_{ion} – время пребывания иона в ускоряющем зазоре диода.

Сила Кулона, действующая на ион со стороны электрического поля, равна:

$$F = E \cdot z = \frac{U(t) \cdot z}{d(t)}$$

Кинетическая энергия иона после прохождения ускоряющего промежутка с разностью потенциалов U равна:

$$\frac{m_i v_{\max}^2}{2} = U \cdot z$$

По второму закону Ньютона:

$$F = m_i \cdot a$$

При условии равноускоренного движения ионов в А-К зазоре продолжительность их ускорения (с учетом сокращения А-К зазора и эффекта плазменного сжатия) равна:

$$\tau_{\text{ion}}(t) = \frac{v_{\max}}{a} = \sqrt{\frac{2z \cdot U}{m_i}} \cdot \frac{d(t) \cdot m_i}{U \cdot z} = \frac{[d_0 - v(t-t_0)]\sqrt{2m_i}}{\sqrt{z \cdot U}} ; \quad (15)$$

На рисунке 77 приведены результаты расчета изменения (в течение генерации ионного пучка) времени дрейфа электронов и времени нахождения ионов в А-К зазоре диода.

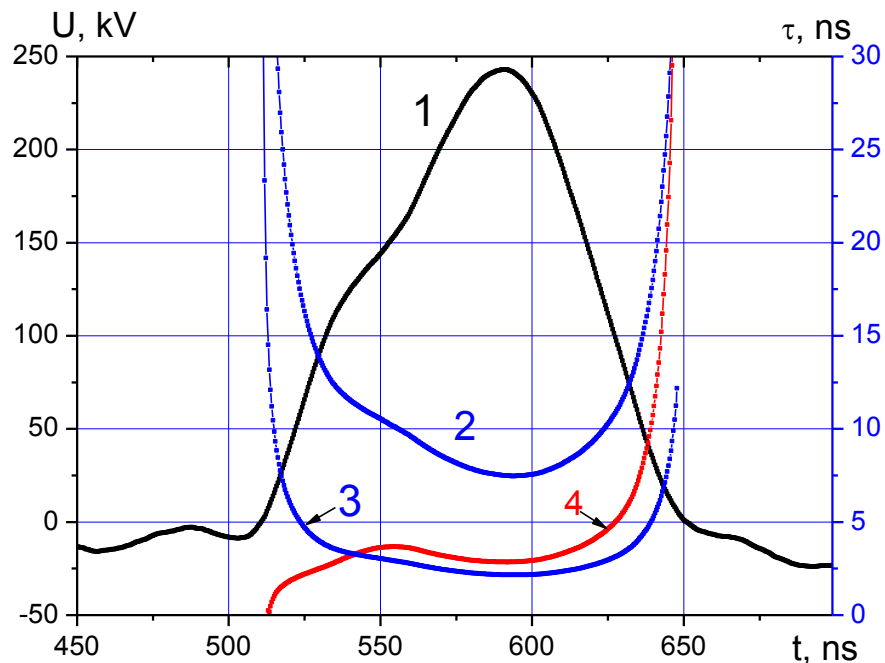


Рисунок 77 - Осциллограмма ускоряющего напряжения (1), время нахождения ионов C^+ (2), протонов (3) и электронов (4) в А-К зазоре

Расчет выполнен для однократно ионизованных ионов углерода и протонов, средней длине дрейфа электронов 11 см (длина диода 22 см) и величине А-К зазора 8 мм. Расчет выполнен для данных рисунка 66 (а).

Проведенные исследования показали, что время дрейфа электронов в полосковом диоде с магнитной самоизоляцией в течение генерации МИП близко к времени нахождения протонов в А-К зазоре и значительно меньше продолжительности ускорения ионов углерода

C^+ . Это указывает на низкую эффективность магнитной самоизоляции. Дрейф электронов вдоль А-К промежутка диода с магнитной самоизоляцией не обеспечивает подавление электронного тока за счет увеличения времени нахождения электронов в зазоре. Из-за высокой скорости дрейфа, превышающей 30 мм/нс, для полоскового диода длиной 22 см время дрейфа электронов не превышает 5 нс.

Увеличение напряжения на потенциальном электроде (при увеличении длительности первого импульса) приводит к росту электронного тока в диоде и увеличению магнитной индукции из-за увеличения тока по заземленному электроду. Но скорость дрейфа при этом изменяется незначительно. На рисунке 78 показано изменение отношения времени дрейфа электронов к продолжительности пребывания ионов углерода в А-К зазоре для разных режимов работы плоского полоскового диода.

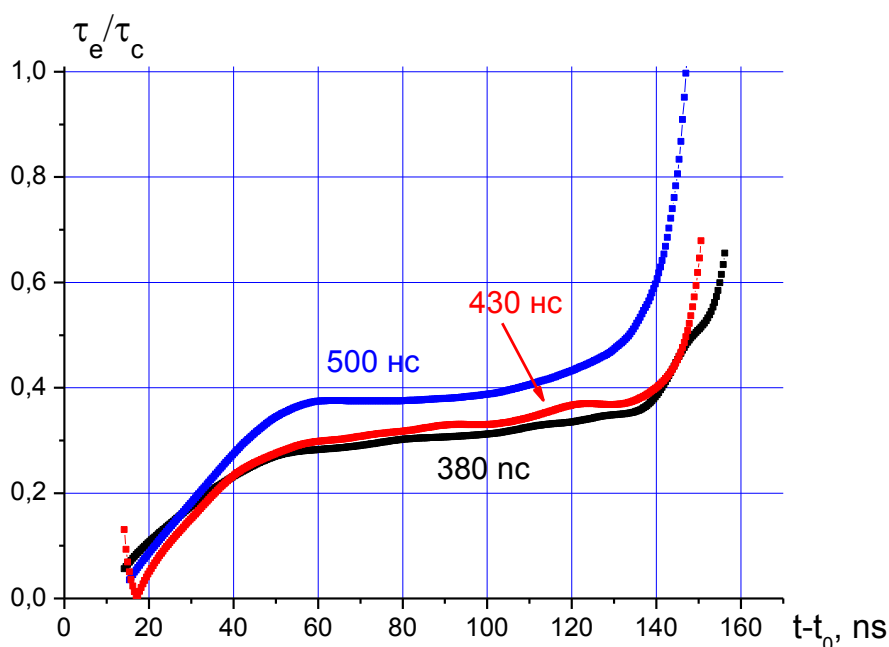


Рисунок 78 - Изменение отношения времени нахождения электронов и ионов C^+ в А-К зазоре в течение генерации ионного пучка при разной длительности первого импульса

Выполненные исследования показали, что эффект магнитной самоизоляции не обеспечивает подавление электронной компоненты полного тока и в других конструкциях. На рисунке 79 показано изменение отношения времени дрейфа электронов к продолжительности пребывания ионов углерода в А-К зазоре для разных диодов с магнитной самоизоляцией.

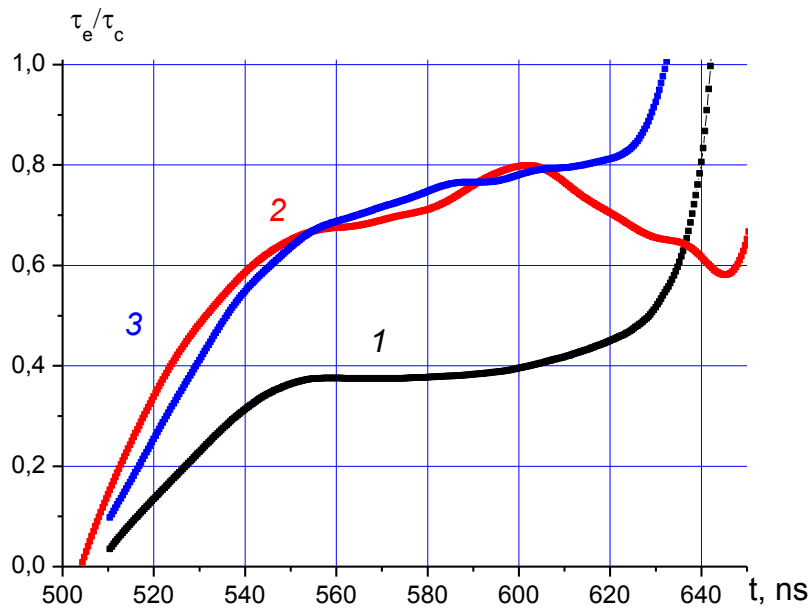


Рисунок 79 - Изменение отношения времени нахождения электронов и ионов C^+ в А-К зазоре в течение генерации ионного пучка в плоском (1), кольцевом (2) и конусном (3) диодах

Средняя длина витка электрода конусного диода равна 46 см, а средняя длина витка электрода кольцевого диода составляет 55 см, что в 2 - 2.5 раза превышает длину полоскового диода. Это приводит к значительному увеличению времени дрейфа электронов. Но из-за высокой скорости дрейфа электронов время их движения вдоль электродов в исследованных диодах не превышает времени нахождения ионов в А-К зазоре.

4.3. Механизм подавления электронного тока

Снижение электронного тока в диоде с магнитной самоизоляцией на втором импульсе может быть вызвано увеличением плотности электронов у поверхности заземленного электрода (катод на втором импульсе) дрейфующими электронами. Эти электроны образуют виртуальный катод, препятствующий эмиссии электронов с поверхности заземленного электрода. Такой механизм предложен в теоретической работе [93] при рассмотрении генерации сильноточных электронных пучков в широко-апертурных диодах.

Для оценки вклада дрейфующих электронов в образование виртуального катода в наших условиях, рассчитаем их концентрацию. При условии, что полный ток диода равен току дрейфующих электронов (ионный ток мал и электроны не покидают область дрейфа), концентрацию дрейфующих электронов n_{dr} можно рассчитать из соотношения:

$$n_{dr}(t) = \frac{I(t)}{S_{dr} \cdot e \cdot v_{dr}(t)} = \frac{I(t)}{e \cdot h \cdot \Delta(t) \cdot v_{dr}(t)}; \quad (16)$$

где S_{dr} - сечение области дрейфа ($S_{dr} = h \cdot \Delta$), h - ширина диода, Δ - толщина слоя дрейфа.

Толщина слоя дрейфа электронов соответствует высоте трохоиды дрейфового движения электронов. Высота трохоиды равна двум ларморовским радиусам электрона $\Delta=2r_e$. Тогда при $v_0=0$, получим [94]:

$$\Delta_2(t) = \frac{2m_e \cdot E}{e \cdot B^2} = \frac{2m_e \cdot U(t)}{e[d_0 - v \cdot (t - t_0)]B(t)^2}; \quad (17)$$

На рисунке 80 показано изменение высоты трохоиды дрейфового движения электронов в течение генерации ионного пучка. Расчет выполнен при условии одинаковой по длине диода магнитной индукции в зазоре. Расчет магнитной индукции в диоде с магнитной самоизоляцией рассмотрен подробно в разделе 4.2.1.

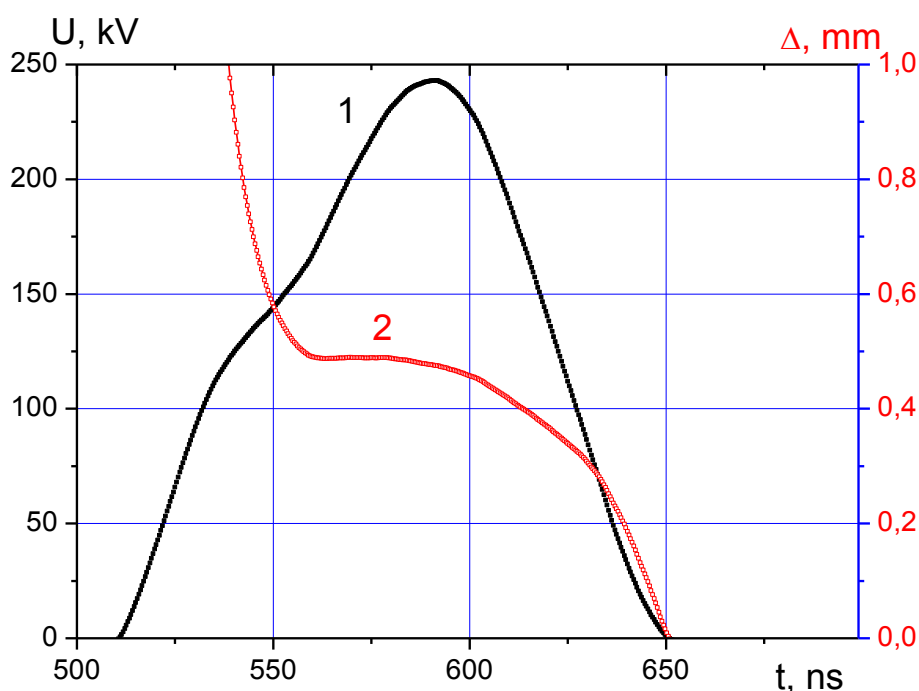


Рисунок 80 - Осциллограмма ускоряющего напряжения (1) и изменение высоты трохоиды дрейфового движения электронов (2).

В наших экспериментальных условиях толщина слоя дрейфующих электронов не превышает 0.5 мм. Высота трохоиды дрейфового движения электронов (в течение генерации ионного пучка в диоде с магнитной самоизоляцией) сравнима с высотой слоя дрейфа электронов в диоде с внешней магнитной изоляцией, в котором достигнута высокая эффективность генерации ионного тока [92].

Используя соотношения (17) и (13) по формуле (16) рассчитаем концентрацию электронов в области дрейфа. Результаты расчета приведены на рисунке 81.

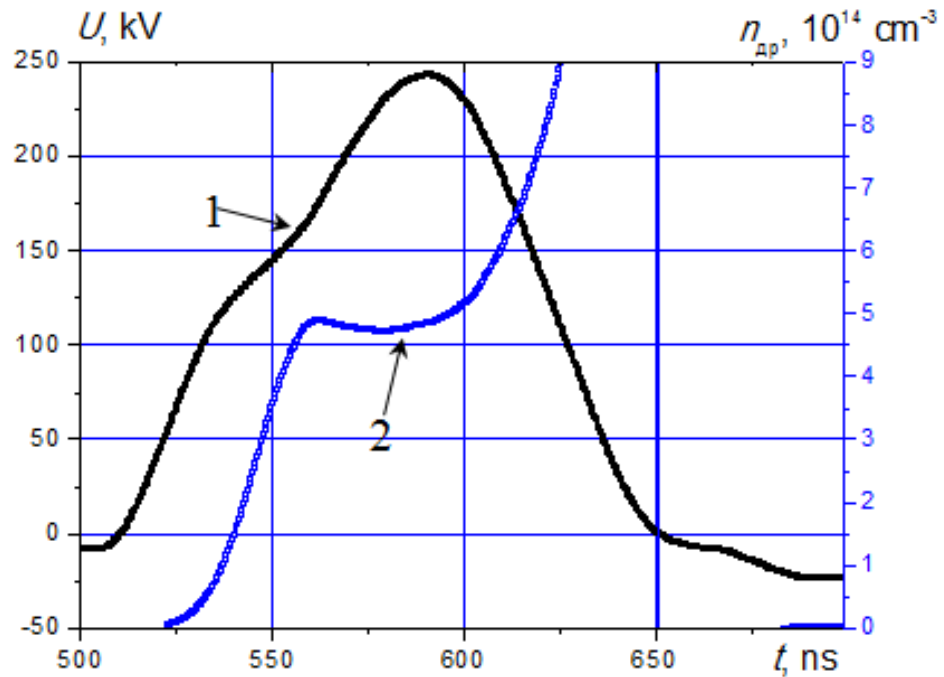


Рисунок 81 – Осциллограмма ускоряющего напряжения (1) и изменение концентрации электронов в области дрейфа (2) в течение генерации ионного тока

Распределение концентрации электронов по толщине слоя их объемного заряда можно получить из условия:

$$j = \frac{4\epsilon_0}{9} \left(\frac{2e}{m} \right)^{1/2} \frac{U_0^{3/2}}{d^2} = e \cdot n_e(x) \cdot v_e(x)$$

где $n_e(x)$ – концентрация электронов в точке с координатой x , $v_e(x)$ – скорость электронов в этой точке.

Тогда для $n_e(x)$ [95]:

$$n_e(x) = \frac{4\epsilon_0}{9e} \frac{U_0}{d^2} \left(\frac{d}{x} \right)^{2/3}; \quad (18)$$

На рисунке 82 показано изменение концентрации электронов в области объемного заряда для разных ускоряющих напряжений. Расчет выполнен для А-К зазора 8 мм.

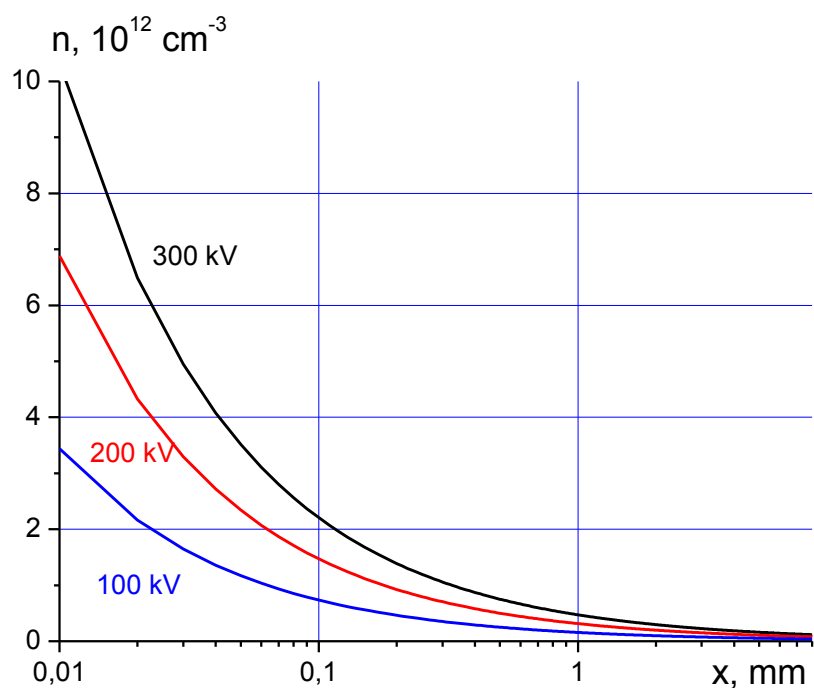


Рисунок 82 - Изменение концентрации электронов в области пространственного заряда

В наших экспериментальных условиях основная часть объемного заряда электронов, эмитированных с поверхности заземленного электрода в течение генерации ионного пучка, сконцентрирована в области толщиной менее 0.1-0.3 мм (см. Рисунок 82). Расчеты показывают, что электроны, прошедшие область объемного заряда, далее дрейфуют вдоль поверхности заземленного электрода диода в тонком слое толщиной 0.4-0.5 мм (см. Рисунок 80). Средняя концентрация электронов в области дрейфа значительно выше концентрации электронов в области объемного заряда (см. Рисунок 81 и Рисунок 82).

Проведенные исследования показали, что в исследуемых конструкциях диодов в течение генерации ионного пучка выполняется условие магнитной отсечки электронов по всей длине диода ($B/B_{кр} \geq 3$). Но из-за высокой скорости электронов их время дрейфа не превышает времени нахождения ионов углерода C^+ и протонов в А-К зазоре. Это указывает на низкую эффективность подавления электронной компоненты полного тока диода за счет магнитной самоизоляции в диодах полосковой конструкции, а также в кольцевом и конусных диодах. За счет увеличения длины витка конусного диода по сравнению с полосковыми диодами происходит увеличение времени дрейфа электронов, но оно также не превышает времени нахождения ионов в А-К зазоре. В то же время экспериментально получено, что для диодов разной конструкции, при работе в одноимпульсном и двухимпульсном режимах происходит подавление электронной компоненты полного тока в 1.5-2 раза для полоскового диода плоской и фокусирующей геометрии, в 3-4 раза для кольцевого диода.

Снижение электронного тока в диоде с магнитной самоизоляцией на втором импульсе может быть вызвано увеличением плотности электронов у поверхности заземленного электрода (катод на втором импульсе) дрейфующими электронами. Результаты расчета концентрации электронов в области дрейфа в течение генерации МИП показали, что средняя концентрация электронов в области дрейфа составляет $\approx 10^{14} \text{ см}^{-3}$, что значительно превышает концентрацию электронов в области объемного заряда ($\approx 10^{12} \text{ см}^{-3}$). Это приводит к увеличению плотности объемного заряда электронов, образованию виртуального катода, подавлению ускорения электронов из плазмы под виртуальным катодом и как следствие – к уменьшению плотности электронного тока по сравнению с расчетным по соотношению Чайлда Ленгмюра (1).

Площадь области диода, с которой происходит эмиссия электронов (критическая площадь, см. [93]), можно рассчитать как отношение общего тока к плотности электронного тока при его ограничении объемным зарядом. Ионная компонента не превышает 5-10% полного тока диода, поэтому в пределах точности измерения ее можно не учитывать. С учетом эффекта плазменной эрозии и последующего расширения плазмы получим:

$$S(t) = \frac{I(t)}{J_e(t)} = \frac{I(t) \cdot [d_0 - v \cdot (t - t_0)]^2}{2.33 \cdot 10^{-6} \cdot 1.86 \cdot U^{3/2}}$$

В течение генерации ионного тока (второй импульс) объемный заряд электронов вблизи поверхности заземленного электрода (катод на втором импульсе) частично компенсируется ионами с потенциального электрода. В А-К зазоре реализуется биполярный поток и плотность электронного тока увеличивается в 1.86 раза. На рисунке 83 показано изменение критической площади диода в течение генерации ионного пучка.

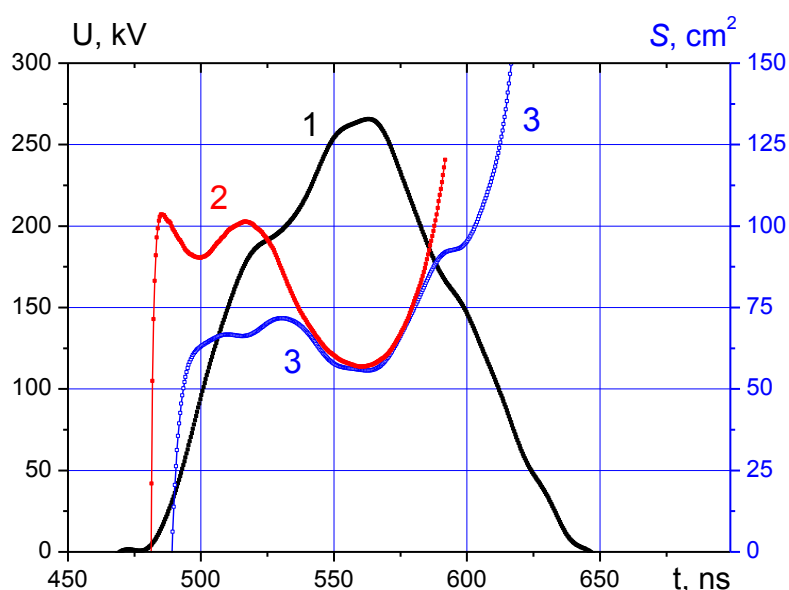


Рисунок 83 - Изменение ускоряющего напряжения (1) и критической площади плоского полоскового (2) и кольцевого (3) диода

На рисунке 83 приведено также изменение критической площади кольцевого плоского диода. В течение 40-50 нс после изменения полярности напряжения ($510 < t < 550$ нс на Рисунок 83) магнитная изоляция электронов в полосковом диоде незначительна и площадь эмиссионной части диода равна полной его площади (100 см^2). В дальнейшем наблюдается снижение полного тока по сравнению с расчетным, что связано с магнитной отсечкой части диода и образованием виртуального катода. Выполненный анализ показал, что площадь эмиссионной области диода составляет $60\text{-}70 \text{ см}^2$ или $20\text{-}25\%$ полной площади кольцевого диода. Новый механизм обеспечивает снижение электронного тока в диоде с магнитной самоизоляцией за счет ограничения эмиссии электронов из взрывоэмиссионной плазмы, а не за счет увеличения времени их дрейфа в А-К зазоре.

4.4. Спиральный ионный диод с магнитной самоизоляцией

Возвращаясь к проблеме эффективной генерации МИП, следует еще раз отметить, что для решения этой задачи необходимо уменьшить электронную составляющую в полном токе диода. Для этой цели используют поперечное магнитное поле в А-К зазоре диода для того, чтобы изменить траекторию электронов и сделать их путь дрейфа в зазоре длиннее (соответственно увеличить время их дрейфа). С этой точки зрения диоды с внешним магнитным полем эффективнее, т.к. в них можно реализовать замкнутую траекторию движения электронов и заставить их дрейфовать в течение всей длительности ускоряющего напряжения. Но для формирования магнитного поля в них требуется дополнительный источник энергии и реальная эффективность не превышает $10\text{-}15\%$ [96].

В ионном диоде с магнитной самоизоляцией для эффективного подавления электронного тока необходимо уменьшать скорость дрейфа электронов и (или) увеличивать длину диода. Время дрейфа электронов в исследованных диодах с магнитной самоизоляцией электронов не превышает 5 нс (см. раздел 4.2.4), что значительно меньше времени нахождения ионов в А-К зазоре. Выполненные исследования и литературный обзор показали, что снижение электронной компоненты полного тока диода в большинстве ионных диодов с магнитной самоизоляцией не превышает $2\text{-}5$ раз. При генерации пучка ионов углерода C^+ в режиме ограничения объемным зарядом рост эффективности за счет подавления электронного тока не превышает 3.5% .

В течение генерации ионного пучка электроны эмитируют с поверхности заземленного электрода (катода) и далее дрейфуют вдоль его поверхности от точки эмиссии к свободному концу электрода. Поэтому достаточно увеличить длину заземленного электрода, что легко реализовать в спиральной конструкции. Эту идею впервые предложили в 1991 году *В.М. Быстрицкий* и др. [25]. Спиральная конструкция катода впервые была

использована в ионном диоде с внешней магнитной изоляцией [97]. Такой диод обеспечивал генерацию пучка ионов алюминия (Al^+ , Al^{2+} , Al^{3+}) с плотностью тока более 200 A/cm^2 и длительностью 40 нс при ускоряющем напряжении 220 кВ. Схема диодного узла и конструкция спирального катода показаны на рисунке 84.

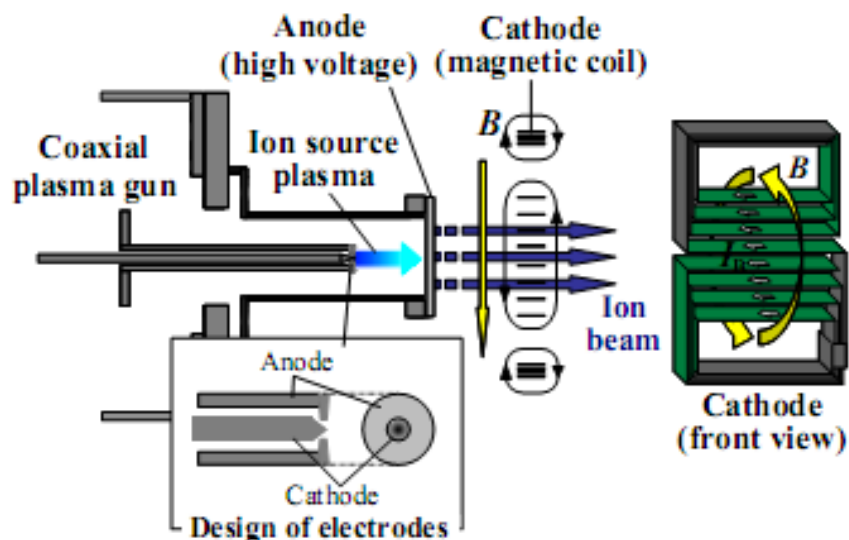


Рисунок 84 - Схема диодного узла ионного диода с внешней магнитной изоляцией и конструкция катода [97]

Катод представляет собой многovitковую спираль в виде цифры 8, выполненную из латунной ленты шириной 10 мм и толщиной 1 мм. Один конец спирального катода соединен с корпусом камеры, другой конец соединяется с емкостной батареей (250 мкФ, 3 кВ). При протекании тока 10 кА (от внешнего источника) в А-К зазоре в течение 50 мкс формируется однородное магнитное поле с индукцией 0.7 Тл.

В этом разделе представлены результаты исследования процесса генерации МИП в ионном диоде новой (спиральной) конструкции в режиме магнитной самоизоляции.

4.4.1. Конструкция спирального диода и основные характеристики

В полосковом ионном диоде с магнитной самоизоляцией (см. рисунки 17 и 18) заземленный электрод выполнен в виде полоска размером $22 \text{ см} \times 4.5 \text{ см}$ с прорезями вдоль диода. Полный ток распределяется по всей ширине заземленного электрода, что уменьшает плотность тока по сечению и магнитную индукцию поля, формируемого этим током в А-К зазоре. С целью повышения эффективности генерации ионного тока была разработана новая - спиральная конструкция ионного диода. На рисунке 85 показан внешний вид спирального диода и типичные осциллограммы, характеризующие работу диода в двухимпульсном режиме.

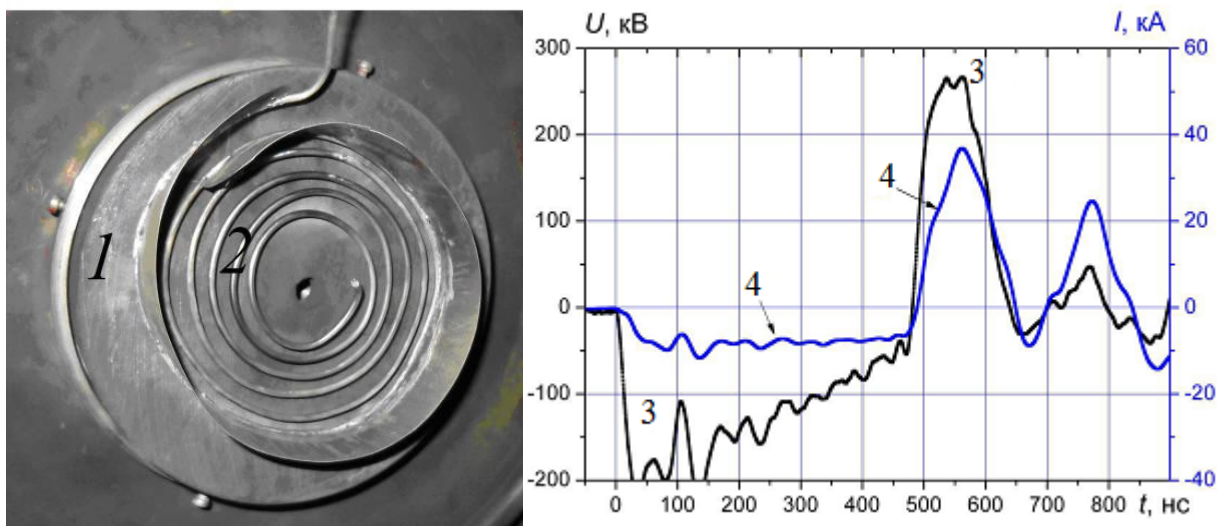


Рисунок 85 - Фото спирального диода: потенциальный электрод (1), заземленный электрод (2) и осциллограммы ускоряющего напряжения (3) и полного тока в диоде (4)

Взрывоэмиссионный графитовый катод изготовлен в виде плоского диска диаметром 20 см и высотой 4 см. Заземленный электрод выполнен в виде спирали Архимеда с внешним диаметром 14 см, внутренним диаметром 5 см, шаг спирали 0.8-1.0 см, длина спирали 150-170 см. Спиральный электрод выполнен из стальной проволоки диаметром 3 мм. Величина А-К зазора по всей длине диода была постоянна и составляла 6.5-7 мм.

На рисунке 86 показаны результаты исследования однородности генерации пучка. Распределение плотности энергии МИП измерено по тепловизионной методике (см. раздел 2.4.2). Мишень - фольга из нержавеющей стали толщиной 100 мкм, расстояние до диода 90 мм. Положение теплового отпечатка на рисунке 86 соответствует расположению заземленного электрода на рисунке 85.

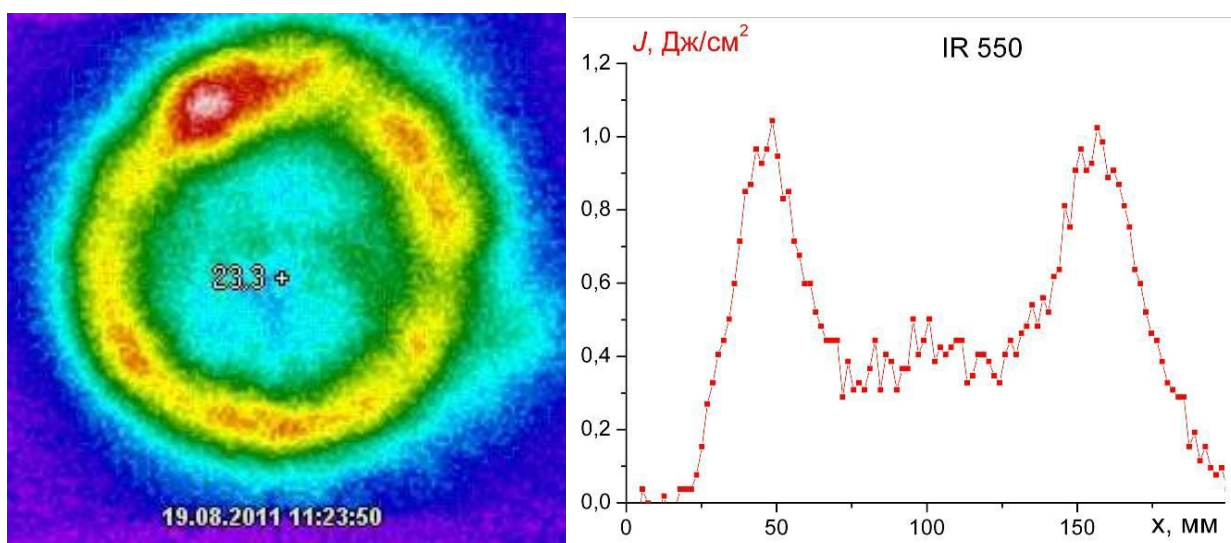


Рисунок 86 - Термограмма МИП и распределение плотности энергии в горизонтальном сечении.

Автограф МИП, формируемого спиральным диодом, показан на рисунке 87.

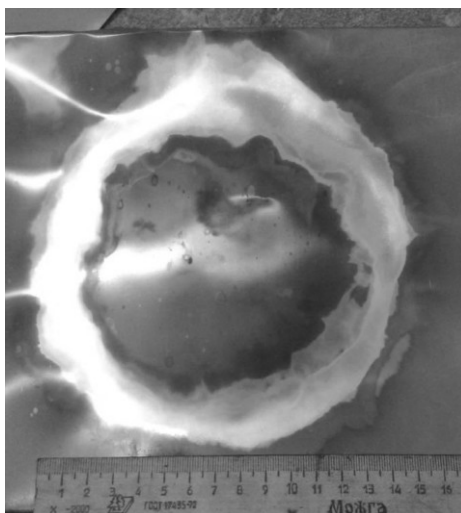


Рисунок 87 - Отпечаток МИП на фольге из нержавеющей стали. 5 импульсов.

Экспериментальные исследования показали, что в спиральном диоде происходит эффективное плазмообразование на всей рабочей поверхности потенциального электрода и генерация МИП идет по всей площади.

4.4.2. Моделирование конфигурации магнитного поля в спиральном диоде

Обязательным условием снижения электронной компоненты полного тока в ионном диоде с магнитной изоляцией является формирование магнитного поля в А-К зазоре с индукцией выше критической. Расчет распределения магнитной индукции в спиральном диоде выполнен по программе ELCUT. На рисунке 88 показано распределение магнитной индукции в поперечном сечении диода. Диаметр проволоки спирального электрода 3 мм, шаг спирали 10 мм, полный ток по заземленному электроду 40 кА.

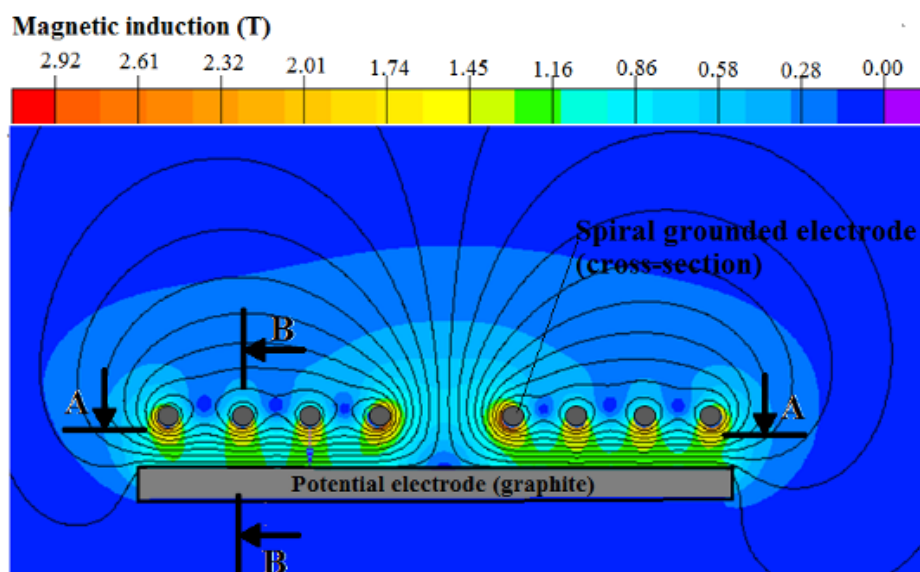


Рисунок 88 - Распределение магнитной индукции в А-К зазоре спирального проволочного диода.

Моделирование проведено с учетом демпфирования магнитного поля потенциальным электродом диода. Материал потенциального электрода – графит, частота переменного магнитного поля 2 МГц. На рисунке 89 (а) показано распределение магнитной индукции вдоль А-К зазора на расстоянии 4 мм от заземленного электрода (сечение А на рисунке 88). На рисунке 89 (б) показано распределение магнитной индукции поперек А-К зазора (сечение В). Поверхности заземленного электрода соответствует $x = 0$ на рисунке 89 (б).

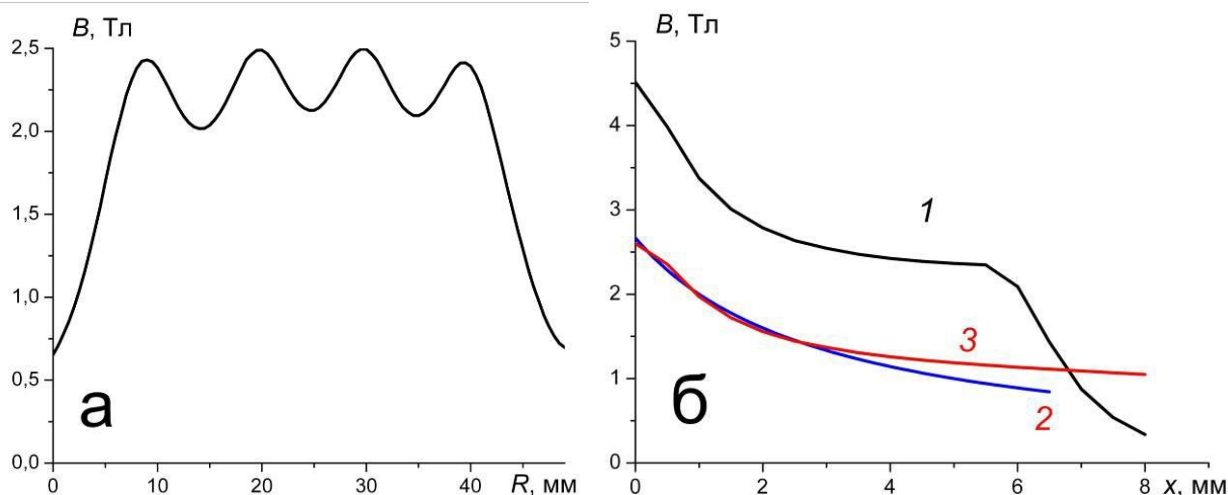


Рисунок 89 - Распределение магнитной индукции вдоль А-К зазора по радиусу (а). Распределение магнитной индукции поперек А-К зазора (б) с учетом (1) и без учета (2) демпфирования магнитного поля материалом потенциального электрода. Кривая 3-расчет по соотношению Био-Савара.

На рисунке 90 показано изменение индукции магнитного поля в А-К зазоре проволочного спирального диода с магнитной самоизоляцией и изменение критической магнитной индукции.

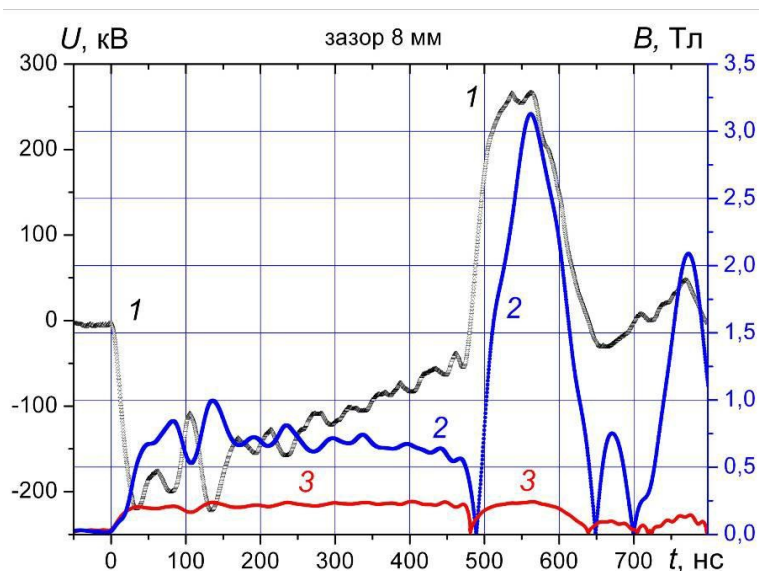


Рисунок 90 - Осциллограмма ускоряющего напряжения (1), магнитная индукция в А-К зазоре (2) и критическая магнитная индукция (3).

Расчет выполнен для области на расстоянии 1 мм от поверхности заземленного электрода для полного тока в диоде (для данных рисунка 85) по соотношению $B(t) = 0.084 \times I(t)$, Тл при токе в кА. Расчет критической магнитной индукции выполнен с учетом сокращения А-К зазора (из-за расширения плазмы) и эффекта плазменной эрозии при изменении полярности ускоряющего напряжения, см. соотношение (12). На рисунке 91 показано изменение соотношения магнитной индукции в А-К зазоре и критической индукции.

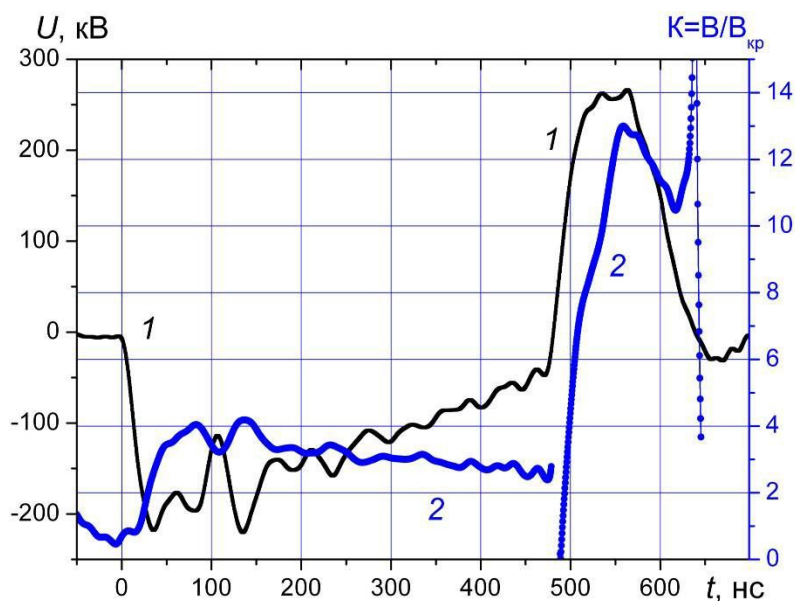


Рисунок 91 - Осциллограмма ускоряющего напряжения (1) и отношение магнитной индукции в А-К зазоре к критической магнитной индукции (2).

Для оценки вклада электронов, дрейфующих в А-К зазоре, в формирование магнитного поля, рассчитаем толщину слоя их движения по соотношению (17). На рисунке 92 показано изменение высоты трохиоды дрейфового движения электронов при генерации ионного пучка.

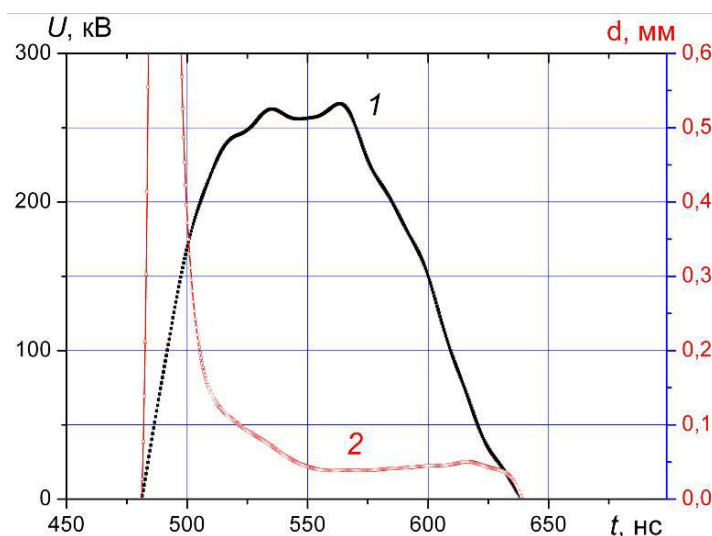


Рисунок 92 - Осциллограмма ускоряющего напряжения (1) и изменение высоты трохиоды дрейфового движения электронов в спиральном диоде (2).

Расчет выполнен для магнитной индукции на расстоянии 1 мм от поверхности заземленного электрода. Получено, что в проволочном спиральном диоде толщина слоя дрейфующих электронов при генерации МИП не превышает 0.2 мм, что значительно меньше толщины слоя дрейфа электронов для полосковых диодов (0.5 мм). Это указывает на лучшую замагниченность электронов в спиральном диоде. Аналогично другим ионным диодам с магнитной самоизоляцией, вдоль всего проволочного спирального диода величина индукции магнитного поля в А-К зазоре меняется незначительно. Она превышает критическую индукцию в 3-4 раза на первом импульсе и в 8-12 раз при генерации ионного пучка.

4.4.3. Исследование времени дрейфа электронов и ускорения ионов

Для подавления электронного тока в диоде с магнитной изоляцией время дрейфа электронов должно превышать продолжительность ускорения ионов в А-К зазоре. На рисунке 93 показано изменение скорости дрейфа электронов в А-К зазоре (для данных рисунка 85).

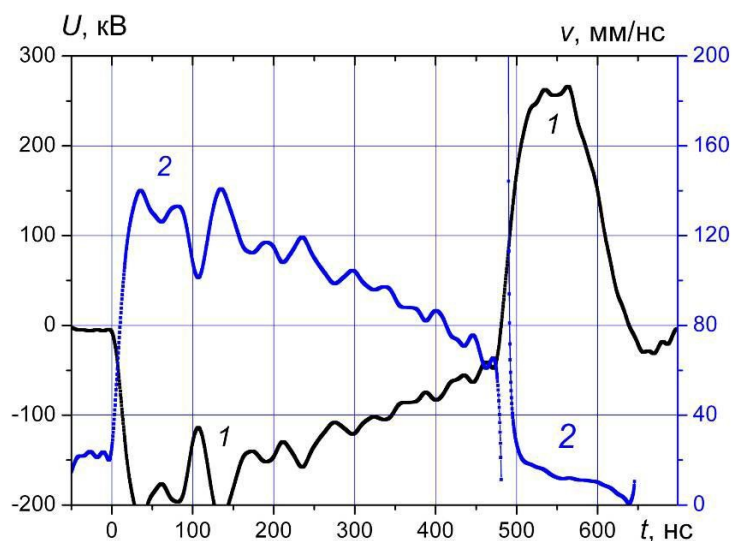


Рисунок 93 - Осциллограмма ускоряющего напряжения (1) и изменение дрейфовой скорости электронов (2).

Для сравнения на рисунке 94 показано изменение скорости дрейфа электронов в А-К зазоре при генерации ионного пучка для разных диодов с магнитной самоизоляцией.

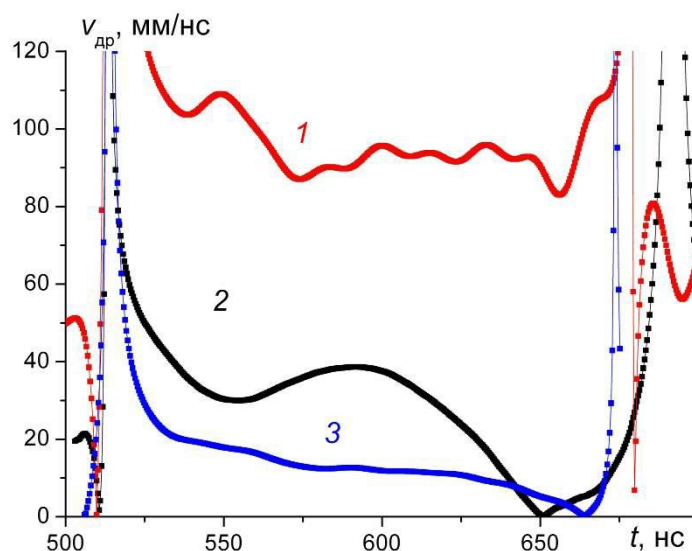


Рисунок 94 - Изменение скорости дрейфа электронов в А-К зазоре при генерации ионного пучка в спиральном ленточном (1), плоском полосковом (2) и проволочном диодах (3).

Расчет среднего времени дрейфа электронов и времени нахождения ионов в спиральном диоде выполнен с учетом сокращения А-К зазора и эффекта плазменной эрозии. Расчет выполнен по соотношениям (14) и (15). На рисунке 95 приведены результаты расчета изменения времени дрейфа электронов и времени нахождения ионов в А-К зазоре диода.

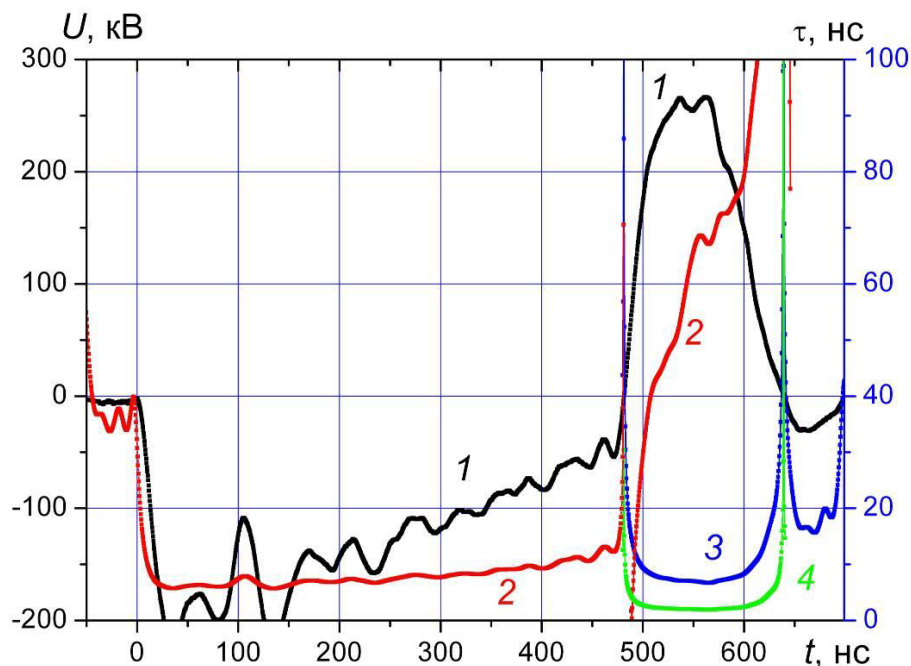


Рисунок 95 - Осциллограмма ускоряющего напряжения (1), время нахождения электронов (2), ионов C^+ (3) и протонов (4) в А-К зазоре спирального проволочного диода.

Расчет выполнен для данных рисунка 85. Для второго импульса расчет выполнен при условии постоянной магнитной индукции в зазоре, равной индукции в области дрейфа (на расстоянии 1 мм от поверхности заземленного электрода). Это дает оценку нижней границы диапазона продолжительности дрейфа электронов. Расчет выполнен для однократно

ионизованных ионов углерода и протонов, средней длине дрейфа электронов 85 см и величине А-К зазора 8 мм. Увеличение длины заземленного электрода и магнитной индукции в области дрейфа электронов в спиральном проволочном диоде позволило увеличить время дрейфа электронов до 40-60 нс, что в 8-10 раз больше продолжительности ускорения ионов C^+ .

В отличие от полоскового диода плоской и фокусирующей конфигурации в спиральном проволочном диоде магнитная индукция в А-К зазоре значительно превышает критическую магнитную индукцию не только при генерации ионного пучка (второй импульс), но и на первом импульсе (см. Рисунок 91). Это позволяет экспериментально определить продолжительность дрейфа замагниченных электронов. Для этой цели мы использовали цилиндр Фарадея без магнитной отсечки (ЦФО). ЦФО выполнен из разъёма СР50-812ФВ, диаметр коллектора составлял 8 мм, диаметр отверстия в крышке - 4 мм. Схема измерения и конструкция ЦФО показаны на рисунке 96.

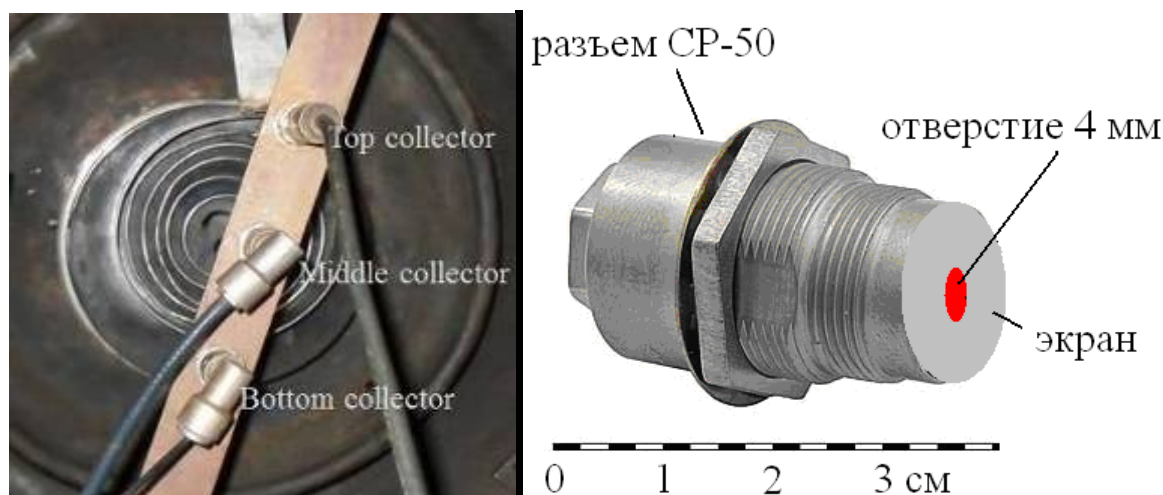


Рисунок 96 – Схема измерения электронного тока на первой импульсе для спирального диода.

Электронный ток синхронно регистрировали тремя ЦФО, расположенными в одной плоскости на расстоянии 10 см от диода. Один ЦФО располагали по оси спирального диода, остальные два - на расстоянии 7 см от центрального ЦФО с противоположных сторон (в области максимальной плотности энергии МИП). На рисунке 97 приведены результаты измерения электронного тока на первом импульсе.

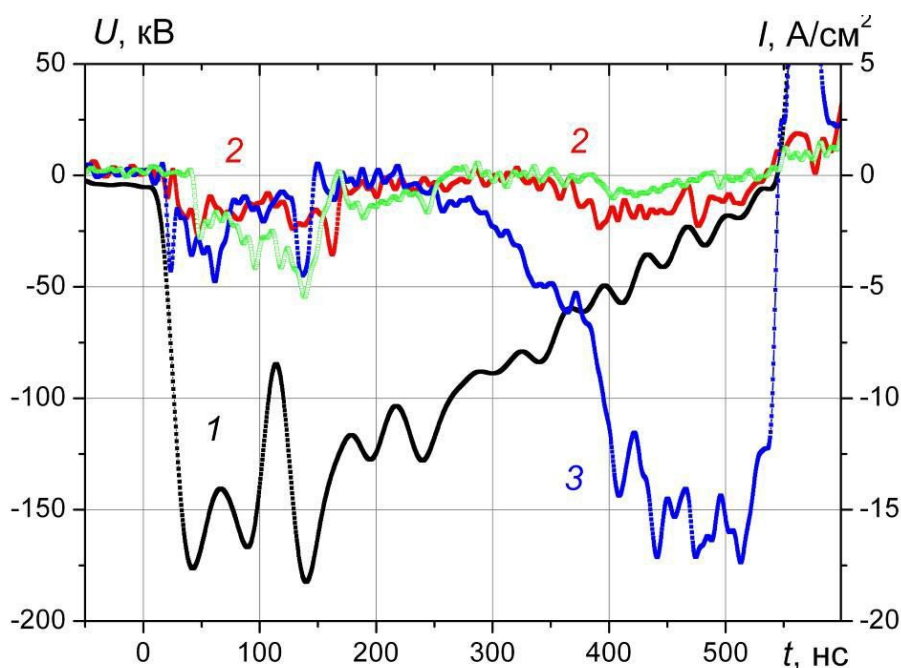


Рисунок 97 - Осциллограммы ускоряющего напряжения, первый импульс (1) и плотности электронного тока, измеренной верхним и нижним (2) и средним (3) ЦФО.

ЦФО, расположенный в центре, зафиксировал значительный рост тока через 300-400 нс после генерации электронов на первом импульсе. На остальных двух ЦФО, расположенных в области максимальной плотности МИП, плотность электронного тока была гораздо меньше, чем на центральном ЦФО. Появление электронов (в конце первого импульса) в центральной части спирального диода может быть обусловлено сбросом дрейфующих электронов в конце диода. В нашей конструкции диода направление движения замагниченных электронов на первом и втором импульсах – от точки заземления к свободному концу заземленного электрода, то есть в центральную часть диода (см. Рисунок 85).

Выполненные исследования показали, что продолжительность дрейфа замагниченных электронов на первом импульсе превышает 200-300 нс, что значительно больше расчетных значений (≈ 10 нс) для электронов на первом импульсе (см. Рисунок 95). Это может быть вызвано только увеличением длины дрейфа части электронов за счет реализации частичной замкнутой траектории их движения. Скорость дрейфа электронов на первом импульсе определяется ускоряющим напряжением и магнитной индукцией в зазоре и уменьшается с 12 см/нс в начале импульса до 6 см/нс в конце импульса (Рисунок 93). Это может обеспечить при незамкнутом дрейфе в скрещенном электрическом и магнитном поле среднюю задержку электронов всего на 7-14 нс (см. Рисунок 95).

Реализация замкнутого дрейфа электронов наиболее важна при генерации МИП. Но экспериментально зафиксировать задержку электронов на втором импульсе сложно, так как их сброс происходит в конце диода на потенциальный диск, где сложно установить ЦФО.

Косвенным подтверждением замкнутого дрейфа электронов в спиральном проволочном диоде с магнитной самоизоляцией при генерации МИП является отсутствие локальной области повышенной плотности энергии в конце диода (центр спирали), характерной для полоскового ионного диода и кольцевого диода (см. раздел 3.4). Эффект локального усиления плотности ионного тока из-за нарушения равновесия дрейфа электронов в скрещенных полях был экспериментально обнаружен в ряде работ в диодах планарной геометрии в конце области дрейфа электронов [85, 88].

Конфигурации силовых линий магнитного поля в А-К зазоре диода с внешней магнитной изоляцией [92, 57] и в спиральном проволочном диоде с магнитной самоизоляцией аналогичны (см. Рисунок 88). На рисунке 98 показано распределение магнитного поля в А-К зазоре диода с внешней магнитной изоляцией [92].

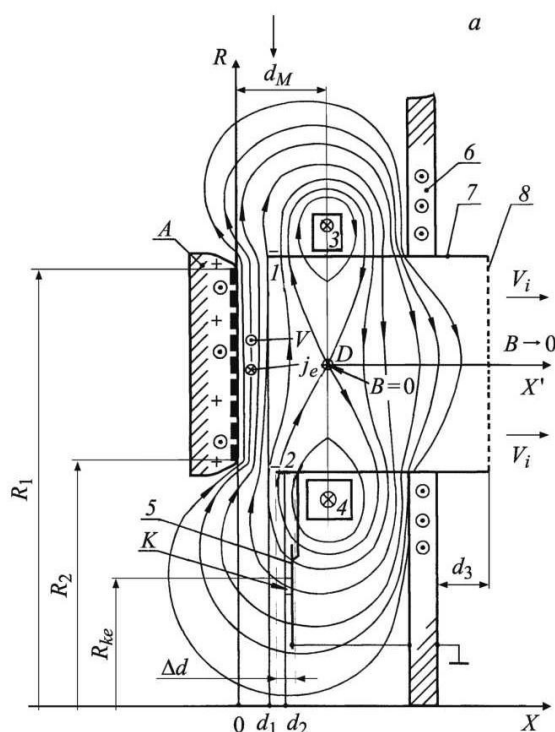


Рисунок 98 - Конструкция ионного диода: А – анод; 1, 2 – внешний и внутренний катоды; 3, 4 – катушки магнитного поля; 5 – коллектор электронного пучка; 6 – диск; 7, 8 – нейтрализующие электроды и сетка [92].

Для стабилизации электронного облака дрейфующих электронов (сохранения магнитного потока по радиусу) в диоде с внешней магнитной изоляцией величина магнитной индукции должна убывать обратно пропорционально радиусу диода [92]. В спиральном диоде с магнитной самоизоляцией магнитная индукция вокруг сечения проволочного заземленного электрода описывается законом Био-Савара-Лапласа (см. Рисунок 89) и обратно пропорциональна расстоянию до центра проволоки. Кроме того, магнитное поле двух согласно включенных коаксиально расположенных катушек в диоде с внешней

магнитной изоляцией должно обеспечивать формирование области нулевого поля, расположенной между катушками. Это необходимо для того, чтобы электроны под действием электростатического отталкивания заполняли область между двумя кольцевыми катодами и формировали объединенный виртуальный катод (extraction virtual cathode), относительно которого происходит ускорение ионов из анодной плазмы [92].

В спиральном ионном диоде с магнитной самоизоляцией также происходит формирование области нулевого магнитного поля между соседними витками (см. Рисунок 88). Это приводит к увеличению площади заземленного электрода без увеличения электронной компоненты полного тока диода при генерации МИП и без снижения оптической прозрачности для ионов.

Дополнительным фактором, обеспечивающим замкнутый дрейф электронов в спиральном ионном диоде, является наличие радиального градиента напряженности электрического поля в А-К зазоре. Протяженный заземленный электрод обладает индуктивностью, что при изменении тока обеспечивает падение напряжения по его длине. Поэтому разность потенциалов между заземленным электродом и потенциальным электродом в начале диода (вблизи точки заземления электрода) отличается от разности потенциалов в конце диода. Это обеспечивает радиальное смещение дрейфующих электронов. Направление радиального дрейфа зависит от знака производной тока, поэтому на переднем фронте импульса ускоряющего напряжения происходит радиальный дрейф по направлению к периметру диода, при максимальном токе радиальный дрейф прекращается, на заднем фронте импульса тока происходит обратный дрейф к центру диода.

4.4.4. Эффективность генерации МИП в спиральном диоде

Эффективность генерации ионного пучка в диодах различной конструкции является важнейшим параметром, определяющим перспективность диода данного типа и данной конструкции. Эффективность диода, его КПД, может быть определена как отношения ионного тока к полному току диода: $\eta = I_i / I_{i+e}$, а также как отношение подведенной к диоду энергии к полной энергии выведенного ионного пучка. Увеличение длины дрейфа электронов в ионном диоде новой конструкции позволило значительно увеличить эффективность генерации МИП. На рисунке 100 показана зависимость полной энергии ионного пучка от энергии, поступающей от генератора наносекундных импульсов напряжения. Для сравнения приведены значения эффективности диодов полосковой конструкции и величина предельной эффективности по соотношению Чайла-Ленгмюра.

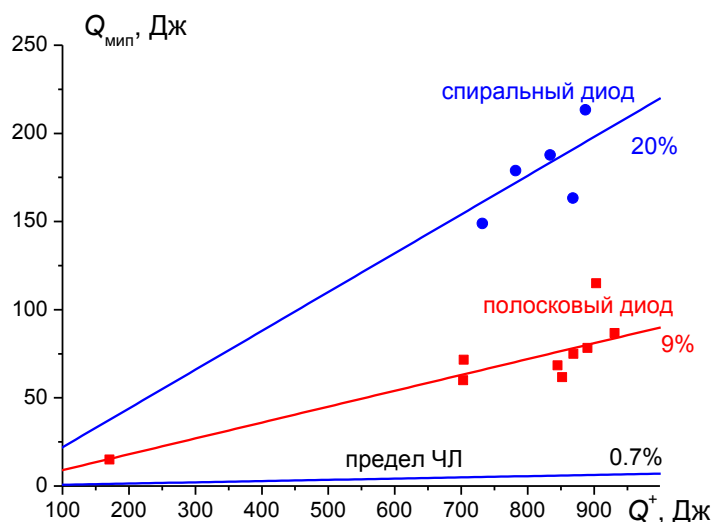


Рисунок 99 - Зависимость энергии МИП от энергии, поступающей в диодный узел, для диодов разной конструкции.

Полную энергию ионного пучка рассчитывали интегрированием распределения плотности энергии МИП по сечению, которое было измерено с помощью тепловизионной диагностики. Энергия МИП рассчитана с учетом прозрачности заземленного электрода диода. Энергию, поступающую от генератора наносекундных импульсов в диод, рассчитывали по ВАХ диода (интеграл произведения ускоряющего напряжения на полный ток в течение второго импульса).

Высокая эффективность генерации МИП в спиральном проволочном диоде реализована при значительном превышении магнитной индукции в А-К зазоре над величиной критической магнитной индукции ($B/B_{\text{кр}} \geq 5$). Магнитное поле самоизоляции формируется электронным током потерь, поэтому при организации замкнутого дрейфа электронов и оптимизации режима работы в спиральном диоде возможно дальнейшее увеличение эффективности его работы. Спиральная конструкция заземленного электрода обеспечивает более высокую оптическую прозрачность для ионов и позволяет увеличить до 80-90 % долю МИП, выведенную из А-К зазора в область транспортировки.

4.5. Выводы к главе 4

1. Литературный обзор и выполненные исследования показали, что во всех исследуемых конструкциях диодов с магнитной самоизоляцией в течение генерации МИП (второй импульс) происходит подавление электронной компоненты полного тока 1.5-5 раз.

2. Во всех исследуемых конструкциях диодов в течение генерации ионного пучка выполняется условие магнитной отсечки электронов по всей длине диода ($B/B_{\text{кр}} \geq 3$). Но время дрейфа электронов не превышает времени нахождения ионов углерода C^+ и протонов в А-К зазоре. Дрейф электронов вдоль А-К промежутка диода с магнитной самоизоляцией не

обеспечивает подавление электронного тока за счет увеличения времени нахождения электронов в зазоре. Это указывает на низкую эффективность подавления электронной компоненты полного тока диода за счет магнитной самоизоляции в диодах полосковой конструкции, а также в кольцевом и конусных диодах.

3. Выполненный анализ показал, что средняя концентрация электронов в области дрейфа значительно превышает концентрацию электронов в области объемного заряда. Это приводит к образованию виртуального катода, подавлению ускорения электронов из плазмы под виртуальным катодом и как следствие – к уменьшению электронного тока. Данный механизм обеспечивает регистрируемое снижение электронного тока в диоде с магнитной самоизоляцией за счет ограничения эмиссии электронов из взрывоэмиссионной плазмы, а не за счет увеличения времени их дрейфа в А-К зазоре.

4. Предложена новая геометрия диода с самоизоляцией со спиральным заземленным электродом. Использование спиральной геометрии заземленного электрода обеспечивает увеличение времени нахождения электронов в А-К зазоре над временем ускорения ионов за счет увеличения длины дрейфа электронов.

5. Показана возможность реализации замкнутого движения части электронов в А-К зазоре без внешнего магнитного поля в новом спиральном диоде. Это привело к росту эффективности генерации МИП до 20% в спиральном диоде с замкнутым дрейфом.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Настоящая диссертационная работа посвящена экспериментальному исследованию процессов генерации ионного пучка из взрывоэмиссионной плазмы в режиме магнитной самоизоляции электронного потока в диоде и при апериодическом режиме зарядки ДФЛ. Основные результаты работы состоят в следующем.

1. Экспериментально показано, что в течение первого импульса напряжения на поверхности потенциального взрывоэмиссионного (ВЭ) электрода образуется сплошной плазменный слой, что подтверждается результатами трех независимых методик измерения.

2. Экспериментально получено, что в диоде с магнитной изоляцией скорость расширения графитовой плазмы (поперек А-К зазора) составляет 1.3 ± 0.1 см/мкс, что значительно ниже скорости расширения плазмы в электронном диоде с графитовым катодом, равной 2-2.5 см/мкс.

3. Впервые проведены статистические исследования влияния условий плазмообразования на графитовом ВЭ электроде на стабильность плотности тока ионного пучка в серии импульсов. Показано, что при высокой стабильности выходных параметров ДФЛ (СКО ускоряющего напряжения и тока $\leq 10\%$), для диодов с ВЭ графитовым катодом характерна низкая воспроизводимость (СКО=35-45%) плотности тока ионного пучка и наблюдается закономерное уменьшение амплитуды плотности тока с ростом числа импульсов.

4. В диоде с графитовым ВЭ катодом важную роль в плазмообразовании играет наличие на поверхности (и в порах) графитового электрода диэлектрических включений (капли масла). Изменение условий плазмообразования (пропитка маслом графитового электрода) позволило повысить стабильность генерации МИП (разброс значений плотности тока уменьшился с 35-45%% до 20%-29%), закономерное снижение плотности ионного тока не наблюдалось. Среднее значение плотности тока за 300 импульсов оставалось постоянным и было больше, чем в случае без пропитки электрода маслом.

5. Экспериментально показано, что генерация ионного тока в диоде с магнитной самоизоляцией и взрывоэмиссионным катодом идет несинхронно по сечению пучка. Возможной причиной является влияние неоднородности параметров плазмы на поверхности потенциального электрода в различных точках по длине диода. Также проявляется влияние дрейфующих вдоль зазора электронов и их срыв (при нарушении условий магнитной изоляции) на потенциальный электрод, что вносит изменения в объемный заряд ионов и как следствие плотность ионного тока.

6. Впервые показано, что в условиях высокой неоднородности генерации ионного тока, характерной для исследуемого диода с взрывоэмиссионным катодом, способом повышения стабильности генерации МИП в серии импульсов является использование фокусирующей

геометрии диода. Выполненные исследования показали, что фокусировка МИП позволяет увеличить стабильность плотности ионного тока в серии импульсов за счет взаимной компенсации случайных флуктуаций плотности ионного тока в разных частях диода. Среднеквадратическое отклонение амплитуды импульса плотности ионного тока снизилось с 30-46% (для планарного диода) до 18-20%.

7. Показано, что во всех исследуемых конструкциях диодов время дрейфа электронов не превышает времени нахождения ионов углерода C^+ и протонов в А-К зазоре. Дрейф электронов вдоль А-К промежутка диода с магнитной самоизоляцией не обеспечивает подавление электронного тока за счет увеличения времени нахождения электронов в зазоре. Это указывает на низкую эффективность подавления электронной компоненты полного тока диода за счет магнитной самоизоляции в диодах полосковой конструкции, а также в кольцевом и конусных диодах.

8. Предложен механизм снижения электронного тока в исследуемых диодах. Снижение электронного тока в диоде с магнитной самоизоляцией может быть вызвано увеличением плотности электронов у поверхности заземленного электрода (катод на втором импульсе) дрейфующими электронами. Эти электроны образуют виртуальный катод, препятствующий эмиссии электронов с поверхности заземленного электрода.

9. Впервые экспериментально исследована новая геометрия диода с самоизоляцией со спиральным заземленным электродом. Экспериментально показано, что использование спиральной геометрии заземленного электрода обеспечивает увеличение времени нахождения электронов в А-К зазоре над временем ускорения ионов за счет увеличения длины дрейфа электронов. Показана возможность реализации частичного замкнутого движения электронов в А-К зазоре без внешнего магнитного поля в новом спиральном диоде. Это привело к росту эффективности генерации МИП до 20% в спиральном диоде.

9. Для измерения параметров МИП разработана тепловизионная диагностика распределения плотности энергии пучка по сечению. Тепловизионная диагностика позволяет измерять плотность энергии пучка в диапазоне $0.05-5$ Дж/см² при отсутствии процессов абляции на мишени. При использовании тепловизора с матрицей 140×160 пикселей пространственное разрешение составляет 0.9 мм. Время измерения не превышает 0.1 с.

СПИСОК ИСПОЛЬЗУЕМЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Быстрицкий, В.М. Мощные ионные пучки / В.М. Быстрицкий, А.Н. Диденко. – М.: Энергоатомиздат, 1984. – 152 с.
2. J. Piekoszewski, Z. Werner, W. Szymczyk. Application of high intensity pulsed ion and plasma beams in modification of materials // *Vacuum* - 2001 – 63 – P. 475-481.
3. R. M. Bayazitov, L. Kh. Zakirzyanova, I. B. Khaibullin, G. E. Remnev. Formation of heavily doped semiconductor layers by pulsed ion beam treatment // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B* - 1997 - 122 - P. 35-38.
4. J. M. Neri, P. A. Hammer, G. Jinet, R. N. Sudan. Intense lithium, boron and carbon from a magnetically insulated diodes // *Applied Physics Letters*. - 1980. - 37(1). - P. 101-103.
5. Диденко, А.Н. Исследования влияния облучения сильноточными электронными и ионными пучками на поверхностные свойства инструментальных сталей / А.Н. Диденко, В.М. Кузнецов, Г.Е. Ремнев // Тезисы докладов Всесоюзной конференции по применению электронно-ионной технологии в народном хозяйстве. – Тбилиси. - 1981. - С. 110-111.
6. Акерман, Д.Р. Импульсный ускоритель «Темп» / Д.Р. Акерман, И.Ф. Исаков, Г.Е. Ремнев // Тезисы докладов I Всесоюзной конференции «Модификация свойств конструкционных материалов пучками зараженных частиц» – Томск - 1988 - ч.1 - С. 3-4.
7. X. P. Zhu, Z. H. Dong, X. G. Han, J. P. Xin, and M. K. Lei. Lifetime of anode polymer in magnetically insulated ion diodes for high-intensity pulsed ion beam generation // *Rev. Sci. Instrum.* – 2007 – 78 – 02330.
8. Пушкарев А. И., Тарбоков В. А., Сазонов Р. В. Импульсный ионный ускоритель // Патент РФ № 86374 МПК8 H05H 9/00. Заявлено 27.04.2009; Опубл. 27.08.2009, Бюл. № 24. – 6 с.
9. В.М. Быстрицкий, Г.А. Месяц, Я.Е. Красик. Мощные импульсные источники ионов / *Физика элементарных частиц и атомного ядра* – 1991 - том 22 - Вып. 5 – С. 1172 – 1198.
10. J. Maenchen, S. Wiley, S. Humphries. et al. Magnetic focusing of intense ion beams // *Phys. Fluids*. – 1979 – Vol.22 – N.3 – P. 555 – 565.
11. D.J. Jonson, E.J. Burns, J.P. Quintenz et al. Anode plasma behavior in a magnetically insulated ion diode // *J. Appl. Phys.* – 1981 – Vol.52 – P. 168 – 174.
12. Е. И. Логачев, Г. Е. Ремнев, Ю. П. Усов. Ускорение ионов из взрывоэмиссионной плазмы // *Письма в ЖТФ*. – 1980. – Т. 6. – №. 22. – С. 1404–1406.
13. С. И. Бугаев, Е. А. Литвинов, Г. А. Месяц, Д. И. Проскуровский. Взрывная эмиссия электронов // *УФН*. – 1975. – Т. 115. - Вып. 1. – С. 101-120.

-
14. Логачев Е.И., Ремнев Г.Е., Усов Ю.П. Генератор наносекундных импульсов // Авторское свидетельство SU 852149 А, Приоритет от 05.03.1980 г. Опубликовано 07.04.1983. Бюл. №13.
 15. Крастелев, Е.Г. Мощные электроимпульсные системы. Часть 1. Сильноточные диоды и системы диагностики: Учебное пособие / Е.Г. Крастелев, А.П. Лотоцкий, С.П. Масленников, Э.Я. Школьников. – М.: МИФИ, 2008. – 204 с.
 16. Харлов, А.В. Генерация мощных ионных пучков в диодах с самоизоляцией и применение этих пучков для модификации поверхности материалов: дис. ... канд. физ.-мат. наук: 1.04.13 / А. В. Харлов; науч. рук. В. М. Быстрицкий; Институт сильноточной электроники СО РАН (Томск). — Томск, 2000. — 133 с.
 17. C. D. Child. Discharge from hot CaO // *Physical Review* – 1911 – Vol. 32 – P. 492-511.
 18. I. Langmuir. The Effect of Space Charge and Residual Gases on Thermionic Currents in High Vacuum // *Physical Review* – 1913 – Vol. 2 – P. 450-486.
 19. Матвиенко, В.М. Экспериментальное исследование генерации ленточных мощных ионных пучков в магнитно-изолированных диодах: дис. ... канд. физ.-мат. наук: 05.27.02 / Матвиенко Василий Михайлович. - Томск, 1987. – 124 с.
 20. F. Winterberg. In: *Physics of High Energy Density*. - Academic Press, New York, 1971 - p. 370.
 21. N. Rostoker. *Accelerator Systems for Heavy Ions* // *IEEE Trans. on Nucl. Sci.* - 1971 - Vol.19 (2) – P. 301.
 22. R. N. Sudan, R. Lovelace. Generation of Intense Ion Beams in Pulsed Diodes // *Physic. Rev. Lett* – 1973 – Vol. 31(19) – P. 1174-1177.
 23. S. Humphries. Self Magnetic Insulation of Pulsed Ion Diodes // *Plasma Phys.* – 1977 – Vol. 19 – P. 399–406.
 24. J. P. Vandevender, J. P. Quintenz, R. J. Leeper, D. J. Johnson, J. T. Crow. Self-magnetically insulated ion diode // *J. Appl. Phys.* – 1981 – Vol. 52/1. – P. 4–12.
 25. V. M. Bystritskii, Yu. A. Glushko, A.V. Kharlov, A. A. Sinebryukhov. Experiments on high power ion beam generation in self-insulated diodes // *Laser and Particle Beams*. - 1991. - Vol. 9. - № 3. - P. 691–698.
 26. В. М. Быстрицкий, А. Н. Диденко, Я. Е. Красик, В. М. Матвиенко. Генерация мощного ленточного ионного пучка в диоде с самоизоляцией // *Физика плазмы*. – 1985. – Т. 11. – № 9. – С. 1057–1061.
 27. K. D. Bergeron. Two-species flow in relativistic diodes near the critical field for magnetic insulation // *Appl. Phys. Lett.* - 1976. - Vol. 28. - № 6. - P. 306–308.

-
28. T. Yoshikawa, K. Masugata, M. Ito, M. Matsui, K. Yatsui. Planar-type self-magnetically insulated diode as a new source of intense pulsed light-ion beam // *J. Appl. Phys.* – 1984. – Vol. 56. – № 11. – P. 3137–3140.
- 29 Bauer W., Citron A., Kühn W., Rogner A., Schimassek W., Stoltz O. Investigation of a Self-Magnetically Insulated B_{θ} -Diode // 6th IEEE International Pulsed Power Conference, Arlington, Virginia. – 1987. –123 p.
- 30 K.W. Zieher. Investigation of a pulsed self-magnetically B_{θ} insulated ion diode // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research v. 228* (1984) pp. 161-168.
31. X. P. Zhu, M. K. Lei, T. C. Ma. Characterization of a high-intensity bipolar-mode pulsed ion source for surface modification of materials // *Rev. Scientific Instr.* – 2002. – № 73. – P. 17–28.
32. J. P. Xin, X. P. Zhu, M. K. Lei. Initial plasma of a magnetically insulated ion diode in bipolar-pulse mode // *Phys. Plasmas.* – 2008. – Vol. 15. – P. 123108.
33. Печенкин, С.А. Экспериментальное исследование генерации и ускорения тяжелых ионов из взрывоэмиссионной плазмы.: дис. ... канд. физ.-мат. наук: 01.04.20 / С. А. Печенкин - Томск, 1985. – 126 с.
34. A. I. Pushkarev, Yu. I. Isakova. A gigawatt power pulsed ion beam generator for industrial application // *Surf. and Coatings Technol* – 2013 – Vol. 228 - P. 382–384.
35. G. E. Remnev, I. F. Isakov, A. I. Pushkarev, et al. High Intensity Pulsed Ion Beam Sources and Their Industrial Applications // *Surf. and Coat. Technol.* – 1999 - Vol. 114 - P. 206–212.
36. Автор рисунка Э. Г. Фурман. Рисунок взят из Ремнев Г.Е., Фурман Э.Г. Импульсные источники мощных пучков заряженных частиц. Томск: Изд-во ТПУ, 2002 г., 229 с. (не опубликовано).
37. Месяц, Г.А. Импульсный электрический разряд в вакууме / Г. А. Месяц, Д. И. Проскуровский. - Новосибирск: Наука, 1984. - 256 с.
38. Ю. И. Исакова, А. И. Пушкарев, Г. Е. Холодная. Дифференциальный высоковольтный делитель напряжения // *Приборы и техника эксперимента* – 2011 - № 2 - С. 39–43.
39. Y. I. Isakova. Diagnostic Equipment for the TEMP-4M Generator of High-current Pulsed Ion Beams // *Journal of the Korean Physical Society* – 2011 - Vol. 59 - №. 6 - P. 3531-3535.
40. Исакова, Ю.И. Информационно-диагностическое оборудование генератора сильноточных импульсных ионных пучков ТЕМП-4 / Ю. И. Исакова, И. Д. Марченко // *Современные техника и технологии: Сборник трудов XV Международной научно-практической конференции студентов, аспирантов и молодых учёных* - Томск: ТПУ – 2009 - Т. 1 - С. 44-46.

-
41. Калантаров, П.Л. Расчет индуктивностей: Справочная книга / П. Л. Калантаров, Л. А. Цейтлин. - Л., Энергоатомиздат. Ленингр. отд-ние, 1986. - 488 с.
42. Matsuda, M. Energy transfer efficiency of nano-seconds pulsed power generator for non-thermal plasma processing / Matsuda M., Wang D., Matsumoto T., Namihira T., Akiyama H. // 3rd Euro-Asian Pulsed Power Conference/18th International Conference on High-Power Particle Beams – 2010 - P. 308.
43. Y. I. Isakova, A. I. Pushkarev, I. P. Khaylov. The Energy Transfer in the TEMP-4M Pulsed Ion Beam Accelerator // Review of Scientific Instruments. – 2013 - Vol. 84 - № 7. – P. 073302.
44. Хайлов, И. П. Исследование баланса энергии в ионном ускорителе ТЕМП-4М / И. П. Хайлов, Ю. И. Исакова // Современные техника и технологии: сборник трудов XVIII Международной научно-практической конференции студентов, аспирантов и молодых ученых. - Томск: ТПУ – 2012. – Т.1. – С. 125–126.
45. Пушкарев, А.И. Генератор импульсных ионных пучков гигаватной мощности для промышленных применений / А.И. Пушкарев, Ю.И. Исакова, В.И. Гусельников // Ядерная и радиационная физика: Тезисы 8-й Международной конференции, Алматы, 20-23 Сентября 2011. - Алматы: ИЯФ НЯЦ РК - 2011 - С. 315-316.
46. Isakova, Y. I. Intense ion Beam Production in Self-Magnetically Insulated Diodes / Y.I. Isakova, A. I. Pushkarev, I. P. Khaylov // 18th International Conference on Surface Modification of Materials by Ion Beams: Program and Abstracts, Kusadasi, September 15-20, 2013. - Istanbul: IKMIB, 2013 - P. 208.
47. А. И. Пушкарев, Ю. И. Исакова. Кольцевой ионный диод с магнитной самоизоляции // ЖТФ - 2012 - Т. 82 - №2 - С. 24-30.
48. Исакова, Ю.И. Баланс энергии в ионном ускорителе ТЕМП-4М / Ю. И. Исакова, И. П. Хайлов, // Сборник трудов X международной конференции студентов и молодых ученых «Перспективы развития фундаментальных наук». - Томск: ТПУ – 2013. – Т.1. – С. 83–86.
49. Бойко В.И. Взаимодействие импульсных пучков заряженных частиц с веществом / Бойко В.И., Скворцов В.А., Фортов В.Е., Шаманин И.В. - М.: ФИЗМАТЛИТ, 2003. - 288 с.
50. Ю. И. Исакова, А. И. Пушкарев, В. А. Тарбоков. Измерение состава и энергетического спектра импульсного ионного пучка времяпролетным методом высокого разрешения // Известия Томского политехнического университета - 2010 - Т. 316 - № 2 - С. 76–79.
51. A. I. Pushkarev, Yu. I. Isakova. Explosive-Emission Plasma Dynamics in Ion Diode in Double-Pulse Mode // Plasma Science and Technology. – 2011. – Vol.13. – №.6. – P. 698–702.

-
52. A. I. Pushkarev, J. I. Isakova, M. S. Saltimakov, R.V. Sazonov. Research on the plasma dynamics in a magnetically self-insulated ion diode with explosive emission potential electrode // *Natural Science* – 2010 - Vol.2 - №5 - P. 419-426.
53. A. I. Pushkarev, J. I. Isakova, M. S. Saltimakov, R.V. Sazonov. Investigation of magnetically self-insulated effect in an ion diode with an explosive emission potential electrode // *Phys. Plasmas* - 2010. - Vol.17 – 013104.
54. C.E. Christodoulides., J. H. Freeman. Ion beam studies Part II: A calorimetric method for ion beam studies // *Nuclear Instruments and Methods*. - 1976. - Vol. 135. - № 1. - P. 13–19.
55. Москалев, В. А. Измерение параметров пучков заряженных частиц / Москалев В.А., Сергеев Г.И. - М.: Энергоатомиздат, 1991. – 263 с.
56. G. E. Remnev, I. F. Isakov, M. S. Opekounov, et al. High-power Ion Sources for Industrial Application // *Surf. and Coatings Technol.* – 1997. – Vol. 96. – P. 103–109.
57. H. A. Davis H.A., R. R. Bartsch, J. C. Olson, D. J. Rej, W.J. Waganaar. Intense ion beam optimization and characterization with infrared imaging // *J. Appl. Phys.* - 1997. – Vol. 82. - № 7. – P. 3223.
58. Y. I. Isakova, A. I. Pushkarev. Thermal Imaging Diagnostics of Powerful Ion Beams // *Instruments and Experimental Techniques*. - 2013 - Vol. 56 - №. 2 - P. 185–192.
59. Isakova, Y. I. Infrared imaging diagnostics for parameters of powerful ion beams formed by a diode in a double-pulse mode // *Proceedings of Pulsed Power Conference (PPC)* – 2011 - IEEE – P. 334 – 340.
60. W. J. Parker, R. J. Jenkins, C. P. Butler, G. L. Abbott. Flash Method of Determining Thermal Diffusivity, Heat Capacity, and Thermal Conductivity // *J. Appl. Phys.* - 1961 – 32 – P. 679-685.
61. Филиппов, Л.П. Измерение теплофизических свойств веществ методом периодического нагрева. – М.: Энергоатомиздат, 1984. – 48 с.
62. Проскуровский, Д.И. Эмиссионная электроника: Учеб. Пособие для вузов. - 2-е изд. Томск, 2010. - 288 с.
63. С. Я. Беломытцев, С. Д. Коровин, Г. А. Месяц. Эффект экранировки в сильноточных диодах // *Письма в ЖТФ* – 1980 - Т. 6. - № 18. - С. 1089 - 1092.
64. А. И. Пушкарев, Р. В. Сазонов. Исследование потерь импульсного электронного пучка при формировании и выводе из диодной камеры ускорителя // *Приборы и техника эксперимента* - 2007 - № 5. - С. 117–124.

-
65. H. A. Davis, G. P. Johnston, J. C. Olson, D. J. Rej, et al. Characterization and modeling of the ablation plumes formed by intense-pulsed ion beam impact on solid targets // *Journal of Applied Physics* – 1999 - 85 (2) - P. 713-721.
66. С. П. Бугаев, Е. А. Литвинов, Г. А. Месяц, Д. И. Проскуровский. Взрывная эмиссия электронов // *УФН* – 1975 – 115 – С. 101–120.
67. Месяц, Г.А. Взрывная электронная эмиссия / Г.А. Месяц. - М.: Физматлит, 2011, - 280 с.
68. V. Vekselman, J. Gleizer, D. Yarmolich, J. Felsteiner, Y. Krasik et al. Plasma characterization in a diode with a carbon-fiber cathode // *Appl. Phys. Lett.* – 2008 – 93 – 081503.
69. Limin Li, L. Chang, L. Zhang, et al. Development mechanism of cathode surface plasmas of high current pulsed electron beam sources for microwave irradiation generation // *Laser and Particle Beams*. – 2012. - Vol. 30. – Iss. 04. – P. 541 – 551.
70. M. Creedon. Magnetic cutoff in high-current diodes // *J. Appl. Phys.* – 1977. – 48 – P. 1070.
71. Ремнев, Г.Е. Получение мощных ионных пучков для технологических целей // Автореферат диссертации на соискание ученой степени доктора технических наук в форме научного доклада. Томск, 1994 г.
72. Э. Н. Абдулин, С. П. Бугаев, А. М. Ефремов и др. Генераторы пучков электронов на основе вакуумно-изолированных генераторов Маркса // *ПТЭ* - 1993 - №5 - С. 138 - 242.
73. Э. Н. Абдуллин, Г. П. Баженов. О механизме интенсивного газовыделения с анода в электронных источниках // *Известия вузов. Физика*. – 1984. – №11. – 7с. Деп. в ВИНТИ, № 5616-84.
74. L. Li, L. Liu, H. Wan, J. Zhang, J. Wen, Y. Liu. Plasma-induced evolution behavior of space-charge-limited current for multiple-needle cathodes // *Plasma Sources Sci. Technol.* – 2009 – Vol. 18 - 015011.
75. Isakova, Y.I. Magnetic field influence on an explosive-emissive plasma expansion speed / Isakova Y.I., Kholodnaya G.E. // *Proceeding of the 16th International Scientific and Practical Conference of Students, Postgraduates and Young Scientists Modern Techniques and Technologies, Tomsk, Tomsk Polytechnic University*. - Tomsk: TPU Press, 2010. - P. 6–8.
76. Pushkarev, A. Volt-ampere characteristics of planar diode in mode of emission limitation / A.I. Pushkarev, R. V. Sazonov // *Proceedings of 28th International Conference on Phenomena in Ionized Gases, Prague*. – 2007. – P. 292–294.

77. А. И. Пушкарев, Ю. Н. Новоселов, Р. В. Сазонов. Эффективность работы планарного диода с взрывоэмиссионным катодом при задержке плазмообразования // Журнал технической физики. – 2008. – Т. 78. – № 3. – С. 72–77.

78. A. Roy, R. Menon, S. Singh, M. Kulkarni, P. Saroj, K. Nagesh, K. Mittal, D. Chakravarthy. Shot to shot variation in perveance of the explosive emission electron beam diode // Physics of Plasmas. - 2009. - № 16. - 033113.

79. H. Ito, H. Miyake, K. Masugata. Diagnosis of high-intensity pulsed heavy ion beam generated by a novel magnetically insulated diode with gas puff plasma gun // Rev. Sci. Instrum. – 2008 – 79 – 103502.

80. H. Ito, K. Fujikawa, H. Miyake, K. Masugata. Characteristic Observation of Intense Pulsed Aluminum Ion Beam in Magnetically Insulated Ion Diode With Vacuum Arc Ion Source // IEEE Transactions on plasma science. – 2009 - Vol. 37 - 10 – P. 1879 – 1884.

81. A. I. Pushkarev, Yu. I. Isakova, I. P. Khailov. Shot-to-shot reproducibility of a self-magnetically insulated ion diode // Review of Scientific Instruments – 2012 - 83(7) - 073309.

82. X. P. Zhu, M. K. Lei, Z. H. Dong, T. C. Ma. Characterization of a high-intensity unipolar-mode pulsed ion source with improved magnetically insulated diode // Rev. Sci. Instrum. – 2003 - Vol. 74 - №1 - P. 47-52.

83. Нагибин, Ю.Т. Методы статистической обработки экспериментальных данных в оптоэлектронике. Регрессионный и корреляционный анализ. Учебное пособие. – СПб.: СПбГУ ИТМО, 2011. - 53 с.

84. А. И. Пушкарев, Ю. И. Исакова. Локальное усиление плотности энергии ионного пучка в диоде с магнитной самоизоляцией // Известия ВУЗов. Физика. - 2011. - Т. 54 - № 11/3, С. 53-60.

85. T. Yoshikawa, K. Masugata, M. Ito, M. Matsui, K. Yatsui. Planar-type self-magnetically-insulated diode as a new source of intense pulsed light-ion beam // J. Appl. Phys. – 1984 - Vol 56 - №11 – P. 3137-3140.

86. Исакова, Ю.И. Исследование неоднородности генерации мип в диоде с магнитной самоизоляцией по тепловому отпечатку на мишени / Ю.И. Исакова, Г.Е. Холодная // Ядерная и радиационная физика: Доклады 8-й Международной конференции, Алматы, 20-23 Сентября 2011. - Алматы: ИЯФ НЯЦ РК, 2011 - С. 469-473.

87. Y. I. Isakova, G. E. Kholodnaya, A. I. Pushkarev. Influence of Cathode Diameter on the Operation of a Planar Diode with an Explosive Emission Cathode // Advances in High Energy Physics – 2011 - Vol. 2011 - 649828.

88. S. Humphries, Charged Particle Beams. Wiley, New York, 1990 – P. 834.

89. ELCUT 5.5. Комплекс программ для моделирования электромагнитных, тепловых и механических задач. Санкт-Петербург, 2007.

90. А. И. Пушкарев, Ю. И. Исакова. Механизм подавления электронного тока в ионном диоде с магнитной самоизоляцией // Письма в ЖТФ – 2012 – Т. 38 - Вып. 3 - С. 79-87.

91. S. Humpries. Self magnetic insulation of pulsed ion diodes // Plasma Physics. - 1977 - Vol. 19 – P. 599- 406.

92. Э. Г. Фурман, Ф. И. Степанов, Н. Ж. Фурман. Ионный диод // Журнал технической физики. – 2007. – Т. 77. – № 5. – С. 86–95.

93. P. F. Ottinger, G. Cooperstein, J.W. Schumer. Self-Magnetic Field Effects on Electron Emission as the Critical Current Is Approached // Scientific Report: Naval Research Laboratory Pulsed Power Physics Branch Plasma Physics Division. - September 28, 2001.

94. Арцимович, Л.А. Движение заряженных частиц в электрических и магнитных полях. Учебное пособие / Л.А. Арцимович, С.Ю. Лукьянов - «Наука», М., - 1976 – С. 224.

95. Z. Werner, J. Piekoszewski, W. Szymczyk. Generation of high-intensity pulsed ion and plasma beams for material processing // Vacuum – 2001 – 63 - P. 701-708.

96. Пушкарев, А.И. Генерация пучков заряженных частиц в диодах со взрывоэмиссионным катодом / А. И. Пушкарев, Ю.И. Исакова, Р.В. Сазонов, Г.Е. Холодная. - М: ФИЗМАТЛИТ, 2013. – 240 с.

97. H. Ito, Y. Ochiai, K. Masugata. Development of High-current Pulsed Heavy-ion-beam Technology for Applications to Materials Processing // Journal of the Korean Physical Society – 2011 - Vol. 59, - №. 6 - P. 3652-3656.

УТВЕРЖДАЮ

Зач. Проректор по научной работе БГУ

 Ивашкевич
«21» 12 2012 г.



АКТ

об использовании НИР в учебном процессе

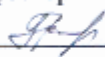
Настоящий акт составлен об использовании в учебном процессе разработки: «Состав и энергетический спектр мощных импульсных ионных пучков», выполненной по теме НИР «Плазодинамические системы нового поколения и физические процессы высокоэнергетического воздействия гетерогенных плазменных потоков на материалы, структурно-фазовая эволюция и радиационно-плазменная активация модифицированных объектов, синтез низкоразмерных структур и покрытий», № ГР 20114972. Разработка сделана на основе научных работ Исаковой Ю. И., выполненных в Томском политехническом университете (ТПУ) в рамках договора о научном сотрудничестве между БГУ и ТПУ.

Разработка использована в учебном процессе кафедры физики твердого тела с декабря 2012 г.

Разработка используется в лекционных курсах «Структурно-фазовые изменения при облучении» (специализация 1-31 04 01-05 ядерная физика и технологии), «Взаимодействие излучения с твердым телом» (специализация 1-31 04 01-01 научно-исследовательская деятельность) и позволяет повысить уровень подготовки специалистов, выпускаемых кафедрой физики твердого тела.

Описание объекта внедрения прилагается и является неотъемлемой частью Акта.

Декан физического факультета,
профессор

 В.М. Анишик

Заведующий КФТТ, профессор

 В.В. Углов

Сотрудники, использующие
разработку

профессор  В.В. Углов

Заместитель председателя
Совета по НИРСА БГУ

 А.Г. Захаров

Рассмотрено на Совете по НИРСА:

 Д.А. Вайтовский

 А.Р. Короткий

5416/145

ОПИСАНИЕ ОБЪЕКТА ВНЕДРЕНИЯ

«Состав и энергетический спектр мощных импульсных ионных пучков»

1. Краткая характеристика объекта внедрения и его назначение

Результаты научных работ Исаковой Ю.И. позволили получить впервые новую научную информацию о энергетических спектрах ионов, формируемых мощными импульсными ускорителями ионов с энергиями более 150 кэВ. Ионный состав и энергетический спектр мощных импульсных потоков определяет глубину модифицированного слоя обрабатываемого материала, особенности изменения его свойств. Работы Исаковой Ю.И. являются основой для внедрения в лекционные курсы «Структурно-фазовые изменения при облучении», «Взаимодействие излучения с твердым телом», читаемые на кафедре физики твердого тела.

2. Фамилия и инициалы разработчиков, место работы, должность

Исакова Ю.А., аспирант, инженер-исследователь лаборатории № 1 Института физики высоких технологий Национально-исследовательского Томского Политехнического Университета.

Углов В.В., заведующий кафедрой физики твердого тела БГУ.

3. Фамилия и инициалы преподавателей, использующих разработку

Углов В.В., заведующий кафедрой физики твердого тела БГУ.

4. Начало использования объекта внедрения (месяц, год) декабрь 2012 г.

5. Число студентов, использовавших разработку: 14.

6. Дата и номер протокола заседания кафедры, на котором разработка рекомендована к внедрению: N 5, от 20.12.2012 г.

Зав. кафедрой  /Углов В.В. /

Разработчики  /Исакова Ю.А. /

 /Углов В.В. /

УЧРЕЖДЕНИЕ РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК
КАЗАНСКИЙ ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ им. Е. К. ЗАВОЙСКОГО
КАЗАНСКОГО НАУЧНОГО ЦЕНТРА РАН
(КФТИ КазНЦ РАН)

420019, г. Казань, ул. Сибирский тракт, д. 10/7
тел.: (843) 272-05-03, факс: (843) 272-50-75, e-mail: phys-tech@kfti.knc.ru, http://www.kfti.knc.ru
ОКПО 02700049, ОГРН 1021603630025, ИНН/КПП 1653009219/166001001

04.02.2013 № 19391/17.2.105.1

На № _____ от _____

УТВЕРЖДАЮ
Зам. директора КФТИ КазНЦ РАН

Тарасов В.Ф.
"04" 02 2013 г.



АКТ

об использовании результатов
кандидатской диссертационной работы
Исаковой Юлии Ивановны

Экспертная комиссия в составе:

председатель: Зав. Лаб. интенсивных радиационных воздействий,
д.ф.-м. н. Баязитов Р.М.,




члены комиссии: с.н.с., к.ф.-м.н. Баталов Р.И., н.с. Шустов В.А.

составили настоящий акт о том, что результаты диссертационной работы Исаковой Ю.И. «Ионный диод с магнитной самоизоляцией», представленной на соискание ученой степени кандидата наук, использованы в плановой научной деятельности КФТИ КазНЦ РАН, а также в конкурсном проекте Российского фонда фундаментальных исследований («Разработка и исследование свойств кремниевых наногетероструктур со встроенными нанокристаллами полупроводниковых силицидов», №11-02-12075_офи_м):

1. при модернизации генератора наносекундных импульсов напряжения и оптимизации работы фокусирующего полоскового диода с магнитной самоизоляцией для получения мощных ионных пучков;
2. при выборе и разработке оборудования для контроля параметров мощного ионного пучка;
3. при компьютерном моделировании процессов быстрого нагрева, кристаллизации и синтеза нанокompозитных полупроводниковых слоев.

Председатель комиссии

Члены комиссии:

 Баязитов Р.М.
 Баталов Р.И.
 Шустов В.А.

Федеральное государственное
бюджетное учреждение науки

ИНСТИТУТ СИЛЬНОТОЧНОЙ
ЭЛЕКТРОНИКИ СИБИРСКОГО
ОТДЕЛЕНИЯ РОССИЙСКОЙ
АКАДЕМИИ НАУК
(ИСЭ СО РАН)

Проект. Академический, д. 2/3, Томск, 634055
Для телеграмм: Томск-55, Разряд
Факс (3822) 492-410
Телефон (3822) 491-544
E-mail: contact@hcei.tse.ru
http://www.hcei.tse.ru



УТВЕРЖДАЮ

Зам. директора по НР, д.т.н.

Коваль Н.Н. Коваль Н.Н.
Дата: 5 " февраль 2013 г.

АКТ

о внедрении (использовании) результатов
диссертационной работы Исаковой Юлии Ивановны,
представляемой на соискание учёной степени кандидата наук

Комиссия в составе:

председатель - Батраков А.В., зав. лаб. вакуумной электроники (ЛВЭ), к.ф.-м.н.,
члены комиссии: Озур Г.Е., в.н.с. ЛВЭ, д.т.н.; Марков А.Б., с.н.с. ЛВЭ, к.ф.-м.н.
составили настоящий акт о том, что результаты диссертационной работы Исаковой Ю.И. «Ионный диод с магнитной самоизоляцией», представляемой на соискание ученой степени кандидата наук, использованы в научной деятельности ИСЭ СО РАН, а именно:
исследование распределения плотности энергии по сечению нерелятивистского сильно-
точного электронного пучка проводится с помощью тепловизионной диагностики с ис-
пользованием методики, изложенной в статье Исаковой Ю.И., Пушкарева А.И., Хайлова
И.П. Тепловизионная диагностика мощных ионных пучков // Приборы и техника экспе-
римента, 2013. Методика используется при выполнении следующих проектов:

1. Проект РФФИ № 12-08-00213-а «Управление формой и поперечным профилем плотности энергии нерелятивистского сильноточного электронного пучка».
2. Госбюджетный проект «Взрывоэмиссионные процессы в вакуумном разряде и разработка фундаментальных основ их применения в технологиях», выполняемый в рамках приоритетного направления «Современные проблемы физики плазмы, включая физику высокотемпературной плазмы и управляемого термоядерного синтеза, физику астрофизической плазмы и основы ее применения в технологических процессах».

Председатель комиссии

А.В. Батраков

Батраков А.В.

Члены комиссии:

Г.Е. Озур

Озур Г.Е.

А.Б. Марков

Марков А.Б.



«ПРИТВЕРЖДАЮ»
 Ректор ОмГУ
 им. Ф.М. Достоевского
 _____ В.И. Струнин
 _____ 02 _____ 2013 г.

АКТ
 об использовании результатов диссертационной работы
 Исаковой Юлии Ивановны

Комиссия в составе:

председатель: зав. кафедрой прикладной и медицинской физики Омского государственного университета им. Ф.М. Достоевского, профессор, д.ф.-м.п. Геринг Г.И.

члены комиссии: доцент, к.ф.-м.н. Ковивчак В.С., доцент, к.ф.-м.н. Панова Т.В.

составили настоящий акт о том, что результаты диссертационной работы Исаковой Юлии Ивановны «Ионный диод с магнитной самоизоляцией», представленной на соискание ученой степени кандидата технических наук, использованы в научной деятельности кафедры прикладной и медицинской физики Омского государственного университета им. Ф.М. Достоевского:

1. При разработке технических предложений по модернизации диагностического оборудования и диодного узла ускорителя «Темп», используемого на кафедре прикладной и медицинской физики для научной и учебной работы.

2. При анализе экспериментальных данных по взаимодействию мощных ионных пучков с различными классами твердых тел.

Председатель комиссии:

профессор Геринг Г.И.

Члены комиссии:

доцент Ковивчак В.С.

доцент Панова Т.В.



ПОЧЕТНЫЙ ДИПЛОМ

*Лауреата XX конкурса Европейской Академии
для молодых ученых России по разделу «Физика»*

Исаковой Юлии Ивановне

Спонсор – Акционерный Российский Коммерческий Банк
«Росбизнесбанк» (Открытое Акционерное общество)

Президент Клуба
российских членов
Европейской Академии
В.П. Скулачев

Председатель
Наблюдательного Совета
ОАО АРКБ «Росбизнесбанк»
Н.В. Кошоба

23 декабря 2013 г.